

Министерство образования и науки РФ
Национальный исследовательский Томский государственный университет
Российская академия ракетных и артиллерийских наук
Обособленное структурное подразделение
«Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета»
(НИИ ПММ ТГУ)

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

Сборник трудов IX всероссийской научной конференции,
посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина,

21-25 сентября 2016 года, г. Томск



ТОМСК
2016

УДК 523.44; 531.3; 532.546; 533.6; 539.3
ББК 22.251; 22.253; 22.62

Ф 947 Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. – 494 с.: ил.

ISBN 978-5-94621-334-9

Сборник содержит материалы IX Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, прошедшей в г. Томске 21 – 25 сентября 2016 года.

Сборник включает в себя научные работы отражающие современные достижения в области воспламенения и горения конденсированных систем; внутренней и внешней баллистике; динамических и комплексных задач механики деформируемого твердого тела; газодинамике многофазных течений в технических устройствах; динамике полета и небесной механике; тепломассообмена и гидроаэромеханики; вычислительных технологий.

Для специалистов в области газовой динамики, механике твердого деформируемого тела, небесной механике, математического моделирования и вычислительных технологий, аспирантов и студентов старших курсов технических вузов и факультетов.

ISBN 978-5-94621-334-9

© Научно-исследовательский институт
прикладной математики и механики
ТГУ, 2016

ЭРОЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

В.А. Архипов

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27
Zharova@niipmm.tsu.ru

Горение твердых топлив в ракетных двигателях при действии скоростного обдува продуктами пиролиза конденсированной фазы (эрозионное горение) в течение длительного времени служит предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований, начиная с открытия этого явления («эффекта раздувания») О.И. Лейпунским в 1942 г. [1]. Достаточно подробный анализ работ по этой проблеме приведен в обзорах [2, 3] и в монографии [4]. Основные результаты получены для дозвуковых скоростей газового потока. Вопросам эрозионного горения конденсированных систем (КС) в условиях звукового и сверхзвукового потока газа посвящены лишь единичные публикации.

Один из первых эвристических подходов к моделированию эрозионного горения порохов был основан на механическом воздействии струи газов. В работах Мюруара предполагалось, что трение газообразных продуктов сгорания о поверхность пороха происходит настолько интенсивно, что газ «стирает» порох аналогично абразиву, то есть ускорение изменения толщины горящего свода пороха под действием газовой струи объясняется не увеличением скорости горения за счет химической реакции, а механическим разрушением [5]. Другой вариант механизма разрушения горячей поверхности предложил И.П. Граве [6], который предположил, что разрушение происходит вследствие того, что вихри турбулентного потока «вырывают» частицы пороха из поверхности порохового заряда. Проведенный анализ [1] показал, что механическое разрушение относится только к тепловому слою, предположительно полужидкому. В целом механическое воздействие струи газообразных продуктов сгорания на порох слишком слабое, чтобы его интенсивно разрушить.

Отметим, тем не менее, что для высокоскоростных потоков с числами Маха $M \geq 1$ возможен механический унос частиц алюминия с поверхности металлизированных составов смесевых КС с последующим их догоранием в потоке, и этот механизм нельзя игнорировать [7].

В настоящее время в отечественной литературе наиболее распространена сформулированная Я.Б. Зельдовичем в 1944 г. тепловая модель эрозионного горения [8], согласно которой влияние обдувающего потока проявляется в увеличении теплового потока, подводимого к топливу, за счет увеличения турбулентными слагаемыми суммарного коэффициента переноса тепла. В этой модели экзотермические реакции в конденсированной фазе не рассматривались. Соответственно, было

получено, что физическая причина увеличения скорости горения КС заключается не в увеличении скорости газофазной химической реакции, а в увеличении теплоприхода к горячей поверхности из зоны пламени.

Тепловая модель эрозионного горения Я.Б. Зельдовича и в настоящее время сохраняет конкурентоспособность по сравнению с другими теоретическими подходами, благодаря адекватности физической постановки реальным процессам и возможности количественной оценки коэффициента эрозии (с точностью до констант) на основе общих представлений о свойствах турбулентного потока. В рамках этой модели было впервые дано логичное объяснение отсутствию «раздувания» при низких скоростях газового потока, поскольку в этих условиях зона газофазного горения КС находится внутри ламинарного подслоя.

Дальнейшее развитие теоретические представления получили в работах В.Н. Вилюнова, в которых обобщена модель Я.Б. Зельдовича путем учета тепловыделения в конденсированной фазе [9]. В основу обработки экспериментальной информации с помощью введения безразмерного комплекса, известного как параметр Вилюнова Vi , был положен гидродинамический подход. Принято, что между влияющим на скорость горения теплоприходом из ядра потока к поверхности КС и гидродинамическим сопротивлением существует внутренняя физическая связь. Использована классическая гидродинамическая аналогия между теплообменом и трением в каналах. В этом случае тепловое воздействие на поверхность топлива учитывается опосредовано – через гидродинамические параметры потока и коэффициент сопротивления, связь между которыми определяется универсальным законом Прандтля [10]. Из литературных данных следует, что этот закон может быть экстраполирован до произвольно больших чисел Рейнольдса, на основании чего можно сделать вывод о правомерности применения параметра Вилюнова при больших, в том числе, сверхзвуковых скоростях течения. Ограничение применимости такого подхода основано на положении, сформулированном в работе [11], в соответствии с которым при числах Маха $M > 10$ газ начинает диссоциировать и не удовлетворяет классическому уравнению состояния. Теория В.Н. Вилюнова позволила более детально обосновать экспериментально обнаруженные эффекты: положительную эрозию, когда происходит увеличение скорости горения при превышении пороговой скорости газового потока, и

отрицательную эрозию, т. е. уменьшение скорости горения КС при малых скоростях обдува.

В последующих работах А.М. Липанова и В.К. Булгакова проведен анализ взаимовлияния процессов химической реакции в газовой фазе и турбулентности. Было показано, что химическая реакция непосредственным образом влияет на турбулентный тепло- и массоперенос в зоне горения, а турбулентные пульсации параметров потока изменяют эффективную скорость реакции. Эти эффекты были включены в усовершенствованную тепловую модель эрозионного горения [4]. При рассмотрении турбулентного тепло- и массопереноса при обдуве поверхности горящего топлива было отмечено, что динамический пограничный слой состоит из вязкого подслоя ($\mu_t / \mu \ll 1$), буферного подслоя ($\mu_t / \mu \approx 1$) и логарифмического подслоя ($\mu_t / \mu \gg 1$), где μ_t и μ – коэффициенты турбулентной и молекулярной вязкости.

В зависимости от того, в какой области пограничного слоя локализуется зона горения КС в газовой фазе, можно выделить два предельных режима газозфазного горения при обдуве:

- режим ламинарного горения, зависящий, в основном, от молекулярных механизмов переноса, когда зона горения находится в вязком подслое с линейным распределением продольной скорости потока;

- режим турбулентного горения, когда зона горения находится в пределах логарифмического подслоя и в процессах переноса определяющую роль играют турбулентные составляющие параметров потока.

Для характеристики двух режимов горения введен новый параметр V , равный отношению характерного масштаба ширины зоны горения в газовой фазе к ширине вязкого подслоя [4]. Очевидно, что для первого режима горения параметр $V < 1$, для второго – $V > 1$.

При обработке результатов экспериментов большую роль играет выбор критериальной зависимости для коэффициента эрозии $\varepsilon = u_e / u_o$, где u_e, u_o – линейные скорости горения КС в условиях обдува и без обдува. В общем случае коэффициент эрозии зависит от давления p , скорости U , температуры T , и плотности ρ газового потока, обтекающего поверхность горения, и начальной температуры топлива T_n :

$$\varepsilon = f(p, U, T, \rho, T_n). \quad (1)$$

Анализ моделей эрозионного горения КС показывает, что в теоретические формулы для коэффициента эрозии (раздувания) входит достаточно большой набор параметров, как самого топлива, так и продуктов сгорания, а также кинетические константы химических реакций в волне горения КС. Низкая точность определения большинства параметров (температура поверхности горения, энергия активации, коэффициенты переноса и т. д.) не позволяет положить в основу практических расчетов внутрибаллистических характеристик твердотопливных ракетных

двигателей (РДТТ) полученные теоретические зависимости. Поэтому единственно надежным способом определения количественных характеристик эрозионного горения КС остается проведение измерений скорости горения топлива в условиях обдувающего потока в специальных модельных установках.

Конкретный вид эмпирической зависимости (1) трудно получить из-за необходимости проведения большого объема экспериментов с варьированием входящих в нее параметров U, T, p, ρ, T_n . Кроме того, многопараметрическая зависимость неудобна для практических расчетов внутрибаллистических характеристик РДТТ. В опубликованных данных по характеристикам эрозионного горения используются, как правило, зависимости коэффициента эрозии от одного параметра. Поскольку зависимость коэффициента эрозии от скорости обтекающего потока носит пороговый характер, то эмпирические формулы представляются в следующем виде:

$$\varepsilon(z) = \begin{cases} 1 & \text{при } z < z_*, \\ 1 + k_z(z - z_*) & \text{при } z \geq z_*, \end{cases} \quad (2)$$

где k_z, z_* – эмпирические константы (z_* – пороговое значение параметра z , начиная с которого увеличивается скорость горения).

В качестве параметра z в формуле (2) обычно используются скорость газа U , приведенная скорость газа $\lambda = U/a_{кр}$ ($a_{кр}$ – критическая скорость звука), плотность потока газа $G = \rho U$, параметр Победоносцева Ro , параметр Виллюнова Vi .

Параметр Победоносцева $Ro = S/F$ (S – площадь поверхности горения твердого топлива, F – площадь поперечного сечения проходного тракта заряда) характеризует скорость продуктов сгорания в камере сгорания ракетного двигателя [12]. Для трубчато-канального заряда длиной L и с радиусом канала r параметр Победоносцева $Ro = 2L/r$.

Основным параметром, определяющим коэффициент эрозии в теории В.Н. Виллюнова, является безразмерный комплекс (параметр Виллюнова) [9]:

$$Vi = \frac{\rho U}{m_o} \sqrt{\xi}, \quad (3)$$

где $m_o = \rho_p u_o = \rho_g v_g$ – массовая скорость горения ТРТ в отсутствие обдува; ρ_p и ρ_g – плотность КС и газообразных продуктов его горения; v_g – скорость оттекающих от поверхности продуктов горения, ξ – коэффициент гидродинамического сопротивления. Физический смысл параметра Виллюнова состоит в сравнении плотностей потоков для газа, текущего над поверхностью КС, и газа, оттекающего по нормали к этой поверхности.

В работах В.Н. Виллюнова в соответствии с [13] для расчета ξ используются формулы Никурадзе ($Re = 10^5 \div 2 \cdot 10^6$)

$$\xi = 0.0032 + \frac{0.22}{\text{Re}^{0.237}} \quad (4)$$

и Блазиуса ($\text{Re} = 4 \cdot 10^3 \div 10^5$)

$$\xi = \frac{0.316}{\text{Re}^{0.25}}, \quad (5)$$

где Re – локальное значение числа Рейнольдса.

Отметим, что параметр Виллонова можно приближенно выразить через параметр Победоносцева. Полагая расход газа через сечение F равным приходу газа от горячей поверхности S без учета эрозии, получим:

$$FrU = m_o S,$$

или

$$Vi = \frac{S}{F} \sqrt{\xi} = Po \sqrt{\xi}.$$

Для дозвуковых режимов потока газа эффект эрозионного горения достаточно хорошо экспериментально изучен, получены и нашли широкое практическое применение критериальные зависимости для смесевых и баллистических составов КС. В согласии с формулой (1) установлено, что коэффициент эрозии зависит от температуры и структуры обдуваемого потока, начальной температуры и компонентного состава КС, воздействия акустического поля и других факторов.

В частности, для баллистических топлив с калорийностью $Q = (3.35 \div 3.77)$ МДж/кг получена зависимость [12] коэффициента эрозии от текущего значения параметра Победоносцева:

$$\varepsilon(Po) = \begin{cases} 1 & \text{при } Po < 100, \\ 1 + 3.2 \cdot 10^{-3} (Po - 100) & \text{при } Po \geq 100. \end{cases}$$

В работе [14] экспериментально показано, что эрозионный эффект для исследованных трех составов баллистических КС при дозвуковых режимах обтекания хорошо описывается единой зависимостью:

$$\varepsilon(Vi) = \begin{cases} 1 & \text{при } Vi < 8, \\ 1 + 0.05(Vi - 8) & \text{при } Vi \geq 8. \end{cases}$$

Отметим, что проблема исследования горения КС при сверхзвуковом обтекании горячей поверхности, в отличие от исследований эрозионного горения при дозвуковых скоростях обтекающего потока, является актуальной и недостаточно изученной.

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 - 2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034 (уникальный идентификатор RFMEFI57814X0034).

Литература

1. Лейпунский О.И. К вопросу о физических основах внутренней баллистики реактивных снарядов: Дисс. д-ра физ.-мат. наук. / ИХФ АН СССР. – Москва, 1945. (Напечатано в Сб.: «Теория горения порохов и взрывчатых веществ». – М.: Наука, 1982. – С. 226–277.)
2. Razdan M.K., Kuo K.K. Erosive burning of solid propellants. / Fundamentals of Solid Propellant Combustion / K.K. Kuo, M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics. – New York, 1994. Vol. 90(4).
3. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е. Эрозионное горение. Проблемы моделирования // Физика горения и взрыва. – 2007. – Т. 47, № 3. – С. 47–58.
4. Булгаков В.К., Липанов А.М. Теория эрозионного горения твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 2001.
5. Muraour H. Sur la the'orie des re'actions explosives. Cas particulier des explosifs d'amourc,age. // Bull. Soc. Chem. Fr. – 1932. – Vol. 51, pp. 1152–1166.
6. Граве И.П. Внутренняя баллистика. Пиродинамика. – Л.: Артакадемия им. Ф.Э. Дзержинского, 1934.
7. Димитриенко Ю.И., Димитриенко И.Д. Термомеханическая модель эрозионного горения энергетических материалов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Естественные науки», 2012. – С. 96–112.
8. Зельдович Я.Б. К теории горения пороха в потоке газа // Физика горения и взрыва. – 1971. – Т. 7, № 4. – С. 463–476.
9. Виллонов В.Н. К теории эрозионного горения порохов // Доклады АН СССР. – 1961. – Т. 136, № 2. – С. 381.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974.
11. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. – Новосибирск: Наука, 1962.
12. Шапиро Я.И., Мазинг Г.Ю., Прудников Н.Е. Теория ракетного двигателя на твердом топливе. – М.: Воениздат, 1966.
13. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
14. Виллонов В.Н., Колмаков А.Д. О скорости горения пороха в турбулентном потоке газов // Труды СФТИ. – М., 1963. – № 3.

ДИНАМИКА ОКОЛОЗЕМНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ. НОВЫЕ АСПЕКТЫ

Т.В. Бордовицына

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
 634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, НИИ ПММ ТГУ,
 E-mail: tvbord@sibmail.com

Введение. В последние 20 лет главным трендом динамики стало признание потенциальной хаотичности всех динамических систем, вытекающее из ляпуновской неустойчивости описывающих эти системы математических моделей. Наличие или отсутствие реальной хаотизации движения зависит от совокупности действующих сил, причем важную, можно сказать определяющую, роль в этом процессе играют разнообразные частотные резонансы.

Как известно, все динамическими системы в небесной механике – это, так называемые, сильно возмущенные системы. В этих системах помимо основных частот, связанных со средним движением по орбите вокруг центрального тела, есть еще вековые частоты, обусловленные влиянием возмущающих факторов. Резонансы всех этих частот и создают тот или иной динамический портрет любой изучаемой системы небесных тел.

В полной мере это относится и к системе околоземных космических объектов искусственного происхождения, которая в течение последних 50 лет очень интенсивно пополняется отработавшими космическими аппаратами (КА), последними ступенями ракет-носителей, разгонными блоками и фрагментами, образовавшимися в результате распада объектов на орбите. В настоящее время в околоземном космическом пространстве (ОКП) существует около 20000 только зарегистрированных и регулярно наблюдаемых космических объектов (КО) размером больше 10 см [1]. При этом только 7% объектов являются функционирующими КА, остальные относятся к пассивным объектам космического мусора (КМ), которые движутся по законам небесной механики и подчиняются тем динамическим закономерностям, которые характерны для соответствующей области ОКП.

Отсюда собственно и вытекает необходимость в знании динамической структуры ОКП.

В исследовании динамической структуры ОКП применяется двойкий подход: проводится анализ области орбитального пространства методом ляпуновских характеристик и выявляются резонансы, имеющие место в орбитальном движении объектов данной области. Такой подход дает возможность не только определить характер движения, но и выяснить его причину.

Метод ляпуновских характеристик. Пусть динамическая система определится системой уравнений

$$\frac{d}{dt}\mathbf{x}(t) = \mathbf{f}(\mathbf{x}(t), \alpha), \quad \mathbf{x} \in \mathbf{R}^{2n} \quad (1)$$

где $\mathbf{x}(t)$ – шестимерный вектор состояния системы, а α – вектор параметров модели сил. Пусть далее

$\phi(t) = \phi(t, x_0, t_0)$ есть решение системы (1) при начальных условиях (t_0, x_0) , тогда ляпуновское характеристическое число (LCN) определится как

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln \frac{\|\delta_\phi(t)\|}{\|\delta_\phi(t_0)\|}, \quad (2)$$

где $\delta_\phi(t)$, так называемый касательный вектор, который измеряет эволюцию начального бесконечно малого отклонения $\delta_\phi(t_0) \equiv \delta_0$ между решением $\phi(t)$ и очень близкой орбитой. Эта эволюция с точностью до бесконечно малых первого порядка может быть описана вариационным уравнением вида

$$\dot{\delta}_\phi = \frac{d}{dt} \delta_\phi(t) = \mathbf{J}(\mathbf{f}(\phi(t))) \delta_\phi(t), \quad (3)$$

где $\mathbf{J}(\mathbf{f}(\phi(t))) = \partial \mathbf{f} / \partial \mathbf{x}(\phi(t))$, есть матрица Якоби системы дифференциальных уравнений. Заметим, что параметр LCN может быть представлен также в интегральной форме [2].

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t \frac{\dot{\delta}_\phi(s)}{\delta_\phi(s)} ds, \quad (4)$$

причем $\delta_\phi = \|\delta_\phi\|$, $\dot{\delta}_\phi = \dot{\delta}_\phi \cdot \delta_\phi / \delta_\phi$.

Прямое использование параметра LCN в задачах небесной механики затруднительно, поскольку не позволяет четко отделить регулярное движение от хаотического. Поэтому вместо параметра LCN используются его более удобные модификации. Наиболее удобным нам представляется параметр MEGNO (среднее экспоненциальное расхождение близких орбит) $Y_\phi(t)$ [2], который представляет собой взвешенную по времени интегральную форму LCN:

$$Y_\phi(t) = \frac{2}{t} \int_0^t \frac{\dot{\delta}_\phi(s)}{\delta_\phi(s)} ds, \quad (5)$$

а средняя величина $\bar{Y}_\phi(t)$ получается как

$$\bar{Y}_\phi(t) = \frac{1}{t} \int_0^t Y_\phi(s) ds \quad (6)$$

Эволюция $\bar{Y}_\phi(t)$ во времени позволяет выявить различный характер орбит. Так, например, известно, что для квазипериодических (регулярных) орбит $\bar{Y}_\phi(t)$ осциллирует около 2. Более того, как показано в [2], для квазипериодических орбит $\bar{Y}_\phi(t)$ всегда равно 2, а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора $\bar{Y}_\phi(t) = 0$.

С. Волк [3] получены уравнения, интегрирование которых совместно с уравнениями движения и уравнениями в вариациях позволяют определять величины $Y_\phi(t)$ и $\bar{Y}_\phi(t)$.

В.А. Шефером [4] получены уравнения, которые позволяют оценить среднее экспоненциальное расхождение близких орбит OMEGNO по вариации $\delta_\perp(t)$ – составляющей вектора $\delta(t)$, ортогональной к направлению фазового потока в точке $\mathbf{x}(t)$.

Совместное использование величин MEGNO и OMEGNO позволяет очень точно разделить области регулярного и хаотического движений рассматриваемого объекта.

Метод ляпуновских характеристик может использоваться для так называемого меппинга (картирования) орбитального пространства. Такой подход позволяет разделить области орбитального или фазового пространства по признаку наличия или отсутствия в них хаотичности.

Наглядным примером такого подхода является MEGNO-mapping (Рис. 1–4) фазового пространства $\{a, \lambda\}$ геостационарной зоны [5]. Здесь a – большая полуось орбиты объекта, λ – восточная долгота спутника в системе координат, вращающейся вместе с Землей.

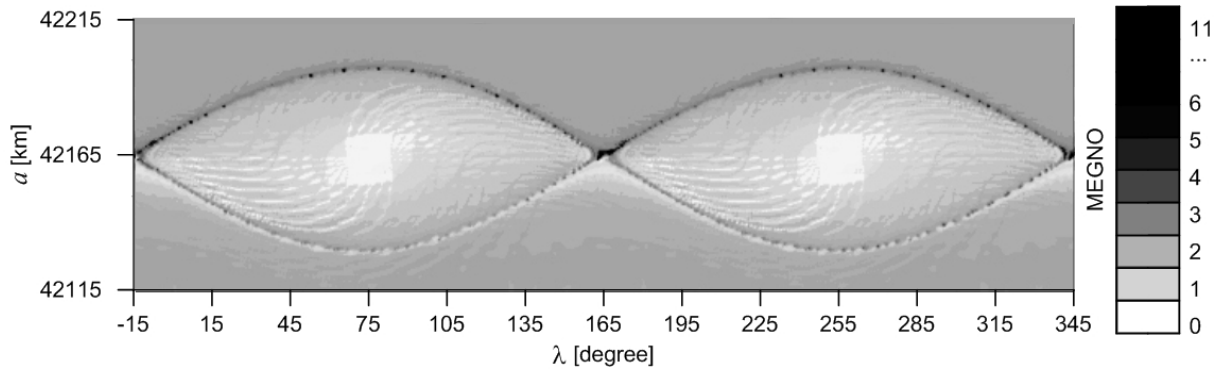


Рис.1. MEGNO–анализа зоны ГЕО на 30-летнем интервале времени. Учитываются гармоники второго порядка и степени

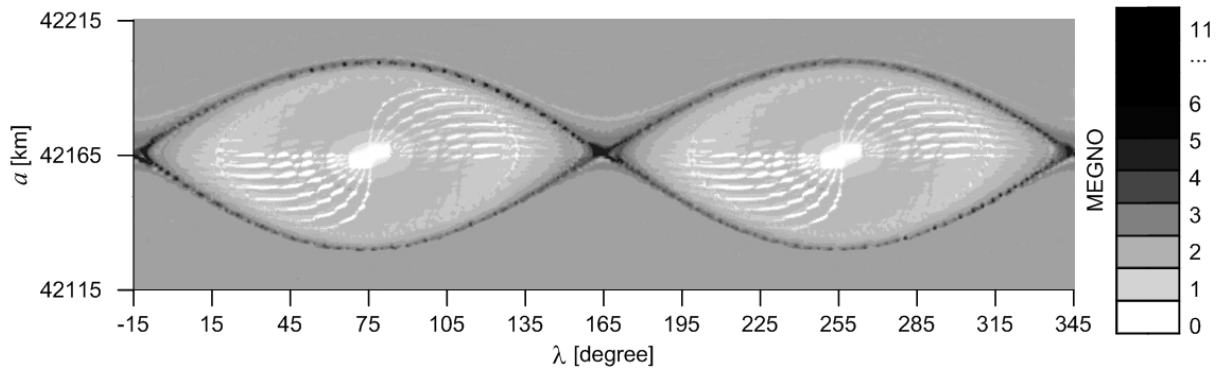


Рис.2. MEGNO–анализа зоны ГЕО на 100-летнем интервале времени. Учитываются гармоники второго порядка и степени

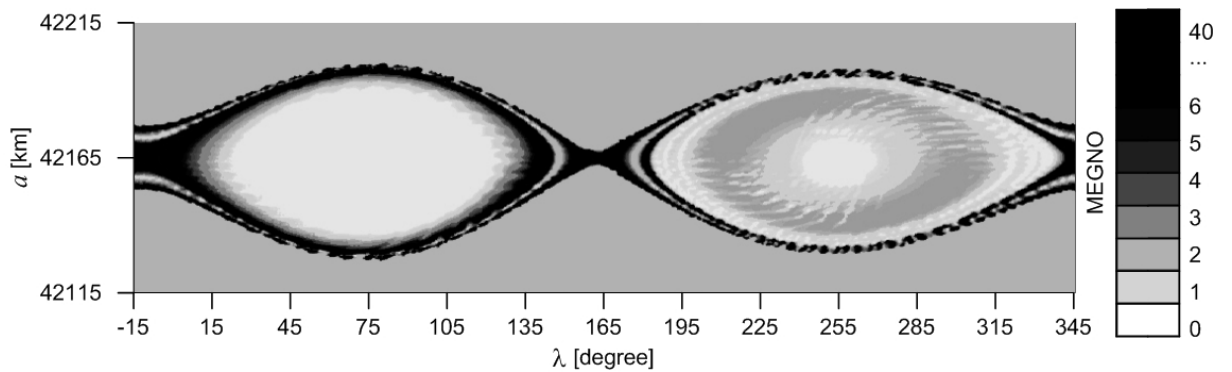


Рис. 3. MEGNO–анализа зоны ГЕО на 30-летнем интервале времени. Учитываются гармоники четвертого порядка и степени

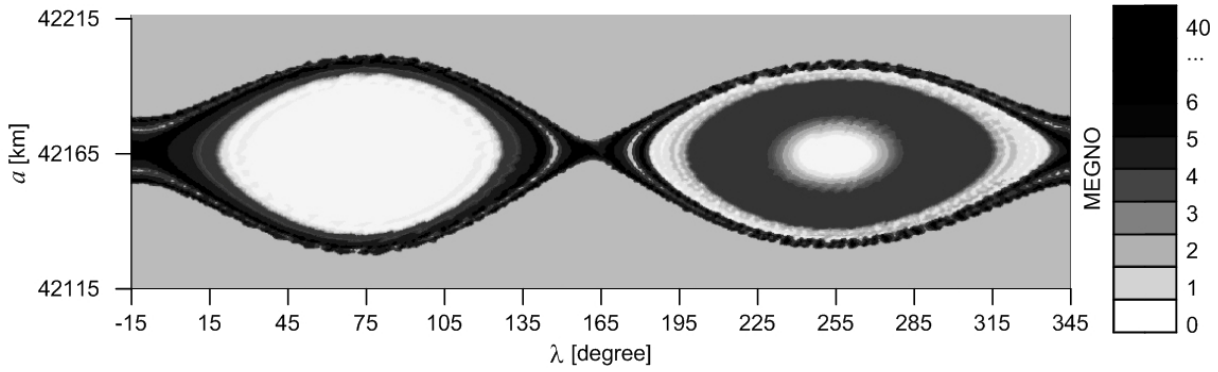


Рис. 4. MEGNO-анализа зоны ГЕО на 100-летнем интервале времени. Учитываются гармоники четвертого порядка и степени

На рисунках 1 и 3 представлены результаты MEGNO-анализа зоны ГЕО на 30-летнем интервале времени, а на рисунках 2 и 4 на 100-летнем интервале времени. При построении рисунков 1 и 2 учитывались возмущения только от гармоник второго порядка и степени, а при построении рисунков 2 и 4 учитывалось влияние гармоник до четвертого порядка и степени.

Приведенные на рисунках 1–4 MEGNO-карты позволяют получить большое количество информации о динамике объектов зоны ГЕО.

Как известно, объекты зоны ГЕО движутся в околоэкваториальной области в резонансе 1:1 со скоростью вращения Земли и находятся в так называемом либрационном резонансе. На рисунках четко видны либрационные зоны и сепаратрисы, которые отделяют эти зоны от зон с другими типами движения. Эти рисунки говорят о том, что тип движения зависит от долготы начальной точки, из которой стартует объект. Хорошо видно, что минимальные значения параметра приходятся на области в окрестности устойчивых точек либрации 75° и 255° , максимальные на области неустойчивых 165° и 345° . Зона хаотичности простираются вдоль сепаратрис. Со временем происходит расширение зоны хаотичности в основном за счет объектов с двумя типами движения: либрацией относительно двух устойчивых точек и квазипериодическим движением. Данные, приведенные на рисунках 1 – 4 показывают, что влияние гармоник более высоких порядков существенно меняет картину эволюции орбит. Расширяются зоны хаотичности вдоль сепаратрис, появляются зоны хаотичности внутри области либрационного движения, связанной устойчивой точкой либрации 255° . Появление дополнительных областей с неустойчивым движением объясняется влиянием резонансов более высоких порядков. Причем, в окрестности точки 75° влияние резонансов высоких порядков очень мало, что как выяснилось [5] связано лишь с разной степенью влияния геопотенциала на объекты, находящиеся в окрестностях устойчивых точек либрации.

Методика выявления вековых резонансов. Численно-аналитическая методика выявления вековых резонансов была сформулирована в [6].

Она состоит в вычислении условий возникновения резонансов.

Представим аргументы возмущающих функций для однократно и двукратно осредненной ограниченной задачи трех тел виде

$$\begin{aligned}\underline{\psi} &= (l - 2p' + q')M' - (l - 2p)\omega + (l - 2p')\omega' - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \\ \underline{\underline{\psi}} &= (l - 2p')\omega' - (l - 2p)\omega - \bar{m}(\Omega - \Omega'),\end{aligned}\quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}M' &= M'_0 + \bar{n}'(t - t_0), \quad \omega' = \omega'_0 + \dot{\omega}'(t - t_0), \\ \Omega' &= \Omega'_0 + \dot{\Omega}'(t - t_0), \quad \omega = \omega_0 + \dot{\omega}(t - t_0), \\ \Omega &= \Omega_0 + \dot{\Omega}(t - t_0).\end{aligned}$$

Тогда условие возникновения резонанса может быть сформулировано как

$$\underline{\psi} \approx 0, \quad \underline{\underline{\psi}} \approx 0. \quad (8)$$

Выражения (8) принято называть резонансными соотношениями. Вековые частоты в движении спутника

$$\dot{\Omega} = \dot{\Omega}_{J_2} + \dot{\Omega}_L + \dot{\Omega}_S, \quad \dot{\omega} = \dot{\omega}_J + \dot{\omega}_L + \dot{\omega}_S \quad (9)$$

определяются влиянием второй зональной гармоники геопотенциала, а также влиянием третьего тела: Луны (L) и Солнца (S) и вычисляются по известным формулам [7].

Процедура выявления того или иного резонанса в орбитальной динамике объекта сводится к исследованию степени малости соотношений (2) для различных наборов индексов l, p, p', q, q' и \bar{m} . Далее для тех же значений индексов рассматривается эволюция во времени соотношений (7), так называемых критических аргументов. Это необходимо [8, 9] для того, чтобы установить, какой характер имеют резонансные конфигурации: устойчивый при либрационном изменении соотношений (7), или неустойчивый при циркуляционном изменении. При исследовании долговременной эволюции во времени соотношений (7) и (8) значения элементов орбиты спутника определяются с помощью численного моделирования [10, 11].

Полагая индексы, равными $l = 2, p, p', \bar{m} = 0, 1, 2, q, q' = -1, 0, 1$, мы получим все резонансные соотношения низких порядков, которые можно, следуя [12], разделить на 4 группы или класса: резонансные соотношения, связанные со средним движением Солнца, резонансные

соотношения, связанные со средним движением Луны, апсидально-нодальные резонансы, связанные с Солнцем и аналогичные резонансы, связанные с Луной, причем геометрический резонанс Лидова–Козаи $\dot{\omega} \approx 0$, являются частным случаем апсидально-

нодальных резонансов. Полный набор апсидально-нодальных резонансов приведен в Табл.1. Каждая группа резонансных соотношений, связанных со средним движением третьего тела насчитывает по 48 членов.

Таблица 1. Аpsидально-нодальные резонансы

Типы резонансных соотношений	Типы резонансных соотношений	Типы резонансных соотношений
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$	$(\Omega - \Omega'_{S,L}) - 2\dot{\omega}'_{S,L}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega}$	$(\Omega - \Omega'_{S,L}) + 2\dot{\omega}'_{S,L}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega}$	$(\Omega - \Omega'_{S,L}) + 2\dot{\omega}'_{S,L}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega}$	$\dot{\omega} - \dot{\omega}'_{S,L}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$	$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - \dot{\omega}$	$\dot{\omega} + \dot{\omega}'_{S,L}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) - 2\dot{\omega} - 2\dot{\omega}'_{S,L}$	$(\Omega - \Omega'_{S,L}) + \dot{\omega}'_S$	$\dot{\omega}$
$(\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_{S,L}) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_{S,L}$	$(\Omega - \Omega'_{S,L}) - \dot{\omega}'_{S,L}$	

Если считать, как это делается, например, авторами работ [12, 13], что величины $\dot{\omega}'_S$ и $\dot{\Omega}'_S$, связанные с прецессией орбиты Земли, пренебрежимо малы, формулы, приведенные в табл. 1 для апсидально-нодальных резонансов, связанных с Солнцем, существенно упрощаются.

Динамические портреты вековых резонансов строятся в фазовой плоскости [9, 10]

$$x = e \cos \psi, \quad y = e \sin \psi$$

где e – эксцентриситет орбиты спутника, ψ – критический аргумент, представленный в виде (1). Они используются в данной методике для определения границ устойчивости резонанса.

С помощью данной методики были решены следующие задачи [14–20].

Выявлены вековых резонансов, и проведен анализ их распространенности в околоземном орбитальном пространстве в диапазоне больших полуосей от 8000 до 65000 км и наклонений от 0 до 90 градусов, а также исследование влияния вековых резонансов на долговременную орбитальную эволюцию околоземных объектов.

Исследована зависимость возрастания эксцентриситета орбиты спутника от величины наклонения и долгот восходящего узла и перигентра.

Показано, что среди вековых резонансов, связанных со средним движением третьего тела наибольшее влияние на движение объектов оказывают вековые резонансы, связанные со средним движением Солнца, а среди апсидально-нодальных резонансов – геометрический резонанс Лидова–Козаи [21,22]

Показано, что область наибольшего влияния вековых резонансов начинается от значений большой полуоси 20000 км и наклонений 45°, причем в области орбитального пространства с большими полуосями от 40000 км и выше и наклонениями 55° – 90° на движение объектов одновременно влияет большое количество вековых резонансов. Эволюция приполярных орбит с

наклонениями 80° и 90° градусов является особенно сложной, причем орбитальная эволюция объектов с наклонениями 90° градусов является катастрофичной при любых значениях эксцентриситетов. Кроме того, движение таких объектов является хаотичным.

Наложение нескольких устойчивых вековых резонансов различного спектрального класса не приводит к возникновению хаотичности, в то же время вхождение объекта в орбитальный резонанс с вращением Земли при наличии вековых резонансов может сопровождаться возникновением хаотичности в движении объектов.

Хаотичность возникает также при наложении на устойчивый вековой резонанс одного или нескольких резонансов, для которых критический аргумент меняет либрационный характер изменения на циркуляционный и обратно.

Проведен анализ динамической эволюции отработавших объектов спутниковых радионавигационных систем (СРНС) ГЛОНАСС, GPS и BEIDOU IGSO и показано, что влияние вековых резонансов существенно меняет характер движения этих объектов. Показано, что при выборе орбит утилизации необходимо учитывать влияние вековых резонансов, так как они оказывают значительное воздействие на орбитальную эволюцию отработавших космических аппаратов, которое проявляется, главным образом, в возрастании эксцентриситета орбиты.

Поскольку резонанс Лидова–Козаи $\dot{\omega} \approx 0$ является одним из наиболее влиятельных вековых резонансов, остановимся на нем более подробно.

Для выявления распространенности резонанса Лидова-Козаи в околоземном орбитальном пространстве были взяты результаты численного эксперимента, охватывающие область орбитального пространства в диапазоне больших полуосей от 8000 км до 120000 км и наклонениями от 0° до 90°. Для диапазона больших полуосей от 8000 до 45000 км был выбран шаг равный 1000 км, от 45000 до 60000 км – 200 км, и от 60000 до 120000

км – 100 км. Шаг по наклонению составил 5° . Эксцентриситет был выбран равным 0.001.

Для каждого модельного объекта была определена орбитальная эволюция основных элементов его орбиты: большой полуоси a , эксцентриситета e и наклонения i , на интервале времени 100 лет. Для расчета динамической эволюции использовался программный комплекс «Численная модель движения систем ИСЗ» [10], при этом учитывались влияние несферичности Земли притяжение Луны и Солнца. Были построены динамические портреты резонансов, содержащие сведения об изменениях на столетнем интервале времени резонансного соотношения и критического аргумента, а также фазовые портреты резонанса в плоскости, связывающей изменения эксцентриситета и критического аргумента. Это позволило выделить области орбитального пространства с различным поведением критического аргумента: чистой либрацией; участки либрации, смешанные с циркуляцией; и области с чистой циркуляцией.

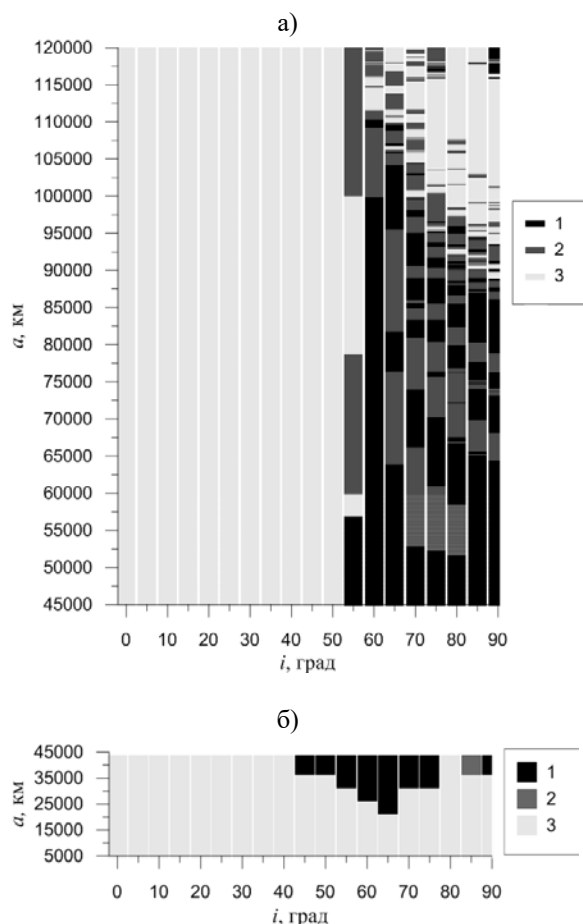


Рис.5. Распределение различных типов резонанса Лидова–Козаи в околоземном орбитальном пространстве по параметрам a , i .

В обобщенном виде результаты этого анализа приведены на Рис. 5. На графиках a) и b), даны схемы распределения различных типов конфигурации возмущающих факторов, приводящих к появлению резонанса Лидова–Козаи, в зависимости от величины большой полуоси и

наклонения на начальный момент времени. На данном графике выделены три конфигурации в соответствии с типами поведения критического аргумента для резонанса Лидова–Козаи: 1) чистая либрация, которая соответствует устойчивой конфигурации, 2) либрация, смешанная с циркуляцией – переход от устойчивой конфигурации к неустойчивой и обратно, 3) чистая циркуляция – неустойчивая конфигурация. График b) на рис. 5 позволяет определить нижние границы большой полуоси и наклонения, на которых на рис. 6 приведены примеры поведения критического аргумента на столетнем интервале времени для каждого типа резонанса начинается действие резонанса Лидова–Козаи.

Таким образом, резонанс Лидова–Козаи распространен в значительной части орбитального пространства почти круговых орбит в диапазоне больших полуосей от 25000 до 110000 км и в диапазоне наклонений орбит от 45° до 90° . Область полностью устойчивого резонанса Лидова–Козаи вытянута вдоль наклонения, близкого к 60° для значений больших полуосей от 25000 до 110000 км.

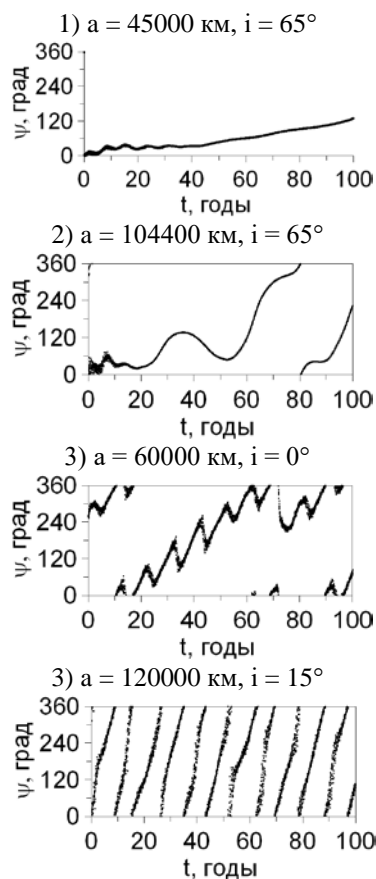


Рис 6. Примеры поведения критического аргумента

Исследование динамики объектов показывает, что резонанс Лидова–Козаи оказывает заметное влияние на орбитальную эволюцию околоземных объектов, которое проявляется в возрастании и долгопериодическом изменении эксцентриситета с большой амплитудой колебаний.

Таким образом, подводя итоги, можно сказать, что динамическая структура орбитального движения околоземных космических объектов определяется наличием или отсутствием совокупности различных частотных резонансов и существенную роль в долговременной орбитальной эволюции объектов играют вековые резонансы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 15-02-02868 а.

Литература

1. Мониторинг техногенного засорения околоземного пространства и предупреждение об опасных ситуациях, создаваемых космическим мусором / под ред. Ю.Н. Макарова. – ЦНИИмаш, 2015. – 244 с.
2. Cincotta P.M., Girdano C.M., Simo C., Phase space structure of multi-dimensional systems by means of the mean exponential growth factor of nearby orbits // *Physica D*. 2003. V. 182. P. 151 – 178.
3. Valk S., Lemaître A., Anselmo L. Analytical and semi-analytical investigations of geosynchronous space debris with high area-to-mass ratios influenced by solar radiation pressure // *Adv. Space Res.* 2008a. V. 41. P. 1077–1090
4. Шефер В.А. Вычисление показателей хаотичности орбит, основанных на касательных векторах: применение к ограниченной задаче трех тел // *Изв. вузов. Физика*. – 2011. V. 54. № 6/2. – С. 13–21.
5. Александрова А.Г., Чувашов И.Н., Бордовицына Т.В. MEGNO-анализ орбитальной эволюции объектов зоны ГЕО // *Изв. Вузов. Физика*. 2011. № 6/2. С. 47–54.
6. Бордовицына Т.В., Томилова И.В., Чувашов И.Н. Численно-аналитическая методика выявления и исследования вековых резонансов в движении околоземных объектов // *Изв. Вузов. Физика*. – 2011. – № 6/2. С. 160–168
7. Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А. Теория движения ИСЗ. Аналитические и численные методы. Томск: Изд-во ТГУ, 2007. 105 с.
8. Мюррей К., Дермотт С. Динамика Солнечной системы. М., Физматлит, 2009, с.588
9. Морбиделли А. Современная небесная механика. Аспекты динамики Солнечной системы. – М –Ижевск: Институт компьютерных исследований. 2014. –432 с.
10. Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А., Чувашов И.Н., Александрова А.Г., Томилова И.В. // Численное моделирование движения систем ИСЗ в среде параллельных вычислений // *Изв. вузов. Физика*. 2009. С. 5–11
11. Бордовицына Т.В., Александрова А.Г., Чувашов И.Н. Комплекс алгоритмов и программ для исследования хаотичности в динамике искусственных спутников Земли // *Изв. вузов. Физика*. 2010. № 8/2. С.14–21
12. Rosengren A.J., Alessi E.M., Rossi A., Valsecchi G.B. Chaos in navigation satellite orbits caused by the perturbed motion // *MNRAS*. 2015. Vol. 449, Is. 4. P. 3522–3526.
13. Daquin J. and et al The dynamical structure of the MEO region: long-term stability, chaos, and transport // *Celest Mech Dyn Astr.* Published online 02 January 2016.
14. Бордовицына Т.В., Томилова И.В., Чувашов И.Н. Влияние вековых резонансов на долговременную орбитальную эволюцию неуправляемых объектов спутниковых радионавигационных систем в области МЕО // *Астрон. вестн.* 2012. Т. 46, № 5. С. 356 – 368.
15. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Исследование распространенности вековых резонансов в околоземном орбитальном пространстве // *Изв. вузов. Физика*. 2013a. № 10/2. С. 150 – 158.
16. Бордовицына Т.В., Томилова И.В., Чувашов И.Н. Вековые резонансы как источник возникновения динамической хаотичности в долговременной орбитальной эволюции неуправляемых объектов спутниковых радионавигационных систем // *Астрон. вестн.* 2014. Т.48, № 4. С. 280 – 289.
17. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Вековые резонансы в динамической эволюции околоземных космических объектов на вытянутых орбитах // *Изв. вузов. Физика*. 2014a. № 4. С. 84 – 91.
18. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Вековые резонансы в динамической эволюции околоземных космических объектов на приполярных орбитах // *Изв. вузов. Физика*. 2014b. № 6. С. 102 – 109.
19. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Анализ структуры резонансных возмущений навигационных ИСЗ // *Изв. вузов. Физика*. 2015. № 2. С. 131 – 133.
20. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Особенности структуры вековых резонансов в динамике околоземных космических объектов // *Изв. вузов. Физика*. 2016. № 3. С. 41 – 48.
21. Лидов М.Л. Эволюция искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений от внешнего тела // *Искусственные спутники Земли*. 1961. Т.8. С. 5 – 45
22. Cook G.E. Luni-Solar Perturbations of the Orbit of an Earth Satellite // *Geophys. J.* 1962. V.6. № 3. P. 271 – 291.
23. Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Резонанс Лидова–Козаи и его влияние на орбитальную эволюцию околоземных космических объектов. // Сборник докладов «М.Л.Лидов – яркое имя в космической науке» – М: ИПМ им. М.В.Келдыша РАН. – 2016. С. 40–66.

ДИСТАНЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ И ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

Б.В. Бошняков^{1, 2}

¹ Институт прикладной механики Российской академии наук, Москва, Россия, 125040, Россия, Москва, Ленинградский пр-кт, 7.

² Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ, Томск, Россия, 634050, Россия, Томск, Ленина пр-кт, 36, стр. 27.

Для переписки: bosbosh@mail.ru

Введение. С развитием научно-технического прогресса область использования дисперсных многофазных сред и композитных материалов непрерывно расширяется. Особый интерес представляют собой микродисперсные [1-5] и ультрадисперсные среды, состоящие из частиц с размерами $10^{-4} \div 10^{-6}$ и $10^{-7} \div 10^{-9}$ м соответственно. Разработка теоретических моделей описания таких неоднородных (гетерогенных) сред [6-8], а также методов расчета их осредненных характеристик [9-12] является одним из важнейших условий повышения эффективности технологических процессов и создания новых прорывных промышленных технологий [13-14]. В Российской академии наук данное направление фундаментальных и прикладных исследований активно развивалось академиком В.В. Струминским [15-16]. В настоящее время работы продолжают его учениками в Институте прикладной механики в рамках программы фундаментальных исследований РАН.

Известно, что явления переноса, такие как тепло- и электропроводность, статические магнитная и диэлектрическая проницаемость неоднородных сред описываются одними и теми же уравнениями, и граничными условиями [17]. Таким образом, имея решение любой из перечисленных выше задач, решение остальных получаются простой заменой буквенных обозначений соответствующих физических величин. Изложение оригинальной части данной работы дается на примере теплопроводности, однако в обзорной части и при сравнении полученных формул с экспериментами используются литературные данные по исследованию и других коэффициентов переноса. Аналитическое решение задачи об электропроводности разреженных суспензий сферических частиц впервые было получено Максвеллом [18]. При повышенных концентрациях дисперсной фазы необходимо учитывать влияние дисперсных частиц друг на друга, т.е. по существу решать известную проблему механики о взаимодействии многих тел, которая, при хаотичном расположении дисперсных частиц, как правило, решается с привлечением методов статистической физики. Так в работе [19] исследована теплопроводность двухкомпонентной дисперсной среды с хаотическим пространственным распределением одинаковых сферических частиц с учетом их взаимодействия. Используя решение задачи о гидродинамическом взаимодействии двух

сфер, получена зависимость для расчета второго коэффициента в вириальном разложении:

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_1} = 1 + K_1 c + K_2 c^2 + O(c^3), \quad (1)$$

где λ^* - эффективный коэффициент теплопроводности; c - объемная концентрация сферических включений; $K_1 = 3 \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + 2\lambda_1}$ - не учитывает взаимодействие частиц, λ_1 и λ_2 - коэффициенты теплопроводности непрерывной и дисперсной фазы соответственно. K_2 - учитывает парные взаимодействия частиц. В работе [20], методами статистической физики получены довольно сложные выражения для вычисления эффективных коэффициентов переноса для композитов из одинаковых сфер, которые учитывают двух-частичные и трех-частичные взаимодействия дисперсных частиц. Однако, для получения числового результата необходимо привлечение численных методов расчета достаточно сложных сумм или интегралов.

В данной работе приведены результаты исследований проблемы взаимодействия сферических дисперсных частиц в рамках классических уравнений гидромеханики для потенциальных течений идеальной жидкости. Используя метод самосогласованного поля, основы которого были заложены академиком В.В. Струминским, удалось получить конечный результат о взаимодействии фаз в аналитическом виде, не прибегая к численным расчетам. На основе этого решения гидродинамической задачи и метода физической аналогии получена формула для вычисления эффективного коэффициента теплопроводности дисперсной среды, при произвольном соотношении теплопроводных свойств компонент. Сравнением с экспериментами установлены области применимости полученной аналитической формулы и теоретических расчетов других авторов.

Эффективные параметры и усредненные уравнения дисперсной среды. Рассмотрим дисперсную среду, состоящую из двух гомогенных (однородных и изотропных) компонент: непрерывной дисперсионной среды и одинаковых сферических дисперсных частиц. Распределение частиц внутри дисперсионной среды статистически однородно и изотропно. Известно, что все вещества состоят из молекул, имеющих микроскопический размер, однако их свойства однозначно описываются макроскопическими параметрами, усредненными по

некоторому статистически однородному объему, содержащему большое количество молекул. Тогда, в условиях близких к равновесным, вектор теплового потока в каждой из компонент описывается локальным законом Фурье

$$\mathbf{q}_i = \lambda_i \nabla T_i, \quad (2)$$

где T – температура, $i = 1$ – относится к дисперсионной среде, $i = 2$ – к дисперсным частицам. Аналогично, дисперсную среду можно рассматривать как гомогенную и описывать её свойства эффективными параметрами, усредненными по некоторому объему Ω , если $l \ll \Omega^{1/3} \ll L$, где l – усредненное расстояние между центрами дисперсных частиц, L – характерный размер исследуемой задачи. Тогда связь между усредненными таким образом вектором теплового потока $\langle \mathbf{q} \rangle$ и напряженностью теплового поля $\langle \nabla T \rangle$ также определяется локальным законом Фурье [19, 21]:

$$\langle \mathbf{q} \rangle = \lambda^* \langle \nabla T \rangle, \quad \langle \mathbf{q} \rangle = \frac{1}{\Omega} \int \mathbf{q}_i d\Omega, \quad \langle \nabla \varphi \rangle = \frac{1}{\Omega} \int \nabla \varphi_i d\Omega \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) следует система уравнений для определения λ^* через известные свойства компонент:

$$\langle \nabla T \rangle = \langle \nabla T_1 \rangle (1 - c) + \langle \nabla T_2 \rangle c \quad (4-1)$$

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_1} \langle \nabla T \rangle = \langle \nabla T \rangle + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \langle \nabla T_2 \rangle c \quad (4-2)$$

Уравнения (4) имеют три неизвестных: λ^* , $\langle \nabla T_1 \rangle$ и $\langle \nabla T_2 \rangle$. Для замыкания системы (4) необходимо найти соотношение между полем $\langle \nabla T_1 \rangle$, называемым локальным полем Лоренца и $\langle \nabla T_2 \rangle$, т.е. решить задачу о взаимодействии фаз

Решение без учета взаимодействия дисперсных частиц. В проекции на направление внешнего однородного поля $\nabla T_0 = \langle \nabla T \rangle$ формулы (4) будут иметь вид:

$$\langle \nabla T \rangle = \langle \nabla T_1 \rangle (1 - c) + \langle \nabla T_2 \rangle c,$$

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_1} = 1 + \frac{\langle \nabla T_2 \rangle}{\langle \nabla T \rangle} (\alpha - 1) c, \quad (5)$$

где $\alpha = \lambda_2 / \lambda_1$. Если предположить, что влияние температурных полей дисперсных частиц друг на друга достаточно мало при любых концентрациях, тогда, используя (5) и точное решение для одиночной сферы, находящейся в однородном электрическом поле [21], последнее справедливо и для теплового поля: $\langle \nabla T_2 \rangle = \frac{3}{\alpha + 2} \langle \nabla T_1 \rangle$, получим знаменитую формулу Максвелла, которую в контексте диэлектрической проницаемости часто называют формулой Клаузиуса-Моссотти [20]:

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_1} = 1 + \frac{3\beta c}{1 - \beta c}, \quad \beta = \frac{\alpha - 1}{\alpha + 2} \quad (6)$$

Область применимости формулы (6) определена далее сравнением с экспериментами.

Учет взаимодействия дисперсных частиц. Аналитическую зависимость для вычисления эффективного коэффициента теплопроводности с

учетом парных взаимодействий дисперсных частиц получим, используя метод физической аналогии и решение задачи о взаимодействии фаз в гидродинамической постановке. Физическая аналогия задач электростатики и гидродинамики для двухфазных сред доказана в работе [22]. Условия соответствия для физической аналогии температурных полей и потенциальных полей течений идеальной жидкости получены в работе [23]:

$$\langle \nabla T_1 \rangle \rightarrow v_1, \quad \langle \nabla T_2 \rangle \rightarrow v_2, \quad \gamma = \frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow \frac{\alpha + 1}{2}, \quad (7)$$

где v_1 – локальная скорость жидкости, вблизи дисперсной частицы; v_2 – усредненная скорость частицы; ρ_1 и ρ_2 – плотность жидкости и дисперсной частицы, соответственно.

Гидродинамическая задача о взаимодействии фаз [24] решалась в два этапа. Вначале было дано детальное описание мелкомасштабного движения большого числа (N) идентичных сферических дисперсных частиц, произвольно расположенных в дисперсионной жидкости, при импульсном приведении дисперсной среды в движение плоской бесконечной стенкой от нулевой до заданной скорости $U_0 = \langle \nabla \varphi \rangle$. Затем, путем усреднения по ансамблю, находилась средняя скорость частиц вдали стенки $v_2 = \langle \nabla \varphi_2 \rangle$. Задача решена в аналитическом виде с учетом членов разложения искомых функций по малому параметру (a/l) до 14 степени включительно, где a – радиус дисперсной частицы. При этом в решении учитывались все мультиполи, описывающие двух-частичные взаимодействия в этом приближении. Упрощающие предположения: частицы описываются статистикой жестких сфер и распределены в пространстве статистически равномерно и изотропно. Используя полученное решение и соотношения (7), легко найти:

$$\langle \nabla T_2 \rangle = \langle \nabla T_1 \rangle \frac{3}{\alpha + 2} [1 + k(\beta)c],$$

$$k(\beta) = 0.0486\beta + 0.0628\beta^2 + 0.0003\beta^3. \quad (8)$$

Подставляя (8) в уравнения (5), получим искомую аналитическую формулу для расчета эффективного коэффициента теплопроводности дисперсной среды с учетом взаимодействия дисперсных включений:

$$\frac{\lambda^*}{\lambda_1} = 1 + 3\beta c (1 + kc) \left[1 - \left(1 - \frac{3kc}{\alpha - 1} \right) \beta c \right]^{-1}. \quad (9)$$

При $kc \ll 1$, как и следовало ожидать, формула (9) совпадает с формулой Максвелла (6), при $\lambda_2 = \lambda_1$ ($\beta = 0$) имеем $\lambda^* = \lambda_1$. На рис.1 даны зависимости λ^*/λ_1 от безразмерного параметра α , построенные по формуле (9) и (6) при объемных концентрациях дисперсных частиц $c = 0.55$. Отметим, что максимально плотная свободная упаковка хаотично расположенных шаров одинакового размера соответствует $c = 0.58$ [25]. Там же приведены расчеты по формуле (1): с точностью до $O(c^2)$ и с точностью до $O(c^3)$. Кроме того, на рис.1 нанесены экспериментальные точки, соответствующие $c = 0.55$ и трем значениям параметра α : $\alpha \ll 1$ [23] и $\alpha \gg 1$ [11], которые усредняют многочисленные эксперименты, а также $\alpha = 15.7$ [26] – точка

полученная путем экстраполяции. Видно, что усредненные эксперименты практически совпадают с полученной аналитической формулой во всем диапазоне α . Первый вириальный коэффициент в уравнении (1) обеспечивает приемлемую точность (менее 2.5 %) в диапазоне: $0.5 < \alpha < 2$; второй вириальный коэффициент – в диапазоне: $0.01 < \alpha < 4$. В то время как эвристическая формула Максвелла (6) дает ту же погрешность в более широком диапазоне ($0.01 < \alpha < 20$) и погрешность менее 6% во всем диапазоне возможных изменений параметра α : $0.01 < \alpha < 1000$.

Аналитическая зависимость (9), предложенная автором, которая учитывает парные взаимодействия частиц, дает погрешность менее 2.5 % во всем диапазоне изменения параметра α .

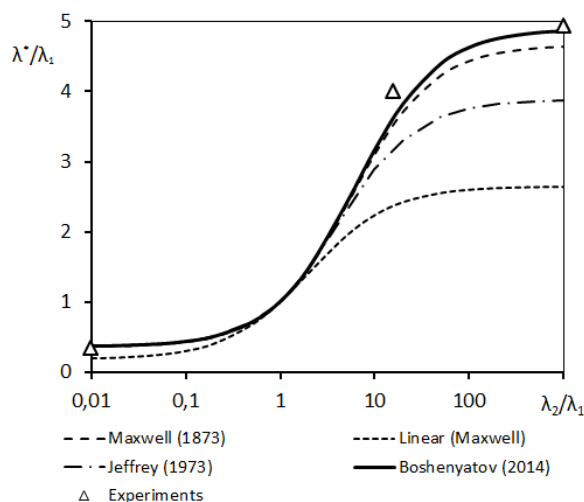


Рис 1. Безразмерная зависимость эффективного коэффициента теплопроводности двухкомпонентной дисперсной среды от параметра $\alpha = \lambda_2/\lambda_1$ при концентрации сферических частиц $c = 0.55$.

Выводы. Таким образом, и при повышенных концентрациях дисперсной фазы, основное влияние на коэффициенты переноса (93 %, при $\alpha = 10^3$) оказывает чисто геометрический фактор внутренней структуры среды, который описывается уравнением (4-1). Дополнительный учет парных взаимодействий частиц формулой (8) увеличивает точность, при том же α , еще на 4.5%. При значениях $\alpha < 20$ учет взаимодействия частиц практически не приводит к повышению точности формулы Максвелла (6).

Приложение. Работа выполнена при частичной поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ в рамках НИР № 8.2.45.2015.

Литература

1. Boshenyatov B.V., Popov V.V. // Fluid Mechanics, Soviet Research. 1990. Т. 19. № 2. С. 112-117

2. Архипов В.А., Васенин И.М., Усанина А.С. // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86 (5). С. 1097-1106.
3. Бошняков Б.В. Известия высших учебных заведений. Физика. 2005. Т. 48. № 11. С. 43-48.
4. Бошняков Б.В. // Докл. Академии наук. 2010. Т. 430 (6). С. 767-769.
5. Бошняков Б.В. // Известия Томского политехнического университета. 2005. Т. 308. № 6. С. 161-164.
6. Гуськов О.Б. // Прикладная математика и механика. 2013. Т. 77 (4). С. 557-572.
7. Boshenyatov B. Laws of bubble coalescence and their modeling. В книге: New Developments in Hydrodynamics Research. N.Y.: Nova Science Publishers, Inc. 2012. С. 211-239.
8. Гуськов О. Б. Ответ на замечания С.И.Мартынова по статье О.Б. Гуськова "Метод самосогласованного поля применительно к динамике вязких суспензий". ПММ. 2013. Т. 77. Вып. 4. С. 557-572 // Прикладная Математика и Механика. 2015. Т. 79. Вып. 1. С. 150-154.
9. Бошняков Б.В. // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57 (8/2). С. 50-60. 17.
10. Boshenyatov B.V., Chernyshev I.V. // Fluid Mechanics, Soviet Research. 1991. Т. 20. № 6. С. 124-129.
11. Бошняков Б.В. // Письма в Журнал технической физики. 2015. Т. 41. № 3. С. 67-73.
12. Гуськов О.Б. // Прикладная Математика и Механика. 2012. Т. 76. Вып. 1. С. 134-139.
13. Бошняков Б.В. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2005. Т. 48. № 11. С. 49-54
14. Бошняков Б.В. // Фундаментальные исследования. 2008. № 5. С. 176-177.
15. Струминский В.В., Гуськов О.Б., Кульбицкий Ю.Н. // Доклады АН СССР. 1984. Т. 278. № 1. С. 65-68.
16. Гуськов О.Б., Струминский В.В. // Доклады АН СССР. 1985. Т. 285. № 4. С. 832-835.
17. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1991. 248 с.
18. Maxwell J.C. Electricity and Magnetism. 1st ed. Oxford: Clarendon Press, 1873.
19. Jeffrey D.J. // Proc. R. Soc. Lond. A. 1973. V. 335. P. 355-367.
20. Felderhof B.U. // Physica A. 1994. 207. P.13-18
21. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т. 8. М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. литературы, 1982. 624 с.
22. Felderhof B.U. // J. Fluid. Mech. 1991. V. 225. P. 177.
23. Бошняков Б.В. // Доклады Академии наук. 2014. 459(6). С. 693-695.
24. Гуськов О.Б., Бошняков Б.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Механика жидкости и газа. 2011. № 4-3. С. 740-741.
25. Бондарева, Т.П. // Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Экономика. Информатика. 2013. №1 (144). Вып. 25/1. С.78-85.
26. Boshenyatov B.V. // Composites: Mechanics, Computations, Applications. An International Journal. 2016. 7(2). С. 95-104.

О СРЕДНЕЙ ПЛОТНОСТИ МАТЕРИИ ВО ВСЕЛЕННОЙ

Васенин И.М.¹, Крайко А.Н.²

¹Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

²Государственный научный центр Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный институт авиационного моторостроения имени П.И. Баранова»
111116, Россия, Москва, ул. Авиамоторная, 2
E-mail: vasenin@ftf.tsu.ru

В 1916 г. А. Эйнштейн создал общую теорию относительности. Практически сразу же он попытался применить ОТО для описания вселенной. Однако полученные уравнения не позволили ему это сделать. Для описания вселенной он был вынужден был добавить к уравнениям ОТО так называемый космологический член.

В 1922 г. Советский ученый А. Фридман решил уравнения ОТО для однородного и изотропного распределения материи в нестационарной постановке. В этом решении, описывающем эволюцию вселенной, А. Фридман отбросил космологический член и в письме Эйнштейну показал, что найденные Эйнштейном стационарное решение неустойчиво к малым возмущениям. Эйнштейн признал решение Фридмана и своих статьях о вселенной в дальнейшем всегда на него ссылался. В 1929 г. Э. Хаббл на основе наблюдательных данных сформулировал закон, согласно которому далекие галактики разбегаются со скоростью \vec{u} пропорциональной расстоянию до них \vec{r} : $\vec{u} = H(t)\vec{r}$, закон Хаббла качественно подтвердил решение А. Фридмана.

В 2015 г. А. Крайко и Х. Валиев решили задачу о разлете в пустоту газа, сжатого в классической постановке в точку, а в релятивистской в малый объем. Сравнение найденного ими простого решения (в обеих постановках при $t > 0$ скорость газа: $\vec{u} = \vec{r}/t$, т.е. $H(t) = 1/t$) с наблюдательными данными показали, что оно описывает наблюдение не хуже любой космологической теории [1].

На рисунке 1 показана зависимость $H(t)$, вычисленная по новой теории (кривая 1). Крестами показаны результаты NASA (более 200 вариантов обработки последних наблюдательных данных). Кривая 2 – решение А. Фридмана для пространства нулевой кривизны. Из рисунка видно исключительное совпадение теории Крайко с экспериментом.

В 1998 г. Группа американских ученых обобщила решение Фридмана с учетом космологического слагаемого Эйнштейна, от которого под влиянием Фридмана сам Эйнштейн отказался. Найденное ими решение основано на предположении о существовании невидимой материи, создающей силу отталкивания тел на больших расстояниях. По теории эта сила не зависит от массы тел, а создающая ее невидимая материя заполняет пространство с постоянной плотностью ρ_v . Названная материя получила название темной

энергии. Авторы темной энергии получили в 2011 г. Нобелевскую премию по физике.

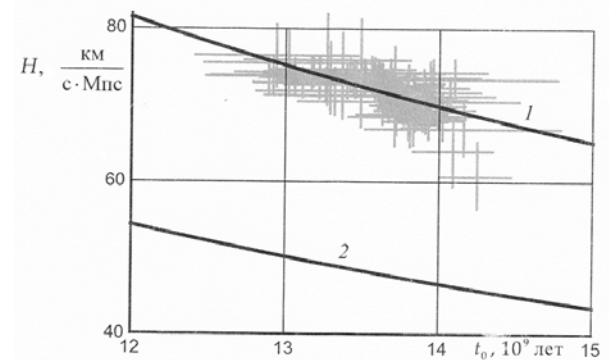


Рисунок 1.

К настоящему времени следов темной энергии не найдено. Тем не менее авторы темной энергии вычисляют ее плотность.

Вычисление плотности ρ_v производят так. Сначала вычисляется критическая плотность расширяющейся вселенной из соотношения

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (1)$$

которое следует из решения Фридмана для евклидова пространства. Здесь H – постоянная Хаббла, G – гравитационная постоянная.

Для $H = 0.23 \cdot 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ и $G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$, получается $\rho_c = 1 \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3$.

Плотность ρ_c называется критической. Если средняя плотность ρ_0 вселенной больше ρ_c , то со временем после расширения по причине тяготения вселенная начнет сжиматься. При этом кривизна пространства является положительной. При плотности пространства ρ_0 меньшей ρ_c вселенная расширяется до бесконечности, а кривизна пространства является отрицательной. В случае $\rho_0 = \rho_c$ кривизна пространства равна нулю и оно является евклидовым.

Модель с неравной нулю пространственной кривизной была окончательно отвергнута астрономами на основе многочисленных точных измерений анизотропии реликтового излучения, чувствительной к значению пространственной кривизны. Отсюда следует, что суммарная плотность всех видов тяготеющей материи должна совпадать с критической плотностью.

С другой стороны, измеренная астрономами в окрестности нашей галактики плотность материи вселенной составляет

$$\rho_M = (0.28 \pm 0.025) \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3.$$

Авторы темной материи полагают, что плотность невидимой темной энергии

$$\rho_V = \rho_C - \rho_M = 0.72 \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3. \quad (2)$$

Отсюда делается вывод, согласно которому масса всей темной энергии, равномерно распределенной во вселенной составляет 72 % ее массы.

В ОТО также как и в СТО плотность массы рассчитывается по формуле

$$\rho = \frac{\varepsilon + p}{c^2},$$

где ε – полная энергия единицы объема, p – давление, c – скорость света.

При этом энергия ε наряду с энергией покоя mc^2 включает и все другие виды энергии рассматриваемого объекта. Например, Эйнштейн подчеркивал, что нагретое тело, в котором теплота обусловлена колебаниями молекул, имеет большую массу, чем холодное.

Согласно наблюдаемым данным, галактики во вселенной разбегаются со скоростями, которые на больших расстояниях приближаются к скорости света. Энергию таких галактик с точки зрения неподвижного наблюдателя согласно СТО следует вычислять по формуле

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}, \quad (3)$$

где u – скорость галактики, m – масса.

При $u \rightarrow c$ согласно (3) $\varepsilon \rightarrow \infty$. Поэтому в расчетах плотности вселенной нужно учитывать не только массу покоя, но и динамическую массу, обусловленную движением галактик.

При оценках плотности будем рассматривать разлетающиеся галактики как некоторый газ, состоящий из частиц массы m . Согласно работам А. Крайко, Х. Валиева скорости галактик в каждый момент времени пропорциональны их расстоянию r от центра разлета, в окрестности которого находится наша галактика. Полагая на границе вселенной при $r = r_0$ скорость галактик равной скорости света из соотношения А. Крайко, Х. Валиева имеем

$$\frac{u}{c} = \frac{r}{r_0}. \quad (4)$$

В расчетах плотности вселенной будем пренебрегать энергией хаотического движения галактик, полагая $p = 0$. Тогда $\rho = \varepsilon / c^2$. По этой же причине на границах лагранжевых ячеек, включающих частицы со скоростями из диапазона $(V, V + dV)$, будет отсутствовать перетекание галактик и их число в каждой такой ячейке будет

сохраняться. Полагая, что в единице объема содержится $n(r)$ галактик, для вычисления энергии вселенной проинтегрируем произведение $n(r)mdV / \sqrt{1 - u^2 / c^2}$ по ее объему. При этом учтем, что величина ndV согласно работе [2] является инвариантом относительно преобразования Лоренца. Соответствующий интеграл для энергии вселенной имеет вид:

$$E = 4\pi \int_0^{r_0} \frac{mc^2 n_0(r) r^2 dV_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}}. \quad (5)$$

Объем dV_0 , движущийся со скоростью \vec{u} относительно неподвижного наблюдателя, в специальной теории относительности сокращается. Это сокращение следует из соотношения [2]:

$$dV = dV_0 \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}};$$

Полагая, как и выше $u/c = r/r_0$ для объема вселенной получим:

$$V = 4\pi \int_0^{r_0} \sqrt{1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} r^2 dr. \quad (6)$$

Переходя к безразмерным переменным $\bar{r} = r / r_0$ получим для средней плотности вселенной согласно специальной теории относительности выражение:

$$\rho_0 = \frac{E}{Vc^2} = \frac{\int_0^1 \frac{n_0(r) m \bar{r}^2 d\bar{r}}{\sqrt{1 - \bar{r}^2}}}{\int_0^1 \sqrt{1 - \bar{r}^2} \bar{r}^2 d\bar{r}}. \quad (7)$$

При $\rho_M = n(\bar{r})m = \text{const}$ интегралы, входящие в (7), являются табличными. Из (7) следует

$$\frac{\rho_0}{\rho_M} = \frac{\int_0^1 \frac{\bar{r}^2 d\bar{r}}{\sqrt{1 - \bar{r}^2}}}{\int_0^1 \sqrt{1 - \bar{r}^2} \bar{r}^2 d\bar{r}}.$$

Выражения в правой части не содержат ни каких параметров и являются только следствием специальной теории относительности. Для найденного астрономами

$\rho_M = (0.28 \pm 0.025) \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3$ вычисления дают величину $\rho_0 = (1.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3$, которая не оставляет никакой возможности для существования положительной плотности темной энергии. Действительно, ее плотность вычисляемая по формуле: $\rho_V = \rho_C - \rho_0$ становится отрицательной.

Найденный выше результат можно уточнить, если использовать экспериментальную зависимость от r параметра Хаббла $H(r)$. В настоящее время величина $H(r)$ в окрестности нашей галактики принята $H(0) = 64 \text{ км/(с·Мпк)}$. На больших

расстояниях ее значение $H(r_0) = 70$ км/(с·Мпк).

Тогда для отношения u/c можем записать:

$$\frac{u}{c} = \frac{H(r)r}{H(r_0)r_0}. \quad (8)$$

Для вычисления плотности ρ_0 с учетом (8) получаем формулу:

$$\rho_0 = \frac{E}{Vc^2} = \frac{\rho_M \int_0^{r_0} \frac{r^2 dr}{\sqrt{1 - K^2(r) \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}}}{\int_0^{r_0} \sqrt{1 - K^2(r) \left(\frac{r}{r_0}\right)^2} r^2 dr}, \quad (9)$$

где $K^2(r) = \left(\frac{H(r)}{H(r_0)}\right)^2$.

Интегралы (9) вычислялись численно. При этом функция $K(r)$ аппроксимировалась линейной зависимостью

$$K(r) = 0.914 + 0.086r / r_0.$$

Вычисленная

величина

$$\rho_0 = (1.006 \pm 0.089) \cdot 10^{-26} \text{ кг/м}^3 \text{ в пределах разброса}$$

практически совпала с критической плотностью ρ_c . Полученный результат так же не оставляет места для темной энергии.

Выводы:

1. При расчётах плотности материи в расширяющейся вселенной необходимо учитывать релятивистские эффекты, приводящие к принципиальному изменению результатов.

2. Результаты вычисления плотности темной энергии ее авторами являются сомнительными, так как разница между критической плотностью и плотностью неподвижной материи, наблюдаемой астрономами, объясняется релятивистской плотностью движущейся среды.

Литература

1. Валиев Х.Ф., Крайко А.Н. Новая простая модель Большого Взрыва // Abstract of 14th Intern. Workshop of Magneto-Plasma Aerodynamic, 21-23 April 2015. Moscow. М.: ПИТ RAS, 2015. С.15-17.
2. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. II. Теория поля. Издание шестое. Исправленное и дополненное. М.: Наука, 1973. 504 с.

СПОСОБЫ ЗАЩИТЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ И НАЗЕМНЫХ ОБЪЕКТОВ ОТ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ УДАРНИКОВ

А.В. Герасимов

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина, 36, корпус 10
тел.(3822) 529569, E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Проблема защиты конструкций от интенсивных динамических нагрузок имеет важное значение в силу постоянного совершенствования средств ударно-волнового воздействия на защищаемые объекты. Использование слоистых преград позволяет предотвратить разрушение и повреждение защищаемых конструкций и объектов. Возможны следующие подходы к снижению нагрузки, действующей на элементы конструкции: растяжение импульса давления в слоистой прокладке за счет многократного отражения волн от слоев с различными акустическими импедансами и диссипация энергии импульса давления при пластическом деформировании высокопористых прокладок или дробления керамических материалов. Наиболее эффективным является использование в качестве защитных слоев в слоистых системах пористых и функционально - градиентных материалов. Материалы с непрерывным изменением физико-механических характеристик в определенных направлениях являются предельным случаем материалов, состоящих из дискретно непрерывных слоев с нарастающими или убывающими величинами акустических импедансов при увеличении числа слоев. Одним из параметров, изменяющимся в выбранном направлении, может являться пористость защитного слоя. Такие материалы называются функционально-градиентными материалами. Они характеризуются непрерывным изменением состава в заданном направлении и являются смесевыми, изменение концентрации компонент которых по пространственной координате происходит по определенному закону. Сейчас имеется возможность строить термодинамически полные уравнения состояния градиентных материалов самой различной физической природы: сплавов, металлокерамик, стеклопластиков, элконитов, пористых материалов для широкой области изменения давлений и температур [1-4]. Это позволяет перейти непосредственно к конструированию функционально градиентных материалов, то есть материалов с требуемым набором физико-механических свойств. Одним из распространенных способов защиты объектов является использование материалов с высокими физико-механическими свойствами, типа керамики и композитов на ее основе. Баллистический удар по керамике и обзор ударных свойств сплошной керамики рассматривались в [5-7]. Следует отметить, что кроме использования в защитных системах высоких физико-механических свойств и особенностей структуры материалов есть ряд конструктивных приемов, повышающих защиту наземных и космических объектов.

Одним из таких способов противодействия высокоскоростным ударникам и защиты наземных объектов является метание навстречу ударникам разнесенных систем пластин и стержней из традиционных и композитных материалов. В результате интенсивного динамического взаимодействия происходит деформирование и частичное разрушение ударников, а также отклонение их от линии соударения. Вследствие этого ударник либо рикошетирует от поверхности преграды, либо отклоняется от защищаемого объекта и не взаимодействует с преградой. Все эти факторы снижают проникающую способность ударников и уменьшают вероятность пробития корпуса защищаемого объекта.

Полностью экспериментальная отработка конструкций зачастую требует повышенных финансовых и ресурсных расходов, поэтому современным подходом к решению таких задач является численное моделирование процессов интенсивного динамического взаимодействия твердых тел с последующей, конечно, экспериментальной верификацией полученных результатов. Численное моделирование позволяет получить пространственно - временную картину изменения различных величин, характеризующих напряженно - деформированное состояние исследуемых тел, а также картину их разрушения. Следует отметить, что в эксперименте можно получить, в основном, размер осколков, степень их разрушения, скорость осколков. Проследить весь процесс деформирования, зарождение и слияние микродефектов, образование трещин, формирование фрагментов разрушаемого объекта в различные моменты времени возможно только в численном эксперименте. Выделяют следующие этапы численного решения задач механики сплошной среды: построение физической модели, математическая формулировка задачи, разработка и использование вычислительного алгоритма, программирование, формальная и методическая отладка программы, оценка эффективности и пределов применимости алгоритма на основе тестовых расчетов.

Для создания надежных способов защиты конструкций от поражения высокоскоростными удлинёнными ударниками необходимо рассмотреть различные варианты противодействия пробитию преград стержнями. В работе исследуется взаимодействие высокоскоростных ударников с метаемыми им навстречу кластерами пластин и стержней. Деформация и разрушение ударников при интенсивном динамическом взаимодействии с пластинами снижает их проникающую способность.

Задача защиты пилотируемых и автоматических аппаратов для исследования околоземного и дальне-

го космического пространства имеет свои особенности и приобретает в настоящее время все большее значение в связи с увеличивающейся продолжительностью полетов указанных объектов, что приводит к повышению вероятности столкновения последних с частицами космических тел и техногенными осколками, образовавшимися в результате разрушения орбитальных конструкций.

В 1947 г. Уиппл [8] предложил способ защиты космических аппаратов от удара высокоскоростными космическими частицами. Суть этого способа состоит в том, что перед защищаемой стенкой устанавливается экран для распределения импульса фрагментов ударника по большей площади защищаемой стенки за счет разрушения ударника и последующего бокового разлета его фрагментов при высокоскоростном ударе об экран. Это позволяет достичь необходимой степени защиты заданном интервале скоростей соударения без нежелательного увеличения веса космического аппарата (КА).

Для моделирования соударения высокоскоростных частиц с образцами защиты, использовались, в основном легкогазовые пушки, позволяющие разгонять ударники необходимых размеров до скоростей порядка 8 км/с.

Не умаляя значения экспериментальных исследований данного вопроса следует отметить также, что проведение массовых испытаний в широком диапазоне размеров и скоростей ударников, материалов, толщин и конструкций защитных экранов требует больших затрат материальных и финансовых ресурсов. Поэтому привлечение к исследованию данной проблемы современных компьютеров и численных методов, позволяющих решать задачи высокоскоростного соударения в трехмерной постановке с учетом фрагментации ударников и защитных элементов конструкции КА, представляется актуальной и практически важной задачей. Следует отметить, что проблема снижения массы защитных элементов КА при сохранении их эффективности по-прежнему остается актуальной. Одним из перспективных направлений решения данной задачи является использование сеточных экранов и комбинаций сплошных и сеточных экранов.

Все вышесказанное показывает, что численное моделирование высокоскоростного взаимодействия твердых тел позволяет воспроизвести, с приемлемыми затратами, характерные особенности физических процессов, протекающих при столкновении, рассмотреть и выбрать оптимальные схемы защиты.

Естественная гетерогенность структуры материала пластин и техногенных осколков, влияющая на распределение физико-механических характеристик (ФМХ) материала, является одним из основных факторов, определяющих характер разрушения реальных материалов. Учет данного фактора в уравнениях механики деформируемого твердого тела возможен при использовании случайного распределения начальных отклонений прочностных свойств от номинального значения (моделирование начальных дефектных структур материала) [9].

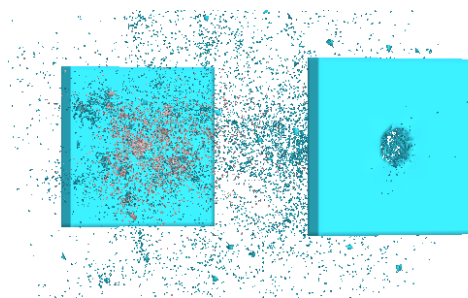
Используемые в современных работах по динамическому разрушению конструкций и материалов

соотношения механики деформируемого твердого тела не учитывают данного фактора, что может исказить реальную картину ударного разрушения рассматриваемых тел. Внесение случайного распределения начальных отклонений прочностных свойств от номинального значения в ФМХ тела приводит к тому, что в этих случаях процесс разрушения приобретает вероятностный характер, что более соответствует экспериментальным данным.

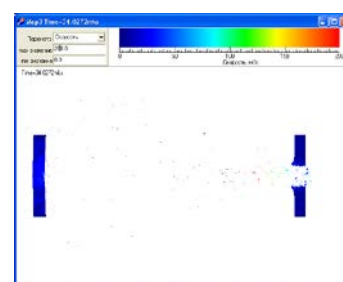
На рисунке 1 приведены результаты сравнения экспериментальных данных и результатов численного расчета с учетом дробления материала ударника и преграды.



а



б



в

Рис. 1 Соударение высокоскоростной частицы с элементами защиты и корпуса КА: а – эксперимент; б – пространственная картина соударения; в – 2D – разрез (поле скоростей)

Корпус - защита: Al –Al. Параметры системы: толщина пластин – 0.17 см и 0.19 см; размер пластин 1.25 см × 1.25 см; расстояние между пластинами – 3.8 см. Стальной ударник-шарик: радиус – 0.1 см, скорость=2100 м/с.

Сравнение результатов теоретического расчета и эксперимента показали, что в обоих случаях пробита защитная пластина и сформировался осколочный поток. Взаимодействие этого потока с элементом

корпуса КА привело к образованию вмятины: 0.4 мм – эксперимент, 0.37 мм – расчет.

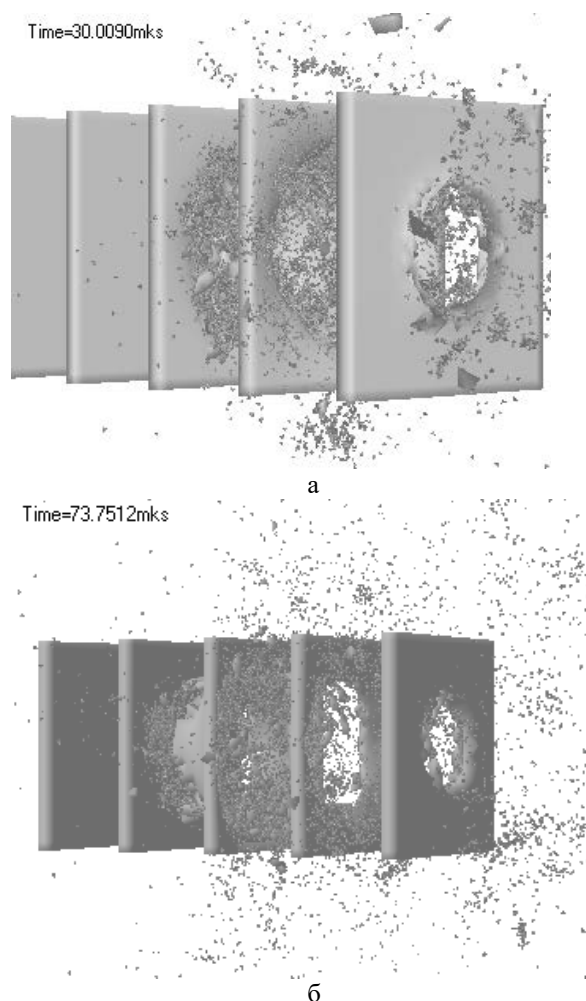


Рис. 2. Нормальное соударение стального шарика с разнесенной преградой, состоящей из пяти стальных пластин: а - 30 мкс; б – 74 мкс

На рисунке 2 приведены результаты расчетов удара стального шарика диаметром 1,0 см со скоростью $V=7000$ м/с по нормали к преграде, представляющей собой систему пяти разнесенных стальных пластин толщиной 0,3 см и размером 5 см × 5 см. Расстояние между пластинами равняется 2 см. Показаны конфигурации системы преграда + ударник для двух моментов времени – 30 и 74 мкс.

К моменту времени 74 мкс полностью пробиты оказались три первых преграды. Скорость остатков стального шарика и первых трех преград в ходе соударения их потока с четвертой преградой упала до нуля, преграда была деформирована, но не пробита. Картина разрушения преград и ударника характеризуется наличием осколков различных размеров с преобладанием самой мелкой фракции, что характерно для высокоскоростных соударений [10]. Увеличение скорости космических осколков требует для надежной защиты КА увеличения числа защитных экранов. Это приводит к увеличению массово-габаритных характеристик космических аппаратов и является нежелательным фактом современной космонавтики.

Выход из этой ситуации можно найти на пути определенных конструкторских ухищрений, одним из которых является использование сеточных или комбинированных сеточно-сплошных экранов.

Основные особенности взаимодействия ударника с сеткой - преградой (рис.3) приведены на рис.4 - 5.

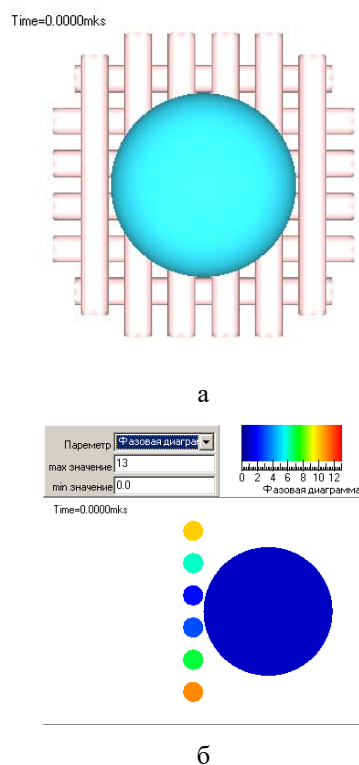


Рис.3. Исходная конфигурация сетки и сферической частицы: а- 3D конфигурация; б- 2D разрез

Скорость соударения алюминиевой частицы (диаметр 2мм) со стальной сеткой-преградой (диаметр проволоки 0.32 мм) составляет 2 км/сек.

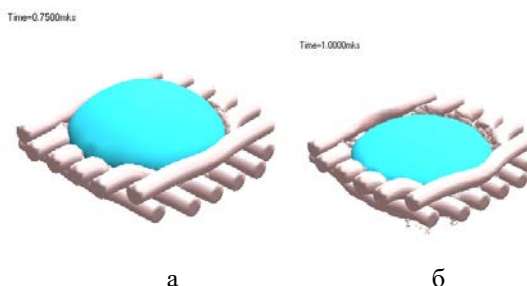


Рис. 4 Конфигурация сетки и сферической частицы в 3D изображении: а- 0.7500 мкс; б– 1.0000 мкс

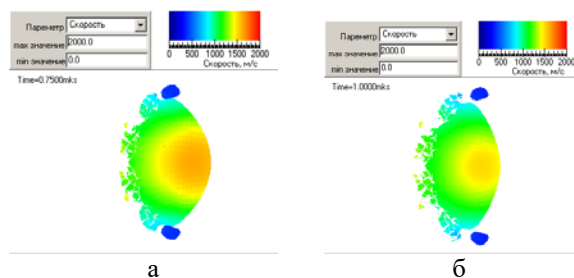


Рис. 5 2D разрез сетки и сферической частицы. Распределение скорости: а - 0.7500 мкс; б – 1.0000 мкс

В случае использования для защиты двух сеток фрагменты первой сетки и ударника взаимодействуют со второй сеткой (рис.6, а), а остаток ударника – с основным корпусом космического аппарата (рис. 6,б) и разрушения последнего не наблюдается.

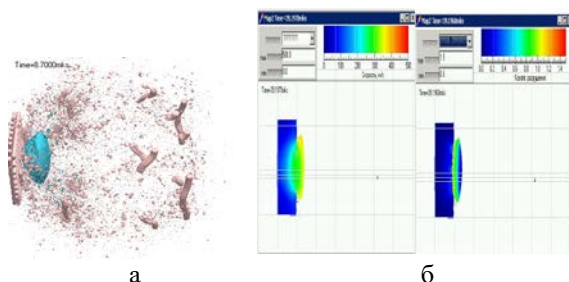


Рис. 6 а - движение фрагментов сетки и ударника ко второй сетке, $t=8.7$ мкс; б - распределение текущей скорости и коэффициента разрушения при соударении остаточного ядра ударника с корпусом КА, $t=39.2$ мкс

Было проведено численное исследование взаимодействия высокоскоростных частиц со слоисторазнесенными преградами и преградами – сетками используемыми для защиты КА «Спектр-УФ» и «Фобос-Грунт» и показана эффективность сеточных конструкций защитных экранов. Экспериментальные результаты подтвердили адекватность численной методики



Рис. 7. Начальная конфигурация системы "преграда – метаемая гладкая пластина - стержень"

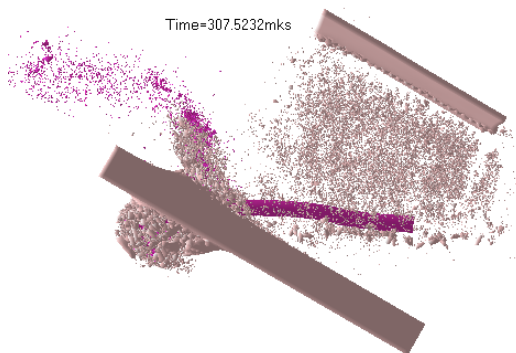


Рис. 8. Трехмерная картина взаимодействия стержня с метаемой гладкой пластиной и преградой

Как видно из рис.7-8 воздействие гладкой пластины приводит к незначительному искривлению ударника и не отражается на пробитии преграды. К моменту времени равного 307 мкс (рис. 8) стержень пробивает преграду и за ее тыльной поверхностью формируется мощный осколочный поток.

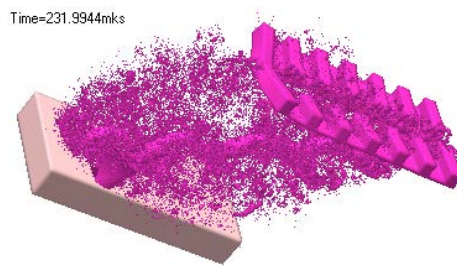


Рис. 9. Трехмерная картина взаимодействия стержня с метаемой ребристой пластиной и преградой

Использование в защите ребристой пластины меняет картину взаимодействия ее со стержнем (рис.9-10). Ребра деформируют стержень с образованием системы волн и с дальнейшим его разрушением и рикошетируванием полученных фрагментов от поверхности преграды. Наблюдаемые в расчетах повреждения преграды незначительны и захватывают только поверхностный слой материала.

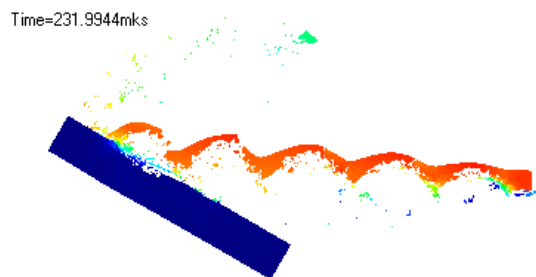


Рис. 10. 2D сечение трехмерной расчетной области взаимодействия стержня с метаемой ребристой пластиной и преградой

Результаты взаимодействия ударника с четырьмя вольфрамовыми стержнями приведены на рисунках 11-13.

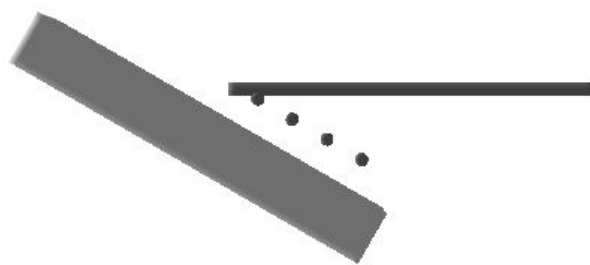


Рис. 11. Начальная конфигурация системы "преграда – 4 стержня - ударник".

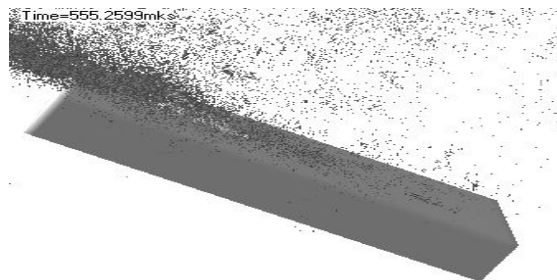


Рис. 12. Трехмерная картина взаимодействия ударника со стержнями и преградой.

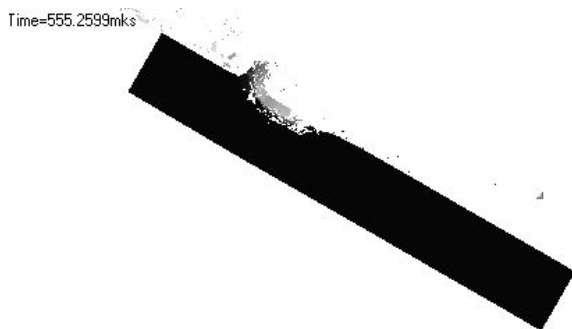


Рис. 13. 2-D сечение трехмерной расчетной области взаимодействия ударника со стержнями и преградой.

Совершенно другую картину мы наблюдаем при метании стержней из вольфрамового сплава по ударнику. В этом случае происходит интенсивное дробление, как стержней, так и ударника (рис.12). Оставшаяся хвостовая часть ударника рикошетирует от поверхности преграды, которая получила относительно небольшие повреждения лицевой поверхности (рис.13).

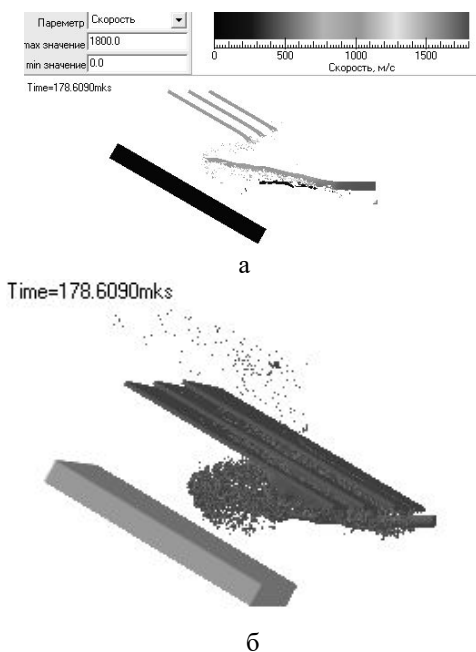


Рис. 14. Взаимодействие ударника с тремя пластинами в момент времени $t=178$ мкс: а-2-D сечение трехмерной расчетной области; б - трехмерная картина соударения

При взаимодействии с тремя пластинами усиливаются (рис.14) разрушение контактирующей поверхности ударника и степень отклонения его от направления соударения уже к 178 мкс по времени, что приводит в дальнейшем к рикошетированию ударника от поверхности преграды и сохранению ее целостности. Такой характер деформирования и разрушения стержня можно объяснить последовательностью ударов о пластины. Каждая последующая действует уже на предварительно деформированную и частично разрушенную часть стержня, усиливая эффект действия предшествующих пластин.

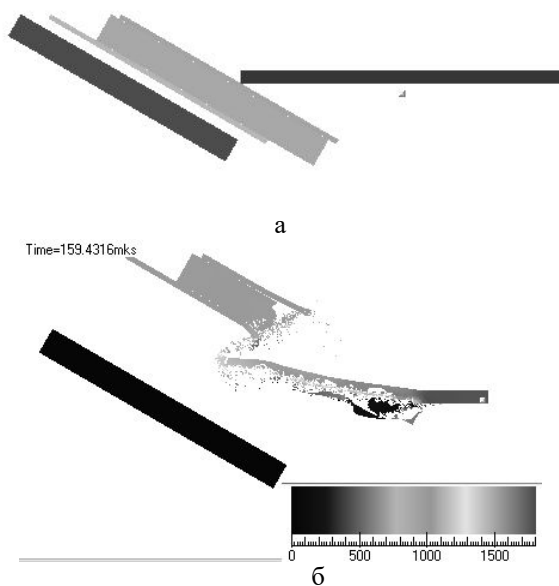


Рис. 15. Взаимодействие ударника с трехслойной пластиной (средний слой – керамика) в момент времени $t=159$ мкс: а - начальная конфигурация системы "преграда – две пластины + керамика - ударник"; б- 2-D сечение трехмерной расчетной области для распределения скорости

В отличие от приведенных выше результатов для трех слоев из вольфрамового сплава, замена среднего слоя более толстым слоем керамики (рис.15), приводит к увеличению времени взаимодействия ударника с системой "две пластины + керамика". Воздействие слоя керамики вызывает более интенсивное разрушение ударника в зоне их контакта и значительное отклонение ударника от первоначальной траектории его движения по направлению к преграде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью настоящей работы являлось численное моделирование пространственных процессов деформирования и разрушения высокоскоростных ударников метаемыми им навстречу элементами многослойных композиционных систем и различными комбинациями стержней, а также исследование воздействия осколков высокоскоростных ударников на основную защищаемую преграду. Задачи решаются в трехмерной постановке, т.к. такой подход позволяет исследовать процессы динамического нагружения наиболее адекватным реальности способом. Метаемые многослойные пластины включают в себя слои из металлических сплавов и керамических материалов.

Результаты расчетов, приведенные в работе, показали возможности предложенных подходов по снижению проникающей способности ударника. При интенсивном динамическом взаимодействии происходит деформирование и разрушение стержней, а также отклонение стержней от линии соударения с преградой. Вследствие этого стержни либо рикошетируют от поверхности преграды, либо от-

клоняются от защищаемого объекта и не взаимодействует с преградой. Все эти факторы снижают проникающую способность ударников и уменьшают вероятность пробития корпуса защищаемого объекта. Также расчеты показали, что разработанная 3-D численная методика позволяет комплексно моделировать процессы высокоскоростного взаимодействия длинных ударников со слоистыми пластинами с керамическими прокладками, с разнесенными пластинами, стержнями и ребристыми конструкциями, а также остатков ударников с защищаемыми объектами при соударении по нормали и под углом к поверхности последних в широком диапазоне скоростей и углов соударения, а также исследовать процессы фрагментации стержней и преград и характер формирующихся осколочных полей. В методике учитывается вероятностный характер фрагментации соударяющихся тел, что приводит к трехмерности задачи даже при ударе по нормали к поверхности преграды. Проведенное сравнение теоретических и экспериментальных данных показало хорошее совпадение результатов, что позволяет использовать разработанную методику для расчета машиностроительных конструкций, подвергающихся ударным нагрузкам и выбора наиболее эффективных сочетаний материалов и геометрических параметров метаемых элементов.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №16-08-00037 А, №15-08-06689 и №15-08-02265 А.

ЛИТЕРАТУРА

1. Люкшин Б.А., Герасимов А.В., Кректулева Р.А., Люкшин П.А. Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях. Новосибирск, изд. СО РАН, 2001, 272 с.
2. Герасимов А.В., Кректулева Р.А. Математическая модель поведения многокомпонентного пористого упругопластического тела при динамическом нагружении. Проблемы прочности, 1999, №2, с. 139-150.
3. Герасимов А.В., Кректулева Р.А. Численное моделирование деформирования и разрушения функционально-градиентных и пористых материалов при взрывном и ударном нагружении. Механика композиционных материалов и конструкций, 1999, т. 5, №3, с. 94-106.
4. Герасимов А.В., Шалковский Д.М. Ударно-волновое нагружение пластин, содержащих слоистые функционально-градиентных материалов. Механика композиционных материалов и конструкций, 2002, т. 8, №4, с. 533-542.
5. Field J. E., Sun Q., Townsend D. Ballistic impact of ceramics. Mech. Prop. Mater. High Rates Strain., Proc. 4th Int. Conf., Oxford, 19-22 March, 1989. Bristol; New York. 1989, p. 387-394.
6. Ruiz C. Overview of impact properties of monolithic ceramics Mech. Prop. Mater. High Rates Strain: Proc. 4th Int. Conf. Oxford, 19-22 March, 1989. Bristol; New York, 1989, p. 337-353.
7. Ударно-волновые явления в конденсированных средах/Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортков. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
8. Whipple F.L. Meteorites and space travel// Astronomical Journal. 1947. №1161. P. 131.
9. Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия тел/Под ред. А.В. Герасимова. Томск: Изд-во Том. ун-та. 2007. 572 с.
10. Высокоскоростные ударные явления / Под ред. Р. Кинслоу. М.: Мир, 1973.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ЗАДАЧАХ ДИНАМИЧЕСКОЙ МЕТЕОРОЛОГИИ И ОЦЕНКИ КАЧЕСТВА АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА

А. В. Старченко

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, Томск, проспект Ленина, 36

E-mail: starch@math.tsu.ru

Процессы, происходящие в атмосферном пограничном слое, оказывают существенное влияние на жизнь и деятельность человека. Туманы, метели, осадки, гололедно-изморозевые отложения, конвективные явления (гроза, шквал, смерч) и ряд других опасных погодных явлений оказывают существенное влияние на работу всех отраслей хозяйства, в том числе на работу наземного и воздушного транспорта, на энергообеспечение хозяйственных объектов. Более того, опасные явления погоды часто являются причиной катастрофических последствий. Опасность для жизнедеятельности представляет и ухудшение качества приземного воздуха, обусловленное вариациями его аэрозольного состава вследствие природных катаклизмов (обширных пожаров, извержения вулкана) или антропогенных выбросов (результата интенсивной хозяйственной деятельности человека на крупных урбанизированных территориях), приводящих к образованию смога, многие компоненты которого характеризуются высокой токсичностью и ослабляют видимость.

Поэтому одной из актуальнейших проблем как фундаментальных, так и прикладных наук является создание математического и суперкомпьютерного программного обеспечения для информационных систем мониторинга и прогнозирования состояния приземного слоя атмосферы над населенными пунктами и крупными транспортными узлами. Особое значение такие исследования приобретают в связи с необходимостью обеспечения безопасности жизнедеятельности в крупных аэропортах, где возникновение локальных неблагоприятных атмосферных явлений может привести к чрезвычайным ситуациям.

В Томском университете для решения такой задачи создан вычислительный комплекс, включающий мезомасштабную негидростатическую модель TSU-NM3 [1], которая позволяет прогнозировать метеорологические поля, а также фотохимическую модель [2], в которой на основе рассчитанных метеорологических полей оценивается распространение примесей от источников, расположенных в черте города Томск. Разрабатываемая в ТГУ трехмерная в примитивных переменных мезомасштабная метеорологическая модель предназначена для моделирования атмосферных процессов в планетарном пограничном слое с горизонтальным разрешением до нескольких километров. Некоторые из основных особенностей и опций модели, используемой для оценки качества атмосферного воздуха над

крупными населенными пунктами, перечислены ниже:

- негидростатическое квазисжимаемое приближение для уравнений движения;
- следящая за рельефом поверхности координатная система с переменным вертикальным разрешением;
- вложенные расчетные области (внутренняя область размером 50×50 км с шагом горизонтальной сетки 1 км находится внутри области 200×200 км с шагом горизонтальной сетки 4 км) с односторонним взаимодействием;
- боковые граничные условия «радиационного» типа (для компонент горизонтальной скорости, температуры и влажности), учитывающие пространственные и временные тенденции зависимых переменных, генерируемых моделью большего масштаба;
- прогностическая модель для температуры почвы, опирающаяся на уравнение теплопроводности, и диагностическое соотношение для влажности поверхностного слоя почвы;
- поверхностные потоки тепла, рассчитываемые на основе теории подобия Монина-Обухова;
- коротковолновая и длинноволновая радиация, учитывающая эффекты слоя облачности;
- микрофизика теплого дождя, предложенная Кесслером;
- турбулентная структура атмосферного пограничного слоя моделируется на основе прогностического уравнения для энергии турбулентности и алгебраических соотношений для масштаба турбулентности и турбулентной диффузии;
- инициализация модели проводится на основе результатов численного прогноза по глобальной оперативной модели Гидрометцентра РФ ПЛАВ [3], результатов наблюдений, выполняемых температурным профиломером МТР-5 и автоматической метеостанцией WXT520 [4].

Аппроксимация уравнений мезомасштабной метеорологической модели осуществляется на основе метода конечного объема и явно-неявных разностных схем [5]. Основная идея этого подхода заключается в разбиении расчетной области на непересекающиеся, граничащие друг с другом

конечные объемы так, чтобы один узел расчетной сетки (i,j,k) содержался только в своем конечном объеме. Для дискретизации используется равномерная по горизонтальным направлениям сетка, допускающая сгущение сеточных плоскостей при приближении к поверхности Земли.

Разбив таким образом расчетную область, интегрируем каждое дифференциальное уравнение математической модели по каждому конечному объему. Значения компонент скорости определяются на гранях конечных объемов, а скалярные характеристики – в их центре. При вычислении интегралов используются кусочно-полиномиальные приближения для зависимых величин. Аппроксимация конвективных членов уравнений переноса выполняется с использованием противотоковой схемы MLU Ван Ли [6]. При дискретизации по времени используется явно- неявная разностная схема, в которой только диффузионные слагаемые по вертикальной координате $\frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_z \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)$ аппроксимируются по схеме

Кранка–Николсон, а остальные члены уравнений – по схеме Адамса–Бэшфорда. В результате такого приближенного интегрирования получается дискретный аналог системы дифференциальных уравнений – система линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{aligned} -c_{i,j,k}^{m+1} \Phi_{i,j,k-1}^{m+1} + e_{i,j,k}^{m+1} \Phi_{i,j,k}^{m+1} - d_{i,j,k}^{m+1} \Phi_{i,j,k+1}^{m+1} = & ap_{i,j,k}^0 \Phi_{i,j,k}^m + \\ \frac{3}{2} (ap_{i,j,k}^m \Phi_{i,j,k}^m + ae_{i,j,k}^m \Phi_{i+1,j,k}^m + an_{i,j,k}^m \Phi_{i,j+1,k}^m + at_{i,j,k}^m \Phi_{i,j,k+1}^m & + \\ + aw_{i,j,k}^m \Phi_{i-1,j,k}^m + as_{i,j,k}^m \Phi_{i,j-1,k}^m + ab_{i,j,k}^m \Phi_{i,j,k-1}^m + b_{i,j,k}^m) - & \\ \frac{1}{2} (ap_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i,j,k}^{m-1} + ae_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i+1,j,k}^{m-1} + an_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i,j+1,k}^{m-1} + at_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i,j,k+1}^{m-1} & + \\ + aw_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i-1,j,k}^{m-1} + as_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i,j-1,k}^{m-1} + ab_{i,j,k}^{m-1} \Phi_{i,j,k-1}^{m-1} + b_{i,j,k}^{m-1}) + & \\ c_{i,j,k}^m (\Phi_{i,j,k-1}^m - \Phi_{i,j,k}^m) + d_{i,j,k}^m (\Phi_{i,j,k+1}^m - \Phi_{i,j,k}^m). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\{\Phi_{i,j,k}^{m+1}\}$ – неизвестная скалярная сеточная функция, m – номер временного слоя, со строчных букв начинаются обозначения для коэффициентов разностной схемы. Системы такого вида являются условно устойчивыми с ограничением на шаг по времени и решаются экономичным методом прогонки вдоль вертикальных сеточных линий.

Для согласования векторного поля скорости и давления на каждом шаге используется схема «предиктор-корректор», в которой сначала предсказываются с использованием разностных схем вида (1) значения компонент вектора скорости при давлении на m -м слое по времени p_h^m , затем после решения разностного уравнения эллиптического типа для $p_h' = p_h^{m+1} - p_h^m$ производится коррекция промежуточных полей скорости с требованием, чтобы скорректированные значения компонент скорости удовлетворяли бы точно разностному уравнению неразрывности.

В качестве основного подхода распараллеливания выбрана геометрическая декомпозиция сеточной области на подобласти:

каждому процессорному элементу вместе с выделенной сеточной подобластью распределяются все значения сеточной функции $\Phi_{i,j,k}^m$, принадлежащие этой подобласти [7]. После этапа декомпозиции, когда производится разделение данных на блоки для построения параллельного алгоритма, переходим к этапу установления связей между блоками, вычисления в которых будут выполняться параллельно, – планированию коммуникаций. Из-за используемого шаблона явно- неявной разностной схемы для вычисления очередного приближения в приграничных узлах каждой подобласти необходимо знать значения сеточной функции с соседнего граничащего процессорного элемента. Для этого на каждом вычислительном узле создаются фиктивные ячейки для хранения данных с соседнего вычислительного узла и организуются пересылки этих граничных значений, необходимых для обеспечения однородности вычислений [7]. Для передачи данных другим процессорным элементам и получения необходимых для продолжения вычислений данных от них в нашей работе используется стандарт передачи сообщений MPI (Message Passing Interface).

В данной работе для решения разностного уравнения (1) используется метод прогонки; для разностного уравнения для поправки давления p_h' применяется полинейный метод Зейделя с красным черным упорядочиванием узлов вычислительной сетки [7, 8], параллельная реализация которого при проведении расчетов показывает независимость скорости сходимости итерационного процесса от количества применяемых процессорных элементов. Важно, что такая реализация алгоритма на многопроцессорной вычислительной системе целиком сохраняет свойство последовательного алгоритма и очень хорошо масштабируется на любое разумное количество вычислительных узлов.

На рис. 1 представлены графики ускорения и эффективности параллельной программы при проведении расчетов по мезомасштабной метеорологической модели для внутренней области на сетке $50 \times 50 \times 30$ узлов в течение двух суток моделирования.

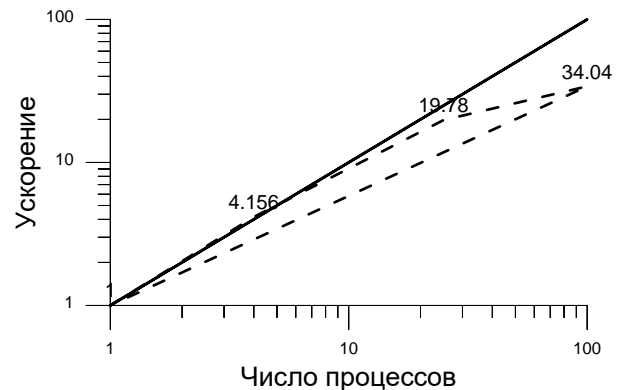


Рис. 1. Ускорение параллельной программы по расчету мезомасштабных метеорологических явлений над аэропортом

Расчеты проводились на вычислительном кластере ТГУ Cyberia. Из рис. 1 видно, что разработанный параллельный алгоритм для умеренного количества процессорных элементов (до 25) показывает хорошую масштабируемость и высокую эффективность. Полученные результаты ускорения параллельной программы обеспечивают выполнение требования проведения прогностических расчетов при исследовании и заблаговременном предсказании погоды: получить прогноз на ближайшие сутки за 1 час времени работы программы на суперкомпьютере.

Для расчета концентрации компонентов примеси с учетом химических взаимодействий между ними применяется эйлера модель турбулентной диффузии, включающая транспортные уравнения с описанием адвекции, турбулентной диффузии и химических реакций [2]:

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} + \frac{\partial UC_i}{\partial x} + \frac{\partial VC_i}{\partial y} + \frac{\partial WC_i}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial x} \langle c_i u \rangle - \frac{\partial}{\partial y} \langle c_i v \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \langle c_i w \rangle - \sigma_i C_i + S_i + R_i, \quad (2)$$

$$i = 1, \dots, n_s.$$

Здесь C_i , c_i – осредненная и пульсационная составляющие концентрации i -ой компоненты примеси; U , V , u , v – осредненные и пульсационные составляющие вектора горизонтальной скорости ветра; W , w – осредненная и пульсационная составляющие вертикальной компоненты скорости примеси; $\langle \rangle$ – обозначает осреднение по Рейнольдсу; S_i – источниковый член, представляющий выбросы компонентов примеси в атмосферу; R_i описывает образование и трансформацию вещества за счет химических и фотохимических реакций с участием компонентов примеси; σ_i – скорость влажного осаждения примеси за счет осадков; n_s – количество химических компонентов примеси, концентрации которых необходимо определить; x , y – горизонтальные координаты, ось Ox направлена на восток, Oy – на север; z – вертикальная координата; t – время, T – период моделирования. Расчетная область представляет параллелепипед, L_x , L_y – горизонтальные размеры области, h – высота, $-L_x/2 \leq x \leq L_x/2$, $-L_y/2 \leq y \leq L_y/2$, $0 \leq z \leq h$, $0 \leq t \leq T$.

Для численного решения уравнений (2) использовалась разностная схема (1). При построении параллельного алгоритма также использовалась двумерная декомпозиция сеточной области по горизонтальным направлениям. Кроме того, для повышения эффективности работы параллельной программы дополнительно применялась технология опережающей рассылки [8]. На рис. 2 представлен график изменения ускорения параллельной программы в зависимости от числа используемых процессоров. Расчеты проводились на кластере ТГУ Cyberia при следующих условиях: период моделирования 1 час, вычислительная сетка $100 \times 100 \times 30$ узлов, кинетическая схема химических и фотохимических реакций DMI [2]. При использовании небольшого

числа процессов (до шестнадцати) использование опережающей рассылки не дает решающего преимущества, однако ситуация меняется при увеличении числа используемых процессов. При использовании шестнадцати и более процессоров происходит увеличение числа межпроцессорных обменов, что приводит к увеличению времени простоя процессоров в ожидании завершения передачи сообщения при использовании блокирующихся операций (рис. 2). Результаты расчетов показали, что при использовании более 16 процессоров применение технологии опережающей рассылки позволяет повысить эффективность работы параллельной программы на 8–12 % по сравнению с использованием блокирующих процедур обмена сообщениями, что является весьма внушительным показателем при проведении большого объема вычислений.

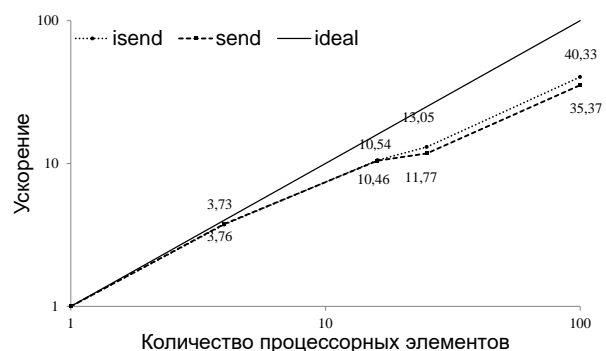


Рис. 2. Ускорение параллельной программы, полученное для различных вариантов межпроцессорной передачи данных

Разработанная мезомасштабная модель и измерительный комплекс были применены к исследованию метеорологических условий над городом Томск (85.0°E 56.5°N). Горизонтальные размеры области исследования составляют 50×50 км², высота области исследования – 3000 м. В мезомасштабной метеорологической модели использовались горизонтальное разрешение 1 км и 30 уровней по вертикальной координате. При задании свойств подстилающей поверхности рассматривалось семь категорий землепользования: водная поверхность, поверхность с незначительной растительностью, сельскохозяйственные угодья, лиственный, смешанный и хвойный лес, городская застройка. Эти категории отличались по следующим параметрам: высота шероховатости, альbedo, теплофизические свойства почвы, параметр испарения, степень черноты, температура на глубине 2 м (для почвы).

Рассмотрим результаты измерений метеопараметров, проведенных в аэропорту Богашёво, г. Томска 13.12.2012г. и 26.01.2013г. Синоптическая ситуация в период с 11 по 17 декабря 2012 г. в Томске характеризовалась аномально низкой температурой воздуха, которая опускалась временами ниже -40°C [9]. Период с 23 по 27 января 2013 характеризовался существенно более высокими температурами воздуха (-5 – $+2^\circ\text{C}$) по сравнению со средними климатическими. Такая

ситуация была вызвана поступлением теплого и влажного морского тропического воздуха.

Прогностические расчеты были проведены на рассмотренные даты по двум мезомасштабным метеорологическим моделям высокого разрешения: модели TSU-NM3, и модели Weather Research&Forecasting (WRF) [10]. При запуске модели WRF на последовательности из трех вложенных областей [11] выбирались следующие параметризации: для микрофизики влаги применялась схема Lin, для коротковолновой радиации – схема Goddard, для длинноволновой радиации – схема rrtm, для пограничного слоя схема Mellor-Yamada-Janjic TKE, для взаимодействия с подстилающим слоем – схема Мони́на-Обухова, для процессов в почве – модель земной поверхности Noah. Для задания начальных и граничных условий для модели WRF использовались как данные глобальной модели GFS (Global Forecast System) с пространственным разрешением 1 градус и временным интервалом 6 часов, так и результаты прогноза глобальной модели ПЛАВ [3] с пространственным разрешением 0,9x0,72 градуса и временным интервалом 6 часов.

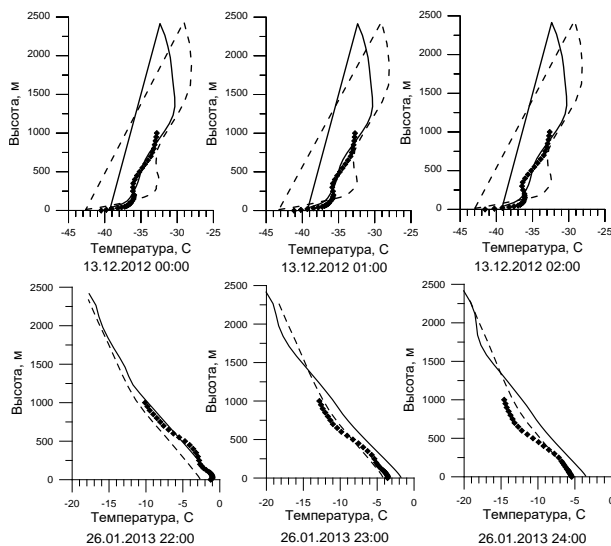


Рис.3 Вертикальный профиль температуры над аэропортом г. Томска во время сильного похолодания (а) и оттепели (б). Значки – измеренные значения, сплошная линия – расчет по модели TSU-NM3, штриховая – расчет по модели [10]

На рис.3 представлены вертикальные профили температуры в нижней части атмосферного пограничного слоя, измеренные температурным профилемером МТР-5 ИМКЭС СО РАН и рассчитанные с использованием рассматриваемых моделей высокого разрешения, в районе аэропорта г. Томска в ночное время 13 декабря 2012 года и 26 января 2013 года. Сопоставляя результаты расчетов с измерениями, можно отметить высокий уровень количественного и качественного совпадения результатов. Максимальное расхождение не превышает 3°C. Для сильного похолодания (рис. 3а) и модели и наблюдения фиксируют наличие

изотермического участка в распределении температуры на высоте 50–300 м над поверхностью Земли. При оттепели (рис. 3б) график температуры почти линейен с высотой, как следует из результатов расчетов и измерений.

Из рисунка видно, что в течение суток 13.12.2012 г. (аномально низкая температура воздуха) отмечалась инверсия температуры, наиболее резкий рост температуры наблюдался в нижнем 100-150-метровом слое, интенсивность инверсии составляла 6–12°C. Примерно с 14 до 16 ч за счет незначительного дневного прогрева отмечалась приподнятая инверсия с высотой нижней границы до 50 м. Такая ситуация характеризует исключительно устойчивую погоду, способствующую сильному загрязнению атмосферы – в этот день были зафиксированы дымка и туман с видимостью от 650 м, что значительно ниже допустимого минимума для аэропорта г. Томска.

В период оттепели 26.01.2013г. после 20 ч отмечено постепенное понижение температуры, начиная с более высоких уровней (около 1000 м). Более холодный воздух постепенно перемещался вниз. К концу суток температура опустилась до -6°C. Переход температуры от отрицательных значений к положительным в различных слоях атмосферы и прохождение холодного фронта в сочетании с осадками, высокой влажностью и облачностью, привело в этот день к опасным явлениям, таких как гололедица и усиление ветра.

Результаты численных расчетов показали, что вертикальные профили температуры в нижней части атмосферного пограничного слоя, измеренные температурным профилемером МТР-5 и рассчитанные с использованием рассматриваемых моделей высокого разрешения, имеют высокий уровень количественного и качественного совпадения результатов.

На рисунках 4 и 5 представлены графики интенсивности дождевых осадков, выпавших во время грозы 27 августа 2012 года в районе аэропорта г. Томска. Измерения интенсивности осадков (мм/ч) проводились с помощью автоматической метеостанции WXT520 ИМКЭС СО РАН. В соответствии с информацией, представленной на сайте <http://meteo.infospace.ru>, 27 августа 2012 в течение всего дня наблюдалась облачность 10 баллов, штилевые условия, температура воздуха в течение суток изменялась от 11 до 16 градусов Цельсия. В 18 часов местного времени в городе Томск была зафиксирована гроза [9], которую предсказала развиваемая мезомасштабная модель, в которой для параметризации микрофизики влаги использовалась схема Кеслера. Кроме того, для проверки результатов численного прогноза привлекалась также мезомасштабная модель Weather Research & Forecasting [10].

Результаты исследования продемонстрировали перспективность использования разрабатываемой мезомасштабной метеорологической модели для прогнозирования и мониторинга погодных условий

над ограниченной урбанизированной территорией или крупным транспортным узлом.

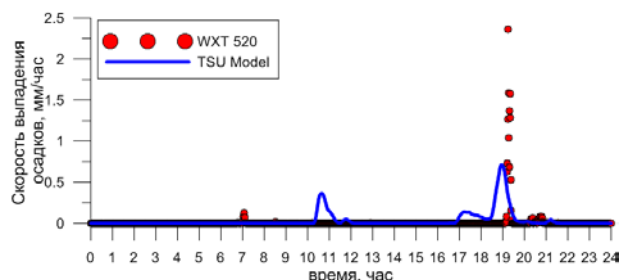


Рис. 4. Интенсивность дождевых осадков, выпавших во время грозы 27.08.2012 в районе аэропорта г.Томск

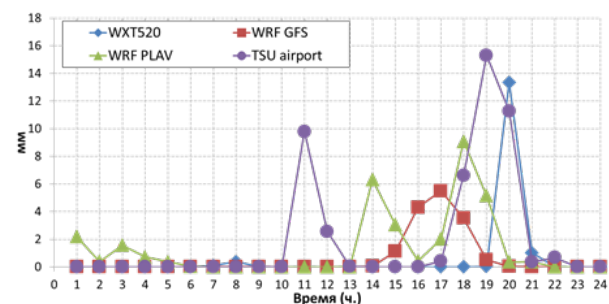


Рис. 5. Накопленные за час дождевые осадки, выпавшие во время грозы 27.08.2012 в районе аэропорта г.Томск

В осенний, зимний и весенний периоды вклад изопрена, поступающего от биогенных источников, расположенных, главным образом, в лесных массивах, мал и не оказывает большого влияния на загрязненность городского воздуха. Для исследования вклада изопрена, поступающего от биогенных источников в летний период времени, характеризующийся более высокими температурами и большей продолжительностью солнечного дня, был проведен вычислительный эксперимент для 7 июля 2011 года. В этот день на метеорологической станции Томск-Южный наблюдалась небольшая облачность (5 баллов), средняя дневная температура была 20 °C, скорость ветра была небольшая, до 1 м/с.

Вычислительный эксперимент состоял в моделировании при одной и той же метеорологической ситуации переноса примеси с учетом химических реакций двумя подходами: с учетом поступления биогенного изопрена из окружающей город растительности и без учета. Для пункта наблюдения, соответствующего месторасположению TOR-станции ИОА СО РАН, получены следующие значения концентрации примеси (рис. 6).

Из графиков видно, что добавление нового источника (биогенного изопрена), в целом, увеличило концентрацию формальдегида и озона. Уменьшение концентрации формальдегида в дневное время объясняется фотохимическими реакциями разложения формальдегида (формулы 3 и 4 сокращенного механизма DMI [2]). Изменение концентрации угарного газа из графика не видно

ввиду малого вклада биогенных источников по сравнению с вкладом антропогенных.

Как видно из рисунка 6 в 5 часов локального времени наблюдается начало роста концентраций озона и формальдегида, что соответствует началу протекания фотохимических реакций. В 22 часа наблюдается изменение тенденции вариации концентраций формальдегида, убывающие до этого времени концентрации начинают увеличиваться [12].

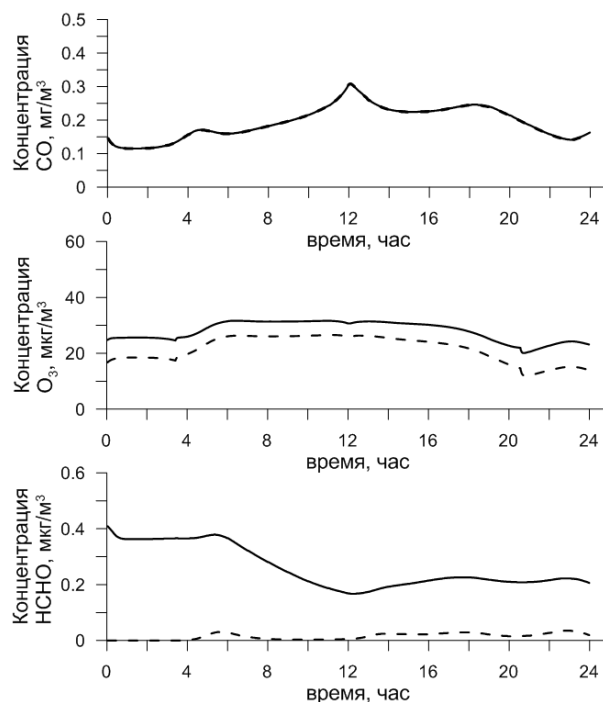


Рис. 6. Сравнение результатов моделирования с учетом биогенных источников и без учета. Сплошной линией обозначено моделирование с учетом источников биогенного изопрена, пунктирной — без учета источников

Таким образом, по результатам математического моделирования показана важность учета поступления летучих углеводородов от природных источников для оценки уровня загрязнения городского атмосферного воздуха тропосферным озоном. При высоких температурах воздуха в ясные солнечные дни от растений поступает изопрен, участвующий в химических реакциях образования формальдегида и озона. Учет источников поступления изопрена природного происхождения при одинаковых метеорологических условиях дает увеличение рассчитанных значений концентрации формальдегида на 10%, а озона на 16% над городом, вокруг которого расположены протяженные лесные массивы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта № 16-41-700178p_a.

Литература

1. Starchenko A.V., Bart A.A., Bogoslovskiy N.N., Danilkin E.A., Terenteva M.A. Mathematical modelling of atmospheric

- processes above an industrial centre // *Proceedings of SPIE*. 2014. Vol. 9292. pp. 929249-92924-9.
2. Барт А.А., Старченко А.В., Фазлиев А.З. Информационно-вычислительная система для краткосрочного прогноза качества воздуха над территорией г. Томска // *Оптика атмосферы и океана*. 2012. Т. 25. № 7. С. 594-601.
3. Толстых М.А., Богословский Н.Н., Шляева А.В., Юрова А.Ю. Гидрометцентр России 80 лет // *Полулагранжева модель атмосферы ПЛАВ*. Москва. 2010. С. 193-216.
4. Зуев В.В., Шелехов А.П., Шелехова Е.А., Старченко А.В., Барт А.А., Богословский Н.Н., Проханов С.А., Кижнер Л.И. Измерительно-вычислительный комплекс для мониторинга и прогноза метеорологической ситуации в аэропорту // *Оптика атмосферы и океана*. 2013. Т. 26. № 8. С. 695-700.
5. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. Пер. с англ. под ред. В. Д. Виленского. М.: Энергоатомиздат, 1984. 149 с.
6. van Leer B. Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method // *Journal of Computational Physics*. 1979. Vol. 32, No. 1. pp. 101-136.
7. Старченко А.В. Численный прогноз локальных метеорологических условий с использованием суперкомпьютера // *Седьмая Сибирская конференция по параллельным и высокопроизводительным вычислениям*. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. С.23-33.
8. Старченко А.В., Берцун В.Н. Методы параллельных вычислений. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2013. 238с.
9. Погода России - прогноз погоды, фактические погодные условия, архив погоды. URL: <http://meteo.infospace.ru> (27.10.2016).
10. The Weather Research and Forecasting Model. URL: <http://wrf-model.org> (27.10.2016).
11. Старченко А.В., Беликов Д.А., Вражнов Д.А., Есаулов А.О. Применение мезомасштабных моделей MM5 и WRF к исследованию атмосферных процессов // *Оптика атмосферы и океана*. 2005. Т. 18. № 05-06. С. 455-461.
12. Bart A.A., Starchenko A.V. Modelling of urban air pollution by anthropogenic and biogenic source emissions // *Proceedings of SPIE*. 2014. Vol. 9292. pp. 929248-929248-8

МЕТОДЫ УПРАВЛЕНИЯ ОТРЫВНЫМИ ПОТОКАМИ. ПРОБЛЕМЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА

В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 1
E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Представлен обзор экспериментальных и численных исследований дозвуковых отрывных течений, образующихся при обтекании различных преград, расположенных на поверхности. Особое внимание уделено влиянию проблем активного и пассивного методов управления характеристиками отрывных потоков. Рассмотрен широкий класс задач аэродинамики и теории теплообмена для существенно трехмерных течений, включающих в себя отрыв и вихреобразование за различными преградами. Наиболее полно представлены результаты, полученные автором с коллегами. Рассмотрен широкий спектр потоков с фиксированной точкой отрыва – прямоугольный обратный уступ и ступенька с наклонной стенкой, прямое ребро и ребро с углом скоса к основному потоку, прямоугольная каверна с различным соотношением сторон, а также каверны с передней и задней наклонными стенками. Изучены особенности вихревых потоков в системе ребер при изменении угла их ориентации, высоты и шага. Показано, что наиболее интенсивное вихревое течение образуется за прямым ребром. При этом структура вторичных вихрей сильно зависит от протяженности канала в трансверсальном направлении. Подобная тенденция имеет место и в кавернах, где система вихрей претерпевает значительную трансформацию в зависимости от геометрии и числа Рейнольдса. Рассмотрено влияние дополнительных возмущающих факторов, имеющих место в реальных теплообменных устройствах.

Отрыв потока, сопровождающийся интенсивным вихреобразованием, существенно влияет на аэродинамические характеристики течения и тепломассоперенос. Поэтому фундаментальные исследования сложной структуры отрывных потоков и теплогидравлической эффективности представляет большой интерес. К настоящему времени накоплен достаточно обширный теоретический и экспериментальный материал по исследованию отрывных течений. Имеется ряд монографий [1-4], обзоров и препринтов [5-7], посвященных этой проблеме, а также огромное число журнальных публикаций как у нас в стране, так и за рубежом. Такой значительный интерес к отрывным течениям обусловлен, прежде всего, их обширными практическими приложениями. Явление отрыва потока имеет как негативные, так и позитивные последствия. С одной стороны он приводит к разрушению пограничного слоя и ухудшению аэродинамических характеристик, росту сопротивления и вибраций. С другой - отрыв может вызвать интенсификацию тепломассопереноса и

особенно усиливает процессы перемешивания. Это свойство отрывных потоков широко используется для стабилизации процессов горения.

Однако широкий спектр отрывных потоков, многофакторность протекающих процессов и сложность механизма взаимодействия генерируемой турбулентности с рециркуляционным течением не позволяют создать целостной картины даже для относительно простых форм одиночных преград. Задача существенно усложняется для системы преград, когда могут сказываться эффекты интерференции и обратного по потоку влияния отрыва на предысторию течения. Влияние же предыстории потока перед его отрывом (толщина динамического и теплового пограничных слоев, интенсивности и масштаба турбулентности, наличие периодических возмущений в потоке, градиента давления и др.) является также практически не изученным.

В данной работе дан анализ современного состояния проблемы вихреобразования в отрывных потоках и его влияния на интенсификацию или подавление теплообмена. Наиболее полно представлены результаты, полученные автором с коллегами [8-11]. Рассмотрен широкий спектр потоков с фиксированной точкой отрыва – прямоугольный обратный уступ и ступенька с наклонной стенкой, прямое ребро и ребро с углом скоса к основному потоку, прямоугольная каверна с различным соотношением сторон, а также каверны с передней и задней наклонными стенками. Изучены особенности вихревых потоков в системе ребер при изменении угла их ориентации, высоты и шага. Показано, что наиболее интенсивное вихревое течение образуется за прямым ребром. При этом структура вторичных вихрей сильно зависит от протяженности канала в трансверсальном направлении. Подобная тенденция имеет место и в кавернах, где система вихрей претерпевает значительную трансформацию в зависимости от геометрии и числа Рейнольдса. Рассмотрено влияние дополнительных возмущающих факторов, имеющих место в реальных теплообменных устройствах. Повышенная внешняя турбулентность перед отрывом потока ведет к сокращению длины рециркуляционной зоны и более заметной интенсификации теплообмена по сравнению с обтеканием пластины. Кардинальным образом сказывается динамическая и тепловая предыстория отрывного течения [12], а также степень расширения канала и наличие продольного градиента давления (как положительного, так и отрицательного). К принципиальным изменениям может привести наличие массообмена на поверхности (пористый вдув или отсос) [13].

Рассматриваются вопросы воздействия возмущений, вносимых во внешний предотрывной поток на картину вихреобразования, трение и теплообмен. В работе с единых позиций дается трактовка физических механизмов процессов вихреобразования и их влияния на тепломассоперенос. Несмотря на имеющиеся отличия в структуре отрывных потоков для различных преград они имеют сходственные черты. Выявление общих закономерностей широкого спектра отрывных потоков является актуальной задачей, решение которой может привести к созданию инженерных методов расчета аэродинамики и теплообмена. Представляемые в данном докладе результаты были получены при реализации программы экспериментальных исследований именно в такой постановке. Полученные данные имеют и практический интерес для выбора наиболее оптимальных методов управления теплообменом.

Отрыв за прямой ступенькой и ребром.

Течение за прямой ступенькой или при внезапном расширении трубы исследовано наиболее детально. По данным имеющихся экспериментов можно в общих чертах составить картину течения и определить основные характерные масштабы – длину зоны присоединения, уровень скоростей возвратного течения, интенсивность теплообмена в точке присоединения и др. Исследования течения за ребром существенно меньше. Отрыв потока в этом случае обладает рядом принципиальных отличий от обтекания уступа при той же геометрии. Это следует из рис. 1, где показаны картины линий тока при обтекании обратного уступа и ребра. Протяжен-

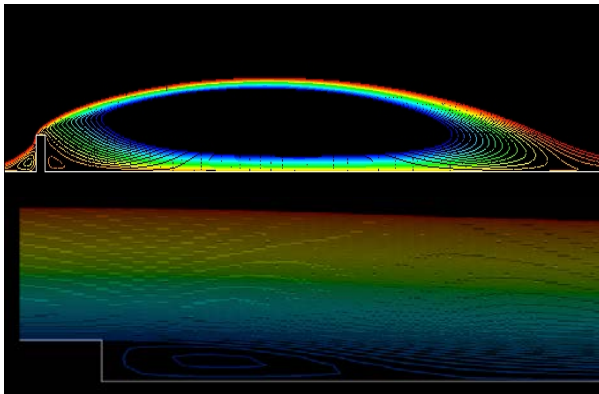


Рис. 1. Структура вихревого течения за ребром и уступом

ность циркуляционной зоны за ребром в 2–3 раза больше, чем за уступом. Существенно выше у ребра и поперечный масштаб слоя смешения, а координата максимальных пульсаций скорости смещена в ядро течения. При обтекании уступа интенсивная вихревая циркуляционная зона занимает существенно меньшее пространство и не выходит за пределы высоты ступеньки ($y/H < 1$).

Принципиальным отличием механизма вихреобразования за ребром и уступом является весьма сильная чувствительность последнего к предыстории потока. Ребро само является мощным

источником турбулентных пульсаций, тем самым оно “отсекает” все имеющиеся возмущения перед

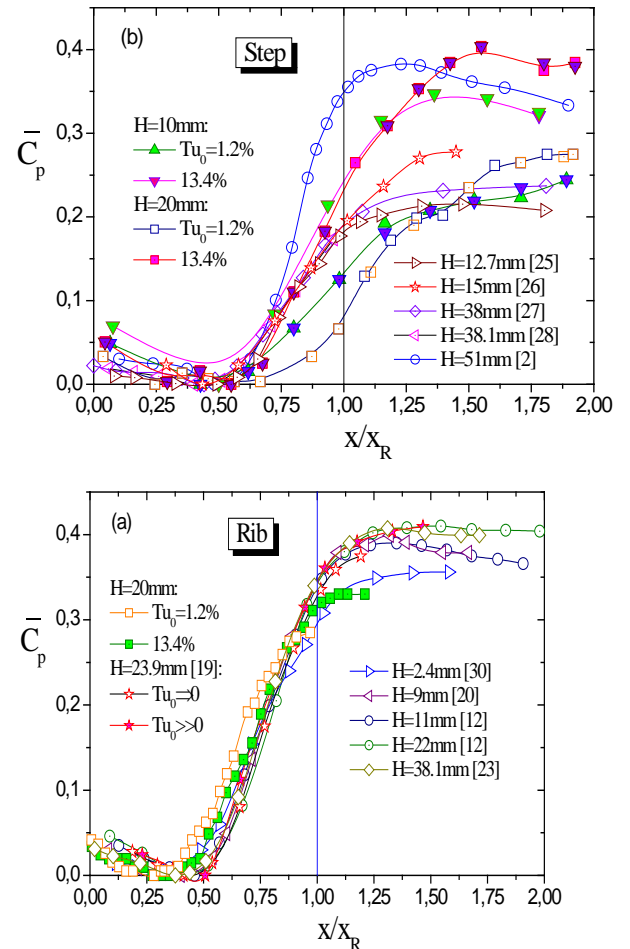


Рис. 2. Коэффициенты давления за уступом и ребром.

отрывом, поэтому дальнейшее развитие течения слабо зависит от предыстории. Для уступа картина совершенно иная. Это наглядно следует из сопоставления данных рис. 2, где представлены имеющиеся многочисленные опытные данные по распределению коэффициента давления в отрывной зоне. За уступом данные имеют значительный разброс, что объясняется спецификой предыстории в различных экспериментах. При отрывном обтекании ребра, несмотря на разницу в условиях перед срывом потока, опытные данные хорошо обобщаются.

Ребра под углом к потоку. Отрывное турбулентное течение за плоской преградой, ориентированной под углом к потоку, отличается рядом особенностей по сравнению с перпендикулярной преградой, в том числе усилением теплообмена [18–22]. В последнее время это явление все шире используется в технике, например для эффективного охлаждения лопаток турбин или повышения теплоотдачи в теплообменниках. Течение из-за скоса препятствия к набегающему потоку является обычно трехмерным. Численный расчет трехмерных отрывных турбулентных течений даже для современного уровня расчетных методов требует огромных вычислительных ресурсов и не дает

необходимой точности в отношении теплообмена. При моделировании скошенных течений встает вопрос о существовании областей и направлений, где могут реализовываться инвариантные параметры как динамических, так и тепловых характеристик. В целом, в этой важной и сложной задаче остается много не решенных вопросов.

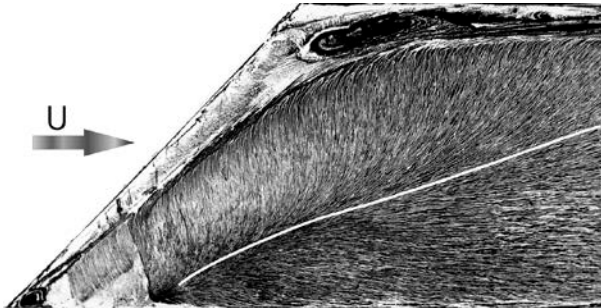


Рис. 3. Картина течения за скошенным к потоку ребром. $H=20$ мм, $\varphi=50^\circ$.

В отличие от обтекания ребра под прямым углом при уменьшении угла ориентации ребра до 70° течение становится несимметричным, на остром угле наблюдается один концевой вихрь, на тупом угле вихрь размывается. Разделительная линия, на которой происходит раздвоение течения на обратное и присоединенное, становится непараллельной ребру, что связано с усиленным влиянием боковых стенок (рис. 3).

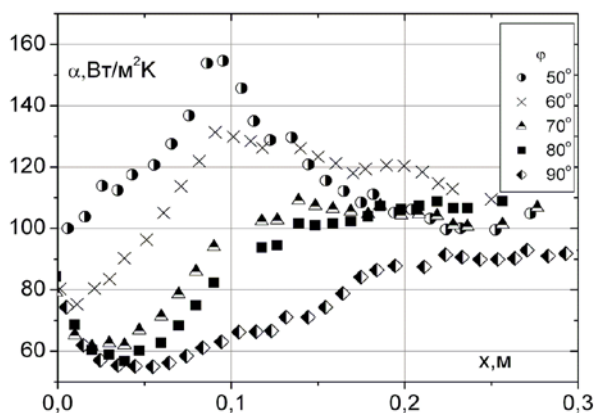


Рис.4. Теплоотдача для разных углов скоса потока

С увеличением угла ориентации ребра максимальная теплоотдача снижается, а ее координата x_{max} отдалится от ребра (рис.4). При этом сама точка x_{max} находится намного ближе к преграде, чем точка присоединения x_r , находящаяся на разделительной линии, и координата максимума давления. Локальный максимум теплоотдачи для угла 50° примерно в 1,8 больше, чем для угла 90° .

В работе рассматриваются также результаты экспериментальных и численных исследований структуры течения и теплообмена в отрывных потоках при высокой интенсивности турбулентности внешнего течения и при воздействии продольного градиента давления. Особое внимание уделяется явлению интерференции отрывных

потоков различных масштабов. Более подробно с этими результатами можно ознакомиться в работах [9-12, 16,17].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-19-00402).

Литература

1. Чжен П. Отрывные течения. М.: Мир, 1972, Т. 1-3.
2. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения. М.: Наука, 1979. 367с.
3. Белов И.А., Исаев С.А., Коробков В.А. Задачи и методы расчета отрывных течений несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1989. 253с.
4. Алемасов В.Е., Глебов Г.А., Козлов А.П. Термоанемометрические методы исследования отрывных течений. - Казань: Казанский филиал АН СССР, 1989. 178с.
5. Simpson R.L. Turbulent boundary-layer separation // Ann. Rev. Fluid Mech., 1989. Vol. 21. P. 205-234.
6. Итон Дж.К., Джонстон Дж.П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // РТЖ. 1981. Т. 19. № 10. С. 7-19.
7. Комаров П.Л., Поляков А.Ф. Исследование характеристик и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале // Препринт ИВТАН № 2-396, 1996. 69с.
8. Богатко Т.В., Терехов В.И. Численное исследование интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании одиночных диафрагм различной формы в трубе// Труды XVI-ой Школы – семинара под рук. академика А.И. С.-Петербург, Россия, Изд. дом МЭИ, 2007. Т. 2. С. 420-423.
9. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Жданов Р.Ф. Влияние внешней турбулентности на теплоотдачу в отрывном течении за единичным ребром и уступом // ММФ, 1996. Т. 1. Ч.2. С.107-111.
10. Terekhov V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F. Heat transfer in turbulent separated flows in the presence of high free-stream turbulence // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. Vol. 46. № 23. P. 4535-4551.
11. Терехов В.И., Смульский Я.И., Шаров К.А. Интерференция отрывных потоков за обратным уступом при наличии пассивного управления // Письма в ЖТФ. - 2012. - Т. 38, вып. 3. - С. 46-53.
12. Terekhov V.I., Bogatko T.V. Effect of dynamic and thermal prehistory on aerodynamic characteristics and heat transfer behind a sudden expansion in a round tube// Heat Mass Transfer, 2016, DOI 10.1007/s00231-016-1857-7.
13. Терехов В.В., Терехов В.И. Влияние поперечного потока вещества на структуру отрывного турбулентного течения и теплообмен за обратным уступом // ПМТФ, 2016 (в печати).
14. Терехов В.И., Ярыгина Н.И., Смульский Я.И. Турбулентное отрывное течение за плоским ребром при различной ориентации к потоку // Пром. теплотехника. 2006. Т. 28. № 6. С. 21-26.
15. Park J., Park S., Ligrani P. M. Numerical predictions of detailed flow structural characteristics in a channel with angled rib turbulators // J. Mech. Sci. and Technology. 2015. V. 29. Is.11. P. 4981-4991.
17. Терехов В.И., Смульский Я.И., Шаров К.А. Экспериментальное исследование структуры отрывного течения за уступом при наличии пассивного возмущения // ПМТФ. 2016. Т. 57, № 1, с. 207-215.
18. Терехов В.И., Богатко Т.В. Исследование аэродинамики и теплообмена отрывного течения в осесимметричном диффузоре при внезапном расширении трубы // ПМТФ. 2015. Т. 56, № 3. - С.147-155. DOI: 10.1134/S002189441503017

ГОРЕНИЕ КАЛЬЦИЕТЕРМИЧЕСКИХ СОСТАВОВ В АЗОТЕ КАК МЕТОД СИНТЕЗА ТУГОПЛАВКИХ НИТРИДОВ

А. Н. Аврамчик, Ю. М. Максимов, Б. Ш. Браверман, Л. Н. Чухломина, О. Г. Крюкова

Томский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук

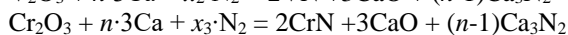
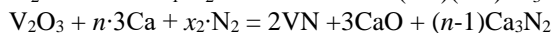
634055, Россия, Томск, пр. Академический, 10/4.

E-mail: avran111@yandex.ru

Тугоплавкие нитриды, обладая комплексом уникальных свойств, такими как высокие твёрдость, прочность, тугоплавкость, стойкость к окислению и ряд других, нашли применение в машиностроении, металлургии, авиационной и космической технике. Существующие методы синтеза нитридов включают как традиционные печные технологии [1, 2], так и инновационные, в основе которых лежат реакции горения тонких порошков в азоте [3, 4]. Однако получение отдельных нитридов существующими методами связано с рядом технических трудностей, что делает актуальной задачу разработки новых способов их получения. К числу последних относится процесс восстановления оксидов металлов кальцием под давлением азота.

Ранее нами была показана принципиальная возможность получения в режиме горения тугоплавких нитридов методом восстановления оксидов металлов кальцием под давлением N_2 [5, 6]. Метод высокопроизводителен, прост в исполнении, не требует сложного оборудования и больших затрат электроэнергии. Однако он недостаточно изучен, что является препятствием на пути практической реализации такого процесса. Основой для последующих исследований и разработок любого химико-технологического процесса являются термодинамические расчёты. Цель данной работы – расчёт адиабатических температур и состава равновесных продуктов, которые могут быть получены в процессах восстановления оксидов переходных металлов IV-VI групп кальцием в азоте, а именно, восстановлением TiO_2 , V_2O_5 , Cr_2O_3 .

Соотношения исходных компонентов для проведения расчётов выбраны в соответствии со схемами основных реакций:



где n – отношение фактического содержания кальция к его стехиометрическому количеству в смеси, т.е. $(n-1)$ – избыток Ca. Расчёты проведены с использованием программы ТЕРРА [7].

Результаты и обсуждение

Адиабатические температуры горения составов «оксид металла – кальций» в азоте для давлений 0.1-6.1 МПа представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что для большинства составов и широкого диапазона давлений $T_{ад}$ находится в пределах 2200 – 3300 К. Этот температурный диапазон благоприятен для быстрого достижения термодинамического равновесия, что способствует полноте протекания химических превращений и высокой производительности процесса.

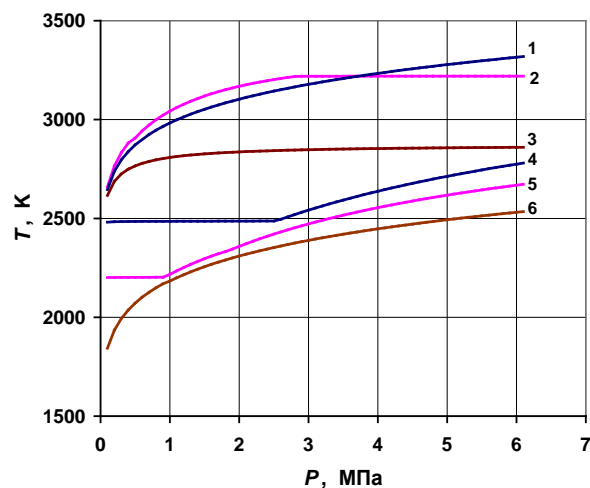


Рис. 1. Зависимость $T_{ад}$ кальциетермических составов от давления азота: 1 – ($V_2O_5 + 3Ca$), 2 – ($TiO_2 + 2Ca$), 3 – ($Cr_2O_3 + 3Ca$), 4 – ($V_2O_5 + 1.7 \times 3Ca$), 5 – ($TiO_2 + 1.7 \times 2Ca$), 6 – ($Cr_2O_3 + 1.7 \times 3Ca$)

Расчетный состав продуктов горения смесей при $T_{ад}$ от давления азота показан на рисунках 2 – 7. Запись «(с)» после химической формулы указывает на конденсированное состояние вещества, её отсутствие – на газообразное, проценты – массовые.

Анализ данных по равновесному составу продуктов показывает, что при стехиометрическом содержании кальция не происходит полного восстановления оксидов.

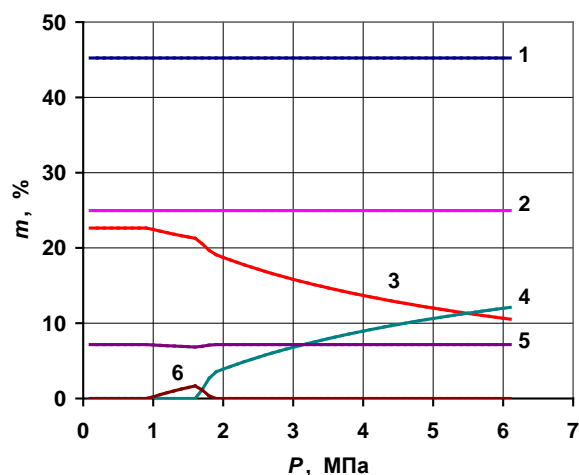


Рис. 2. Расчетный состав продуктов горения смеси ($TiO_2 + 1.7 \times 2Ca$) при $T_{ад}$ от давления азота: 1 – $CaO(c)$, 2 – $TiN(c)$, 3 – Ca , 4 – $Ca(c)$, 5 – N_2 , 6 – $Ca_3N_2(c)$

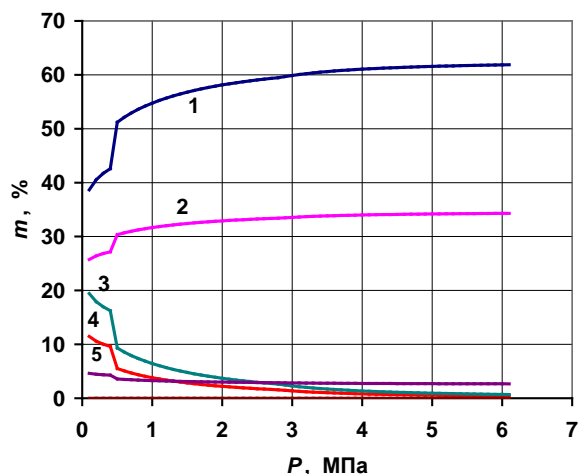


Рис. 3. Расчетный состав продуктов горения стехиометрической смеси ($\text{TiO}_2 + 2\text{Ca}$) при $T_{\text{ад}}$ от давления азота: 1 - CaO(c) , 2 - TiN(c) , 3 - $\text{CaTiO}_3\text{(c)}$, 4 - Ca , 5 - N_2

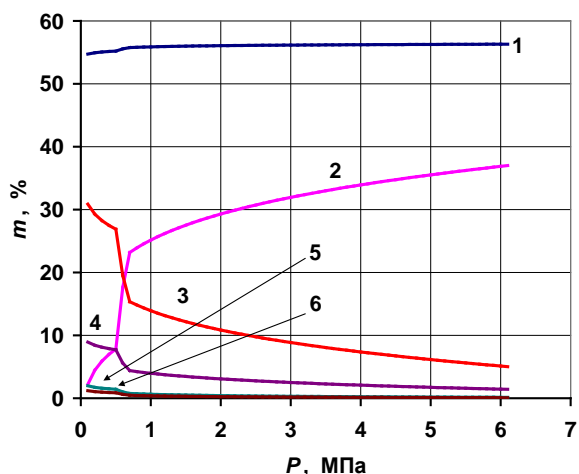


Рис. 5. Расчетный состав продуктов горения стехиометрической смеси ($\text{V}_2\text{O}_3 + 3\text{Ca}$) при $T_{\text{ад}}$ от давления азота: 1 - CaO(c) , 2 - VN(c) , 3 - V(c) , 4 - N_2 , 5 - VO(c) , 6 - Ca

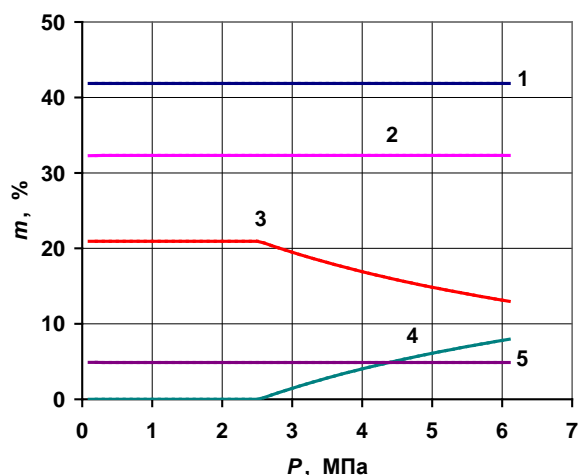


Рис. 4. Расчетный состав продуктов горения смеси ($\text{V}_2\text{O}_3 + 1.7 \times 3\text{Ca}$) при $T_{\text{ад}}$ от давления азота: 1 - CaO(c) , 2 - VN(c) , 3 - Ca , 4 - Ca(c) , 5 - N_2

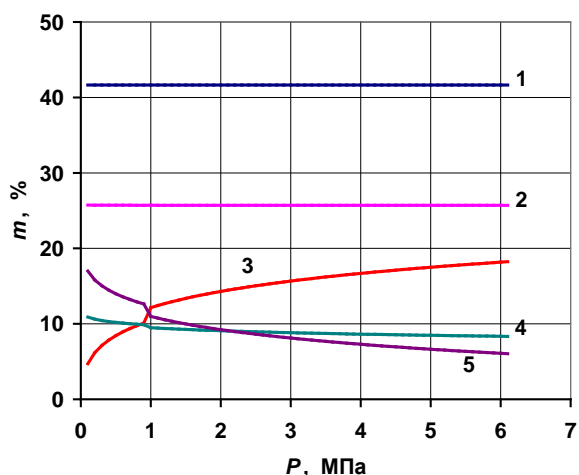


Рис. 6. Расчетный состав продуктов горения смеси ($\text{Cr}_2\text{O}_3 + 1.7 \times 3\text{Ca}$) при $T_{\text{ад}}$ от давления азота: 1 - CaO(c) , 2 - Cr(c) , 3 - $\text{Ca}_3\text{N}_2\text{(c)}$, 4 - N_2 , 5 - Ca

Равновесный состав при стехиометрическом содержании кальция в системе с титаном включает фазу CaTiO_3 (рис. 3), а в системе с ванадием – низший оксид VO (рис. 5). При избытке кальция 70 % ($n = 1.7$) эти оксиды в составе продуктов отсутствуют (рис. 2 и 4). Более полному восстановлению оксидов и их азотированию способствует также повышение давления. По мере перехода от металла IV группы к металлу VI группы уменьшается термическая устойчивость нитридов. По этой причине в системе с ванадием нитрид VN находится в равновесии с металлическим ванадием и азотом (рис. 5). В системе с хромом нитриды хрома не могут существовать при адиабатических температурах горения, что и показывают результаты расчётов (рис. 6 и 7).

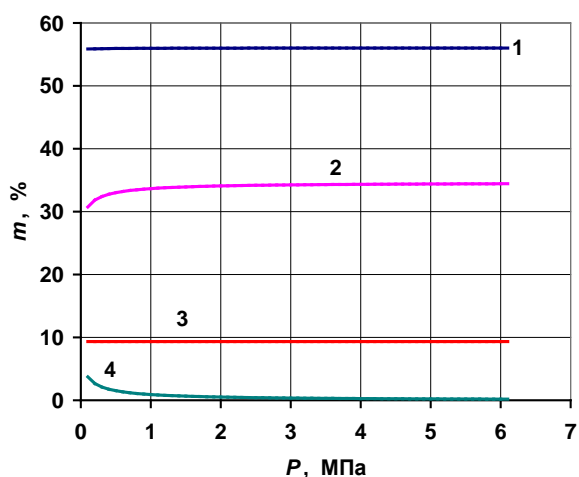


Рис. 7. Расчетный состав продуктов горения стехиометрической смеси ($\text{Cr}_2\text{O}_3 + 3\text{Ca}$) при $T_{\text{ад}}$ от давления азота: 1 - CaO(c) , 2 - Cr(c) , 3 - N_2 , 4 - Cr

Тем не менее, образование нитридов хрома в таком процессе возможно, но на стадии охлаждения. Необходимым условием для успешного азотирования в этом случае будет снятие фильтрационных затруднений, которые возникают в силу наличия жидкой фазы в составе продуктов. Другим условием успешного синтеза нитридов металлов VI группы является понижение температуры адиабатического саморазогрева кальциетермических составов. Выбор технических приёмов, позволяющих достигать положительного результата, зависит от конкретной системы, свойств того или иного нитрида, а также от требований к чистоте, размерам и форме частиц нитридов и к их потребительским качествам.

Кальциетермический метод как технология синтеза тугоплавких веществ наиболее приемлем для получения термически устойчивых нитридов. Они, в силу своей высокой термостабильности, уже используются в деталях высокотемпературной техники и могут быть применены, в том числе, в ядерном топливе нового поколения [8, 9].

Выводы

Расчёты показали, что синтез нитридов из оксидов путём их восстановления кальцием в азоте в режиме горения возможен.

Повышение давления и введение избыточного кальция способствует более полному превращению оксидов в нитриды.

Наиболее перспективен кальциетермический метод синтеза нитридов для систем, включающих термически устойчивые нитриды, то есть нитриды металлов IV группы, нитриды, используемые в ядерном топливе, и высокотемпературные нитриды редкоземельных элементов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 15-03-06862 а.

Литература

1. Самсонов Г.В. Нитриды. Киев: Наукова думка, 1969. 380 с.
2. Касимцев А.В., Левинский Ю.В. Гидридно-кальциевые порошки металлов, интерметаллидов, тугоплавких соединений и композиционных материалов. М.: Издательство МИТХТ, 2012. 248 с.
3. Gromov A.A., Chukhlomina L.N. Nitride Ceramics: Combustion Synthesis, Properties and Applications. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2015. XXIV. 332 p.
4. Максимов Ю.М., Чухломина Л.Н., Браверман Б.Ш., Смирнов Л.А. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез азотсодержащих сплавов для металлургии. Новосибирск: Наука, 2014. 232 с.
5. Аврамчик А.Н., Браверман Б.Ш., Максимов Ю.М., Чухломина Л.Н. О возможности получения тугоплавких нитридов в кальциетермическом процессе // ФГВ, 2014. Т. 50. №5. С. 37-38.
6. Браверман Б.Ш., Аврамчик А.Н., Чухломина Л.Н., Максимов Ю.М. О возможности получения биметаллического нитрида Ni_2Mo_3N при кальциетермическом восстановлении оксидов в атмосфере азота // Успехи современного естествознания, 2016. №4. С. 9-12.
7. Трусов Б.Г. Компьютерное моделирование фазовых и химических равновесий // Инженерный вестник. Электронный научно-технический журнал, 2012. №8. С. 1-7. URL: <http://engbul.bmstu.ru/doc/483186.html> (дата обращения 01.12.2015.).
8. Шимкевич А., Прошкин А., Седов А. Путём инноваций. Перспективное плотное топливо для энергетических реакторов // Росэнергоатом, 2011. №10. С. 36-41.
9. Алексеев С.В., Зайцев В.А. Нитридное топливо для ядерной энергетики. М.: Техносфера, 2013. 240 с.

САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩИЙСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СИНТЕЗ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМ Ti-Si-B, Ti-Al-B

Н.И. Афанасьев, О.К. Лепакова, В.Д. Китлер, Н.Н. Голобоков

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Томский научный центр Сибирского отделения Российской Академии Наук
634021. Томск, пр. Академический, 10/3 (3822) 492702, 492471, факс 492838
af42@yandex.ru

К настоящему времени получено более тридцати двойных нитридов и карбидов, составляющих семейство наноламинатных соединений - МАХ – фаз [1]. Общая формула: $M_{n+1}AX_n$, М – переходный металл, А – элемент группы А, обычно III А или IVА, Х – углерод (и) или азот, $n=1; 2$ или 3. Большой интерес представляют МАХ – фазы на основе титана. Они сочетают в себе свойства металлов и керамики: обладают хорошей проводимостью и сверхпроводимостью, микропластичностью, высоким модулем упругости, подвергаются механической обработке, имеют высокую жаро-, износо- и химическую стойкость.

В работе [2] предполагается, что в МАХ – фазах Ti_3AlC_2 , Ti_3SiC_2 углерод можно заменить бором, что должно привести к повышению жаростойкости материала. В настоящее время нет достоверных данных о существовании МАХ – фаз Ti_3SiB_2 , Ti_3AlB_2 .

Данная работа посвящена исследованию возможности получения пористых образцов МАХ – фазы Ti_3SiB_2 и Ti_3AlB_2 методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС). Этот метод позволяет в широких пределах изменять химический и гранулометрический состав исходных продуктов, температуру и скорость горения, что существенно сокращает время поиска оптимальных режимов синтеза тройных фаз.

В проведенных нами исследованиях продуктов СВ – синтеза системы Ti-Si-B, полученных с использованием в качестве исходных компонентов элементных порошков – Ti, Si, B, – основной фазой являлся диборид титана.

Были проведены исследования фазового состава и микроструктуры продуктов СВ- синтеза для двух составов:); 1-3Ti+1,5Si+2B (состав с избытком кремния), 2-3Ti+Si+2B (стехиометрический состав).

Исследования показали, что увеличение в исходной смеси содержания кремния привело к значительным изменениям в микроструктуре и фазовом составе синтезированных материалов. На рис.1 приведены дифрактограммы СВС – продуктов системы Ti-Si-B для двух составов.

Из анализа дифрактограмм следует, что основной фазой в СВС-продуктах составов 1 и 2 является TiB_2 . В смеси 1 идентифицируются также Ti_5Si_3 и $TiSi$, а в смеси 2- Ti_5Si_3 и TiB . Никаких дополнительных отражений, свидетельствующих о наличии в продуктах синтеза тройных соединений, не обнаружено.

На рис.2 приведены микроструктуры синтезированных СВС продуктов системы Ti-Si-B для двух составов.

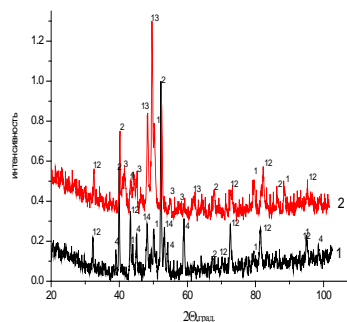


Рис.1. Дифрактограммы продуктов синтеза системы Ti-Si-B: а-3Ti+Si+2B; б-3Ti+1,5Si+2B (1- Ti_5Si_3 ; 2- TiB_2 ; 3- TiB ; 4- $TiSi$).

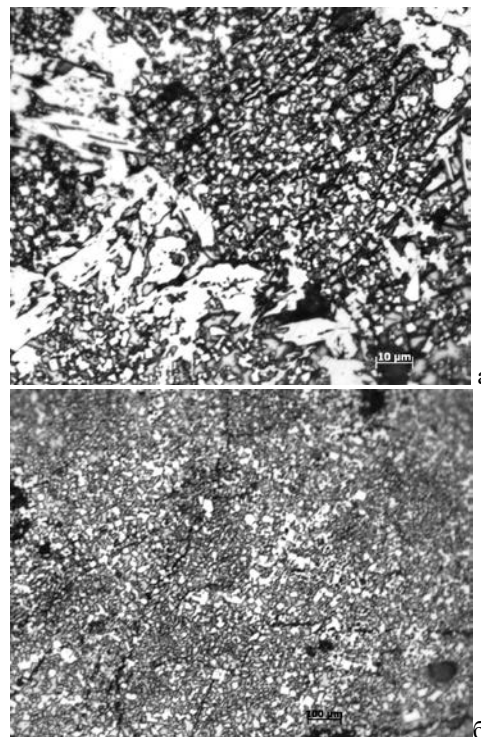


Рис.2. Микроструктуры СВС – продуктов системы Ti-Si-B: а - смесь состава 3Ti+Si+2B; б - смесь состава 3Ti+1,5Si+2B.

На рисунке 2а мелкие кристаллы TiB_2 расположены в матрице из Ti_5Si_3 , окружённые крупными кристаллами TiB . Микроструктура СВС – продукта состава с избытком кремния состоит из очень мелких кристаллов TiB_2 , расположенных в эвтектической матрице из Ti_5Si_3 и $TiSi$. Материал с такой мелкодисперсной структурой может быть использован при разработке жаропрочных композитов, упрочнённых диборидом титана.

Для того, чтобы исключить образование диборида титана в процессе неизотермического синтеза, элементный бор заменили моноборидом титана. Для СВ - синтеза готовили смеси составов: $Ti+TiB+Al$, $Ti+2TiB+Al$, $Ti+2TiB+Si$. СВ-синтез осуществляли с помощью химической печи из карбида титана. Структура моноборида титана приведена на рисунке 3.

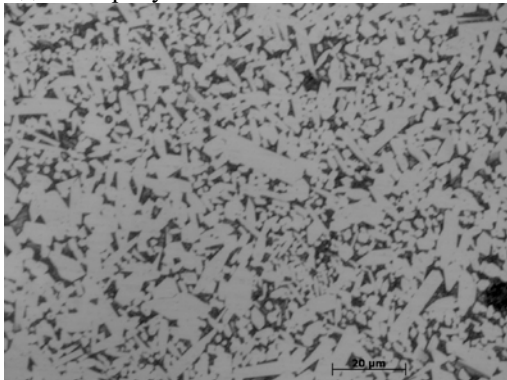


Рис.3. Микроструктура СВС – продукта TiB

Предполагалось, что при использовании моноборида титана в качестве борсодержащего компонента не будет прямого контакта титана с бором и в конечном счёте условий для образования диборида титана в продуктах синтеза. Микроструктура СВС - синтезированного моноборида титана приведена на рисунке 4.

На рисунке. 5 приведены дифрактограммы продуктов синтеза системы $Ti-Al-B$ для двух составов: $3Ti-Al-2B$ (б) и $2Ti-Al-B$ (в). На рис.3 приведена микроструктура СВС-продукта состава $3Ti-Al-B$

Согласно данным рентгенофазового анализа синтезированный продукт состоял из моноборида титана (орторомбическая структура) и титана (рис. 3а).

Как следует из анализа дифрактограмм, в продуктах синтеза исследованных составов идентифицируются диборид титана, моноборид титана и алюминид $AlTi_3$. Моноборид титана, присутствующий в конечных продуктах – это исходный моноборид, частицы которого хорошо различимы в микроструктуре синтезированного продукта (рис.5). Исходная частица моноборида титана окружена слоем продукта, как результат взаимодействия её с $Ti-Al$ -расплавом. В слое продукта видны кристаллы в виде пластинок. Поскольку объёмное содержание их мало, на дифрактограммах никаких дополнительных линий не обнаружено.

На рисунке 7 приведена микроструктура синтезированного продукта состава $3Ti-Si-2B$. В отличие от системы $Ti-Al-B$, в микроструктуре не наблюдаются частицы исходного порошка моноборида титана. Линии моноборида титана, присутствующие на дифрактограмме синтезированного продукта, – это вторичный моноборид, образовавшийся в процессе синтеза.

На рисунке 6 приведены дифрактограммы исходного порошка TiB (а) и синтезированного

продукта состава $(3Ti-Si-2B)$ (б). В синтезированном продукте присутствуют TiB_2 , TiB и Ti_5Si_3 .

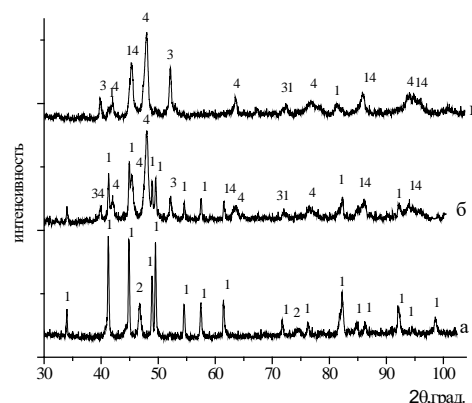


Рис.4. Дифрактограммы СВС - продуктов составов: а – $Ti+0,8B$, б – $(3Ti-Al-2B)$, в – $(2Ti-Al-B)$. 1- TiB , 2- Ti , 3- TiB_2 , 4- $AlTi_3$

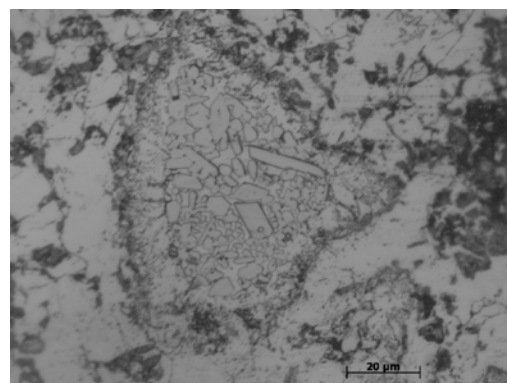


Рис.5. Микроструктура СВС- продукта $3Ti-Al-2B$

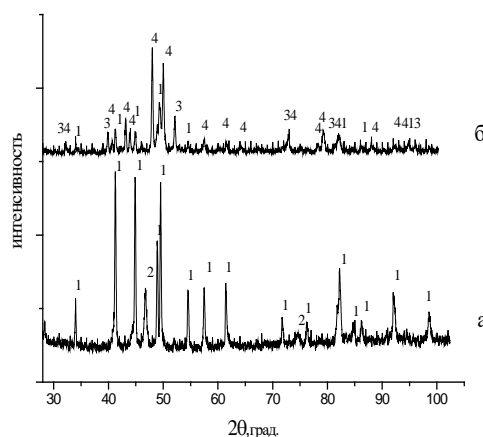


Рис.6. Дифрактограммы СВС-продуктов: а- TiB , б- $(3Ti-Si-2B)$. 1- TiB , 2- Ti , 3- TiB_2 , 4- Ti_5Si_3

Полученные СВС – порошки МАХ – фаз были использованы для нанесения жаростойких и износостойких покрытий методом электронно-лучевой наплавки в вакууме изделий из титановых сплавов. Не смотря на то, что в покрытиях МАХ – фазы не были обнаружены, жаростойкость и износостойкость покрытий на основе систем $Ti+Si+B$ и $Ti+Al+B$ оказалась выше, чем у широко

применяемых покрытий для деталей газотурбинных двигателей на основе сплава системы Ni-Cr-Al-Y.

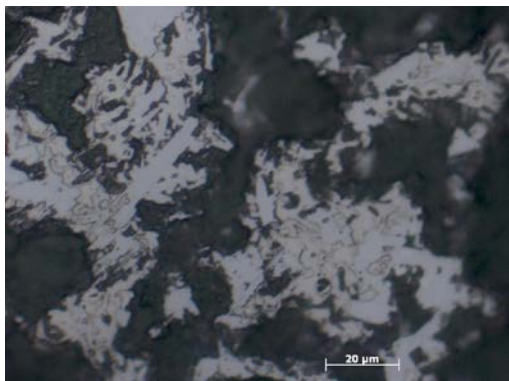


Рис.7. Микроструктура CBC – продукта состава (3Ti-Si-2B)

В таблице 1 приведены коэффициенты относительной износостойкости исследованных покрытий и эталона. В качестве эталона служила Ст.45. Там же приведен коэффициент относительной износостойкости исследованного покрытия системы Ni-Cr-Al-Y.

Таблица 1. Относительная износостойкость покрытий

№№п/п	Материал покрытия	$K_{и}$
1	Эталон Ст.45	1.0
2	Ni-Cr-Al-Y	3.8
3	Ti-Si-B	9.6
4	Ti-Al-B	8.5

Коэффициент относительной износостойкости $K_{и}$ рассчитывали по формуле [3]:

$$K_{и} = (\Delta m_3 \times \rho_u) / (\Delta m_u \times \rho_3),$$

где Δm_3 , Δm_u – потеря массы эталонного и испытуемого образцов, соответственно, ρ_u , ρ_3 – плотность эталона и испытуемого образца.

Наибольший относительный коэффициент износостойкости имеет покрытие системы Ti-Si-B.

Несколько уступает ему по износостойкости покрытие Ti-Al-B. Относительный коэффициент износостойкости покрытия системы Ni-Cr-Al-Y более чем вдвое ниже.

Жаростойкость покрытий оценивали по удельному привесу образцов за время термоэкспозиции 144 ч. на воздухе при 1173 К. Результаты испытаний представлены в таблице 2.

Таблица 2. Привес образцов с покрытиями за время экспозиции 144 ч. при 1073 К

№№п/п	Материал покрытия	Привес, мг/мм ²
2	Ni-Cr-Al-Y	25,0
3	Ti-Si-B	6,5
4	Ti-Al-B	12,0

Заключение

Использование для электронно-лучевой наплавки CBC - порошков систем Ti-Al-B, Ti-Si-B обеспечивает формирование на стальных и титановых подложках беспористых композиционных покрытий с многофазной градиентной структурой, обладающей высокой износостойкостью и коррозионной стойкостью. ЭЛН – покрытия на основе CBC – порошка системы Ti-Si-B дают основания рекомендовать его для практического применения – поверхностного упрочнения методом электронно-лучевой наплавки в вакууме изделий из титановых сплавов.

Литература

1. M. W. Barsoum, T. El-Raghy / The MAXPhases: Unique New Carbide and Nitride Materials // American Scientist. 2011. V.89. P. 334-339.
2. Шулов В. А., Быценко О. А., Теряев Д. А. / Получение нанокристаллических эрозионно - коррозионно - стойких покрытий, содержащих MAX - фазу, на поверхности деталей из титановых сплавов. Нанотехнологии. 2010. Т.17. №3. С. 168-177
3. Добровольский А.Г., Кошеленко П.И. Абразивная износостойкость материалов. Киев: "Тэхника", 1989. 120 с.

К ВОПРОСУ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАЗРЫВА НЕФТЕНОСНОГО ПЛАСТА ДАВЛЕНИЕМ ПОРОХОВЫХ ГАЗОВ

В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Н.П. Минькова

НИИ прикладной математики и механики ТГУ

634050, Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

E-mail: barsukov@niipmm.tsu.ru

При проведении разрыва пласта давлением пороховых газов используются различные способы и устройства, которые наряду со стремлением повысить эффективность обработки пластов за счёт повышения давления, призваны не допустить разрушение обсадной колонны. Для этого используют ограничители давления. Так в работе [1] описан способ вскрытия пласта с использованием вязкоупругой жидкости, смешенной с полыми стеклянными микросферами. Их разрушение приводит к поглощению излишков газов и позволяет, тем самым, защитить ствол и расположенное внутри него оборудование. Такой ограничитель давления обладает малой эффективностью вследствие небольшого запаса свободного объёма в стеклянных сферах и неравномерности их разрушения.

При реализации способа проведения взрывных перфорационных работ в скважине [2] используют компенсатор давления, который имеет герметичную ёмкость с цилиндрической полостью, входное отверстие которой с нижнего конца заглушено, а с верхнего конца закрыто узлом вскрытия свободного объёма в виде разрушаемой диафрагмы. Использование описанного компенсатора давления не позволяет поддерживать постоянное давление в скважине вследствие того, что при разрыве диафрагмы давление резко падает до полного заполнения свободного объёма.

Известен способ термогазодинамического разрыва продуктивного пласта нефтегазовых скважин [3], который включает установку корпусного газогенератора на геофизическом кабеле в интервале продуктивного пласта, вскрытого перфорацией, приведение газогенератора в действие и создание термогазодинамического импульса давления в 1.5-3 раза выше давления разрыва пласта с целью раскрытия существующих и создания новых трещин в пласте. За счет циклического воздействия на продуктивный пласт формируется депрессионно-репрессионный волновой процесс в инфразвуковом частотном диапазоне для вовлечения в разработку тупиковых (застойных) нефтенасыщенных участков, с документированием процесса и оценкой завершенности разрыва пласта. Недостатком этого способа является кратковременность действия эффективного перепада давления, когда разница между давлением, создаваемым газогенератором и горным давлением, является достаточной для разрыва пласта («острый» максимум давления), что ограничивает количество и размер образующихся трещин. Кроме того, отсутствуют средства предохранения обсадной колонны.

В настоящей работе ставилась задача повышения эффективности разрыва продуктивного пласта за счёт разработки и использования устройства для ограничения давления в скважине, позволяющего увеличить время поддержания действующего давления на максимально возможном уровне путём наращивания заряда при последующих операциях разрыва при сохранении целостности обсадной колонны.

Устройство для ограничения давления в скважине содержит герметичную ёмкость 1 с цилиндрической полостью 2 (рис.1), заглушенной с нижнего конца днищем 3 [4]. Указанная герметичная ёмкость 1 изготовлена из материала, образующего при резании стружку с надломом, например, из ковкого чугуна. В верхней части цилиндрической полости 2 предусмотрена резьба 4, ниже которой имеется участок герметизации, оканчивающийся кольцевым уступом 5. На последнем установлен узел вскрытия свободного объёма, выполненный в виде герметизированного поршня 6 с герметизирующими кольцами 7. На внутренней части поршня 6 предусмотрена поджатая гайкой 8 взаимодействующая с уступом 5 кольцевая вставка 9 из быстрорежущей стали. С внешней стороны поршень закреплён фасонной гайкой 10, взаимодействующей с резьбой 4 в верхней части цилиндрической полости 2. На верхней части герметизированного поршня 6 предусмотрено углубление 11 с резьбой для ввинчивания подъёмного крюка (на чертеже не показан).

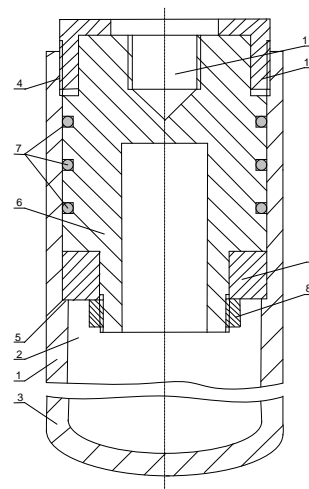


Рис.1. Устройство для ограничения давления в скважине

Работа устройства осуществляется следующим образом. При появлении избыточного действующего на поршень давления сопротивление ковкого чугуна на уступе 5 не выдерживает силы

поршня и происходит срезание слоя, равного высоте уступа 5. За счёт этого происходит движение поршня и, соответственно высвобождение свободного объёма, обеспечивающего срабатывание скважинной жидкости. Высота уступа 5 определяет давление срабатывания устройства. Её конкретное значение (или диаметра поршня при известном диаметре цилиндрической полости) может быть определено из следующих соображений.

Сила, обусловленная действием на поршень давления скважинной жидкости при работе газогенератора равна

$$F = \pi d^2 P_{\max} / 4 \quad (1)$$

где F – сила давления скважинной жидкости, действующая на поршень, Н/м²;

d – диаметр цилиндрической полости, м;

P_{\max} – максимальное давление в скважине при работе газогенератора, Н/м².

За счёт этой силы обеспечивается срезание кольцевой стружки с глубиной резания, равной высоте выступа h

$$h = (D - d) / 2, \quad (2)$$

где h – глубина резания, м;

D – диаметр поршня, м;

d – диаметр цилиндрической полости, м.

При этом сила F , обеспечивающая движение поршня должна преодолеть сопротивление срезанию кольцевой стружки и силу трения

$$F = F_p + F_{\text{тр}}, \quad (3)$$

где F – сила давления скважинной жидкости, Н;

F_p – сила резания, Н;

$F_{\text{тр}}$ – сила трения, Н.

Подробный вывод формулы для определения диаметра поршня приведён в работе [4]. Она имеет вид

$$D = d + 0.623 d^{1.3} P_{\max} / [(HB)^{0.96} (1 + 0.40\mu)], \quad (4)$$

где HB – твердость по Бринеллю, Н/м²;

μ – коэффициент трения, безразмерный.

Приведем расчет диаметра поршня для условий разрыва продуктивного пласта, представленных в работе [3], где в последней операции разрыва достигнутое давление составляло 71,6 МПа. Для емкости с цилиндрической полостью выбираем трубу из ковкого чугуна диаметром 114 мм, имеющей внутренний диаметр 94 мм. Для ковкого чугуна, например, марки К4 45-7 твердость по Бринеллю составляет $HB = 150 \times 10^7$ Н/м². Коэффициент трения стали по чугуну равен 0.3. Тогда диаметр поршня, определяемый из соотношения (4), будет равен 96.8 мм.

Реализация предложенного способа разрыва продуктивного пласта давлением пороховых газов с использованием устройства для ограничения давления в скважине заключается в следующем. При каждой операции разрыва продуктивного пласта вместе с погружением в скважину газогенератора с повышением заряда и регистратора давления подвешивают на тросе на уровне ниже зоны перфорации вышеописанное устройство для ограничения давления. Это даёт возможность ограничить давление в скважине при излишнем (случайном) превышении заряда над необходимым. Однако, в случае предположения, что

в очередном разрыве продуктивного пласта имеется опасность превышения допустимого давления в скважине, дальнейшее наращивание заряда обычно прекращают.

Настоящее предложение предполагает проводить дополнительные разрывы с очередным повышением заряда, на величину, определяемую возможностями ограничителя давления. Для первого дополнительного разрыва, выбирают дополнительный заряд, определяемый из следующих соображений. При использовании дополнительного заряда, часть продуктов горения пойдет на задавливание скважинной жидкости в трещины продуктивного пласта, а оставшаяся часть поступит в освобождающийся объем ограничителя давления.

Вследствие расширения существующих трещин и образования новых, соотношение этих частей неизвестно, но исходя из условий гарантированной сохранности обсадной колонны для первой операции разрыва целесообразно дополнительный заряд выбирать только для заполнения свободного объема ограничителя давления. С учетом этого, для первой дополнительной операции разрыва массу дополнительного заряда выбирают, исходя из уравнения состояния идеального газа

$$M_1 = \pi d^2 L P_{\max} / [4(1-\alpha)\chi RT], \quad (5)$$

где M_1 – масса дополнительного заряда, кг;

d – диаметр цилиндрической полости, м;

L – длина цилиндрической полости, м;

P_{\max} – максимальное давление, достигнутое при последней операции разрыва пласта, Н/м²;

α – массовая доля конденсата;

χ – коэффициент теплосохранения;

R – удельная газовая постоянная продуктов горения, Дж/(кг К);

T – температура горения, К.

В результате первой дополнительной операции разрыва в продуктивном пласте будут образованы новые трещины и расширены старые. Поэтому часть дополнительного заряда будет израсходована на задавливание скважинной жидкости. В связи с этим поршень не может продвинуться на всю длину цилиндрической полости. Если длина срезания внутренних стенок оказалась равной L_1 , то это означает, что масса заряда в первой операции разрыва могла бы быть выбрана большей в L/L_1 раз. Поэтому для второй дополнительной операции разрыва выбирают заряд

$$M_2 = M_1 L / L_1, \quad (6)$$

где M_2 – масса дополнительного заряда во второй операции разрыва, кг;

M_1 – масса дополнительного заряда в первой дополнительной операции разрыва, кг;

L_1 – длина срезания внутренних стенок цилиндрической полости в первой дополнительной операции разрыва, м.

Для последующих операций разрыва массу дополнительного заряда выбирают в соответствии с соотношением

$$M_n = M_{n-1} L / L_{n-1}, \quad (7)$$

где n – порядковый номер дополнительного разрыва продуктивного пласта.

По принципу действия предлагаемое устройство является ограничителем давления. Однако, его использование в совокупности с операцией разрыва пласта известными газогенераторами предложенное устройство представляет собой некую «машину», позволяющую увеличить время задавливания скважинной жидкости именно при максимальном давлении в несколько раз (другими словами, при «остром» максимуме вместо среднего давления эффективного разрыва достигается существенно более длительное действие максимального давления, которое вдвое превышает среднее). А часть дополнительного заряда служит источником энергии для обеспечения функционирования этой «машины».

Ниже приведен пример расчета заряда для тех же условий операции разрыва, которые использовались при расчете диаметра поршня. В этом случае достигнутое при последнем разрыве давление составляет $71.6 \times 10^6 \text{ Н/м}^2$ [3]. По-видимому, дальнейшее повышение массы заряда представлялось исполнителям рискованным. Согласно настоящему предложению последующие (дополнительные) разрывы продуктивного пласта с размещением в скважине ограничителя давления осуществляются с добавлением дополнительного заряда в соответствии с соотношением (5). Длину цилиндрической емкости выберем в 5 м, а дополнительный заряд баллистического топлива типа НМ-2 со следующими характеристиками [5]: $R = 373 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $T = 2351 \text{ К}$, $\alpha = 0.02$, $\chi = 0.9$. Для первой дополнительной операции разрыва масса дополнительного заряда равна

$$M_1 = 3.21 \text{ кг.}$$

Далее предположим, что в первой дополнительной операции разрыва продуктивного пласта срезание внутренних слоёв цилиндрической полости произошло на длине 3 м. Тогда из соотношения (6) имеем.

$$M_2 = 3.21 \times 5/3 = 5.35 \text{ кг.}$$

Для иллюстрации возможных результатов функционирования ограничителя давления на рис. 2 приведены соответствующие графики.

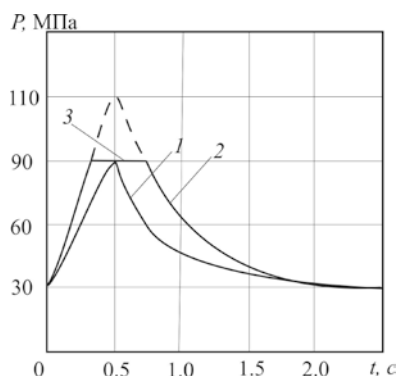


Рис.2. Диаграммы давления: реальная (1) и предполагаемая (2) при использовании дополнительного заряда и ограничителя

Кривая 1, взятая из работы [6], представляет реальную диаграмму давления, полученную при

сжигании заряда у дна скважины. Кривая 2 с «полочкой» 3 соответствует гипотетическому изменению давления при использовании предлагаемого устройства для ограничения давления (отмеченный штриховой линией пик давления на кривой 2 соответствует изменению давления без ограничителя).

Полученное в примере расчета приращение массы заряда относительно небольшое, однако эффект оказывается значительным по трём причинам.

Во-первых, за счёт повышенного заряда давление, обеспечивающее разрыв, достигается за более короткое время и скважинная жидкость начинает задавливаться в пласт, когда столб жидкости над газогенератором ещё не приобрёл значительной скорости.

Во-вторых, и это главное, использование дополнительного заряда вместе с предложенным ограничителем давления позволяет перевести работу основного заряда газогенератора в зону повышенной эффективности. Действительно, вместо задавливания жидкости при среднем давлении, равном половине разности между максимальным давлением и горным давлением, перевести на задавливание при максимальном давлении. Другими словами, основное назначение дополнительного заряда служить источником энергии для нормального функционирования ограничителя давления. А его нормальное функционирование приводит к повышению эффективности использования основного заряда вдвое.

В-третьих, некоторая часть дополнительного заряда также расходуется на расширение и образование трещин во время действия максимального давления, т.е. также в режиме максимальной эффективности.

Литература

1. Патент РФ № 2392426 С1, Е21В 43/263. Способ вскрытия пласта. Шишляников А.Н., Белоусов Г.А. Заявл. 31.03.2009. Оpubл. 20.06.2010.
2. Патент РФ № 2001249 С2, Е21В 43/116. Способ проведения взрывных перфорационных работ в скважине. Неволин В.Г., Мальцев А.В. Заявл. 28.11.1991. Оpubл. 15.10.1993. Бюл. № 37-38.
3. Патент РФ № 2493352 С1, Е21В 43/263, Е21В 43/11, Е21В 28/00. Устройство и способ термогазогидродинамического разрыва продуктивных пластов нефтегазовых скважин. Корженевский А.Г., Корженевский А.А., Корженевская Т.А., Корженевский А.А. Заявл. 31.01.2012. Оpubл. 20.09.2013.
4. Патент РФ № 2569649 Е21В 43/263. Устройство для ограничения давления в скважине и способ разрыва продуктивного пласта давлением пороховых газов с использованием указанного устройства. Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Минькова Н.П. Заявл. 10.07.2014. Оpubл. 27.11.2015. Бюл. № 33.
5. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Подводное зажигание и горение унитарных твердых топлив. Теория, эксперимент, технические приложения. Томск: Изд. Томского. ун-та. 2003. С. 324.
6. Мелик-Гайказов Г.В. Параметры теплообмена и сжатия при сгорании пороховых зарядов под слоем воды /Инженерно-физический журнал. 2013.Т.86, № 2. С 264-269.

ОСОБЕННОСТИ ГЛУБОКОВОДНОГО СУДОПОДЪЕМА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ ГАЗОГЕНЕРАТОРОВ

В. Д. Барсуков, С. А. Басалаев, С. В. Голдаев

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
Тел. (8382-2) 529565, e-mail: tarm@niipmm.tsu.ru

Для повышения эффективности проведения подъема среднегабаритных объектов с большой глубины, разработано устройство, использующее силу Архимеда. Вытеснение воды из его балластной цистерны (БЦ) осуществляется открытым твердотопливным газогенератором (ОТГ), представляющим собой шашку унитарного твердого топлива (УТТ), в которой имеется полость и электровоспламенитель, размещенный в верхней ее части [1]. Стенки полости и бронирующее покрытие на наружной стороне шашки снижают тепловые потери из зоны горения, так что запуск ОТГ осуществляется электровоспламенителем, срабатывающим при подаче напряжения 25...40 В. Охлаждение продуктов сгорания (ПС) происходит за счет барботажа их через слой окружающей воды, отделяющей выходные сечения каналов ОТГ от крышки понтона. Такие устройства имеют малый пассивный вес, поскольку отсутствуют металлические части корпусов твердотопливных газогенераторов и дополнительные узлы охлаждения.

При отрыве объектов от грунта с помощью понтонов возникает необходимость создавать избыточную подъемную силу, чтобы преодолеть отрывное сопротивление, которое может достигать 40% от силы веса объекта [2]. В случае продувки БЦ понтона газогенераторами происходит повышенный расход УТТ, поскольку не удается обеспечить прекращение подачи от него газов. Необходимость обеспечения подъема с малой скоростью, а в предельном случае – остановка этого процесса из-за возникшей нештатной ситуации, вызывает необходимость совершенствования стадии вытеснения воды из БЦ за счет реализации дискретной подачи ПС. При всех достоинствах ОТГ останов его функционирования происходит только после полного расходования запаса топлива, что являлось препятствием для использования в схемах продувки БЦ крупногабаритных понтонов.

В настоящей статье проведен анализ регулируемой продувки БЦ понтона и всплытия его с грузом.

Результаты решения задачи обеспечения сжигания УТТ без выполнения полости в шашке и предварительного нанесения бронирующего покрытия представлены в работе [3].

На верхний конец шашки устанавливался подвижный локализатор зоны горения (ПЛЗГ) в виде перевернутого стакана. Перед проведением эксперимента между верхним торцом шашки из баллистического топлива размещался электровоспламенитель, представляющий собой спираль накаливания (СН), выполненную из

нихромовой проволоки, которая изолировалась полиэтиленом.

Реализация способа заключалась в следующем. После подачи напряжения на СН и последующего ее нагрева полиэтиленовые диски расплавлялись, и СН вступала в контакт с верхним торцом шашки. Вследствие этого шашка в течение 5...10 с воспламенялась по торцу и появляющиеся ПС оттесняли находящуюся в зазоре жидкость. Далее к горению подключалась боковая поверхность шашки, которая оказывалась освобожденной от воды.

При установившемся режиме происходит постоянное истечение ПС через зазор. По мере выгорания топлива, имеющий отрицательную плавучесть ПЛЗГ, «следит» за фронтом горения, осуществляя непрерывную локализацию зоны газообразования в динамическом режиме.

Наиболее выгодной реализация способа представляется в том случае, когда процесс подводного сжигания топлива осуществляется при давлении, близком к гидростатическому на данной глубине, так что истечение ПС из зазора между шашкой и стенками термостойкого стакана происходит в дозвуковом режиме. В результате снижается реактивная сила, поэтому можно существенно уменьшить массу термостойкого стакана.

Испытания показали, что предложенный способ подводного сжигания УТТ обеспечивает надежное воспламенение и полное сгорание образца [3].

Возможность регулирования подачи ПС в БЦ связана с прекращением горения УТТ и повторным его воспламенением.

В работе [3] проведен качественный и количественный анализ условий повторного зажигания УТТ для реализации подводного движения фронта горения сверху вниз, когда поверхность шашки принимает форму усеченного конуса. Предполагалось, что прекращение горения шашки наступает после удаления ПЛЗГ и взаимодействия фронта горения УТТ с окружающей водой. Повторное зажигание сможет произойти после возвращения ПЛЗГ в исходное положение и контакта торцевого участка шашки УТТ, имеющей коническую форму, со СН. Показано, что для реализации подводного движения фронта горения сверху вниз может быть обеспечено СН той же мощности. Анализ возможности уменьшения подъемной силы понтона за счет реализации упомянутого выше нового способа подводного сжигания УТТ при движении фронта горения сверху вниз проводился следующим образом.

Процесс вытеснения воды из БЦ ОТГ моделировался так. При превышении доли продутного объема определенного значения «отключался» приход газа. Соответственно, в уравнении энергии учитывалось уменьшение энергии ПС, обусловленное отсутствием этого прихода.

Предполагалось, что давление, температура и плотность ПС усреднены по занимаемому ими объему и подчиняются уравнению состояния идеального газа; состав находящейся в БЦ газовой смеси не изменяется; скорость испарения жидкости и конденсации паров воды малы по сравнению со скоростью поступающих в объем ПС. Объемный расход вытесняемой из цистерны жидкости в окружающую среду вычислялся по уравнению Бернулли. Теплообмен ПС с водой и стенками цистерны принимался в форме Ньютона [1].

Поскольку геометрические размеры понтона и поднимаемого груза сравнительно невелики, то рассматриваемая система «понтон+груз» заменялась материальной точкой. Расчет скорости ее всплытия (U_p) осуществлялся путем интегрирования уравнения неравномерного прямолинейного движения твердого тела в вязкой несжимаемой жидкости, которое имело следующий вид [1],

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{(\rho_w - \rho_g)gV_g}{M_c + M_p} - \frac{M_c(1-k_c)(1+k_p)g}{M_c + M_p} - k_w \frac{\rho_w U_p^2}{2(M_c + M_p)} F_{md}$$

где M_c – масса системы «понтон+груз»; M_p – присоединенная масса, F_{md} – площадь «миделева» сечения; k_w , k_p – коэффициенты гидродинамической силы, присоса груза к грунту. Потеря силы веса в воде для стали учитывалась с помощью коэффициента, равного отношению плотности воды к плотности материала, из которого был изготовлен объект; в частности, для стали $k_c = 0,13$.

В рамках сформулированных допущений рассматриваемая задача сводится к системе нелинейных ОДУ, представляющих собой балансовые соотношения для массы и энергии ПС, уравнений, моделирующих горение УТТ и вытеснение воды из БЦ, которые замыкаются зависимостями внутренней баллистики твердотопливных газогенераторов:

$$\frac{de_f}{dt} = a_f \left(\frac{p_g}{p_l} \right)^v \quad (1)$$

$$\frac{dV_l}{dt} = \phi_l S_h \sqrt{\frac{2(p_g - p_h)}{\rho_l}} \quad (2)$$

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{\chi \cdot k \cdot f_p \cdot G_f \cdot T_g}{p_g \cdot V_g} - (k-1) \left(\frac{T_g}{V_g} \frac{dV_l}{dt} + \frac{Q_{bl}}{R_g \cdot M_g} \right) - \frac{R_g \cdot T_g}{(k-1)} \frac{dM_g}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{dp_g}{dt} = \frac{R_g T_g}{V_g} \frac{dM_g}{dt} + \frac{R_g M_g}{V_g} \frac{dT_g}{dt} - \frac{p_g}{V_g} \frac{dV_g}{dt} \quad (4)$$

$$G_f = \rho_f S_f u(e_f);$$

$$Q_{bl} = \alpha_b (T_g - T_b) S_b + \alpha_l (T_g - T_l) S_l \quad (5)$$

где e_f – толщина сгоревшего свода; T_g , R_g , k – температура, удельная газовая постоянная, показатель адиабаты ПС; ρ_f , ρ_l – плотности УТТ 1600 кг/м³; S_f , S_b , S_l – площади поверхностей горящего участка шашки, стенок БЦ и воды, участвующие в теплообмене; ϕ_l – коэффициент расхода при истечении воды; p_l – атмосферное давление; a_f , v – коэффициенты аппроксимации в степенном законе скорости горения от давления; χ – коэффициент сохранения теплоты, учитывающий частичное охлаждение ПС при их барботаже через слой воды, окружающей шашки.

Расчеты проведены для понтона, имеющего диаметр 1,25 м, длину 4 м, вместимость 5 м³. Собственный вес понтона составлял 4,5 кН. Диаметр горловины для истечения воды равен 0,2 м, коэффициенты расхода при вытеснении воды $\mu = 0,6$, при истечении ПС – $\mu_G = 0,85$. Коэффициент сопротивления со стороны воды при рассматриваемом варианте движения понтона и формы поднимаемого груза – цилиндра больших размеров, был выбран равным 0,85; коэффициент присоса груза к грунту – 0,2 [3].

Требуемая масса УТТ типа Н, равная 120,6 кг, находилась по уравнению состояния идеального газа, заполняющего пространство в понтоне при гидростатическом давлении на глубине нахождения затонувшего объекта 300 м. Размеры одной шашки выбирались исходя из опыта создания ПГУ диаметром $d_f = 0,28$ м и длиной $l_f = 0,25$ м, а ее масса достигала 24,6 кг, общее число шашек равно 5.

Исследование стадии вытеснения воды из резервуаров ОТГ показало, что интенсивность этого процесса зависит от отношения площади поверхности горения ОТГ к площади сечения горловины S_G , уровнем охлаждения ПС при их барботаже [1].

Графики зависимостей от времени массы газа, находящейся в понтоне, при различных режимах функционирования ОТГ представлены на рис. 1. В первом варианте ОТГ работал непрерывно, влияние присоса груза к грунту не учитывалось. Поскольку площадь поверхности горения принята постоянной, то осушение понтона происходит при квазистационарном давлении. Перепад между давлением в понтоне, создаваемым ПС, и окружающим, составлял 0,132 МПа, время полного вытеснения воды из понтона достигало 16 с (рис. 2). Всплытие начиналось на 8-й с (рис. 1, 2 и 3), а заканчивалось на 36-й с. На стадии всплытия ОТГ продолжал работать и ПС, попав в понтон, затем истекали в воду.

В варианте 2 габаритно-массовые характеристики ОТГ совпадали с вариантом 1, было учтено увеличение силы веса груза на 20% за счет присоса его к грунту. Всплытие началось на 14-й с и происходило в динамическом режиме, т.к. превышение подъемной силы понтона над силой веса груза было больше, чем в первом варианте.

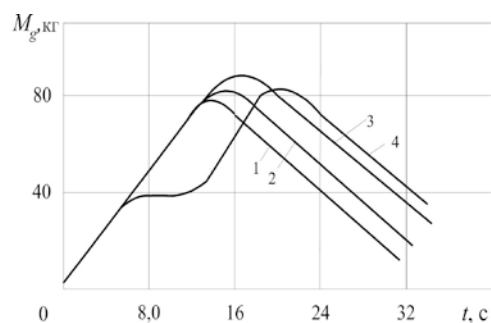


Рис. 1. Зависимость доли продутного объема от времени

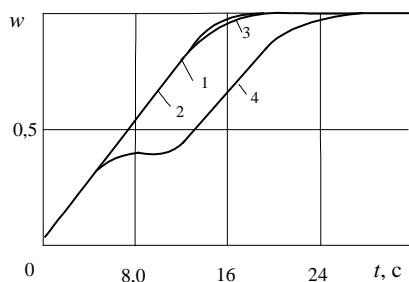


Рис. 2. Зависимость доли продутного объема от времени при различных режимах работы ОТГ

В третьем варианте отключение ОТГ осуществлялось по достижению скорости всплытия системы, превышающей 0,1 м/с. При этом, участок увеличения скорости ее всплытия сдвигался на 2...3 секунды вследствие прекращения подачи рабочего тела в понтон. В последнем варианте отключение ОТГ производилось в интервале времени от 6 до 12 с. На графических зависимостях массы газов и безразмерного объема от времени (рис. 1 и 2, кривые с №4) видно последствие дискретной работы ОТГ – наличие «палочки» на упомянутых графиках. Отключение соответствовало объему, занимаемому газами 40%. Прекращение подачи ПС сопровождается быстрым снижением давления внутри понтона до окружающего, а истечение газов при полной продувке вызывает падение давления и возникновение некоторого разрежения внутри него. В модели и программе было предусмотрено поступление воды в цистерну в таких случаях.

Рассматриваемый прием дискретной продувки может быть использован для проверки качества крепления понтона к грузу. Уровень созданной подъемной силы к шестой секунде достаточен, чтобы понтон начал всплывать.

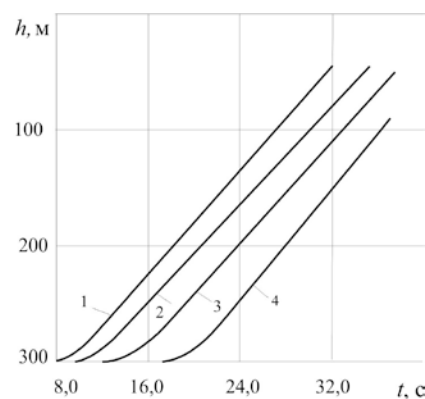


Рис. 3. Зависимость от времени текущей глубины системы «понтон+груз» при различных режимах работы ОТГ

Интенсивность дальнейшего охлаждения ПС, заполняющих создаваемую «подушку», мала, и потери сил Архимеда не являются существенными. Как отмечено в работе [5], при низкотемпературной продувке процесс снижения температуры газов до температуры воды составляет несколько минут.

В ходе параметрического анализа установлено, что на стадии вытеснения воды из БЦ можно выключать ОТГ многократно на несколько секунд. Добившись создания подъемной силы, необходимой для обеспечения начала всплытия можно отключить ОТГ. Предложенные мероприятия позволят сократить расход ДТТ на проведение операции.

В случае необходимости осуществления подъема груза с большей глубины можно только увеличить длины шашек.

Литература

1. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Подводное зажигание и горение унитарных твердых топлив. Теория, эксперимент, технические приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2003. 352 с.
2. Муру Н.П. Прикладные задачи плавучести и устойчивости судна. – Л.: Судостроение, 1985. 212 с.
3. Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Минькова Н.П., Басалаев С.А. Управление подводным горением двухосновных твердых топлив / под ред.: Барсуков В.Д. Томск: Издательский Дом ТГУ, 2016. 168 с.
4. В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, С.А. Басалаев, Н.А. Бабушкин. Моделирование подъема затонувших предметов при продувке понтона управляемым открытым твердотопливным газогенератором / Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех., 2016, № 1(39), 57–67
5. В. Д. Барсуков, С. В. Голдаев, С. А. Басалаев. Возможность обеспечения регулируемой продувки балластной цистерны понтона открытым газогенератором / Изв. вузов. Физика. – 2008. – № 12/2. – С. 31–35

СПОСОБ УЧЁТА ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОМПОНЕНТОВ СМЕСЕВОГО ТВЁРДОГО ТОПЛИВА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ЕГО ИНЕРТНОГО ПРОГРЕВА

А.А. Болкисев

Институт механики УрО РАН
426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

E-mail: celsior.izh@gmail.com

При детальном моделировании процессов воспламенения и горения СТТ обычно предполагается [1,2,3], что тепловое излучение от продуктов сгорания в канале заряда, доля которого может достигать до 95% в общем тепловом потоке [4], поглощается непосредственно на поверхности топлива. Однако основные компоненты топлива — полибутadiен и перхлорат аммония практически прозрачны для теплового излучения [5], и оценочный одномерный расчёт [6] показывает, что это приводит к специфическому характеру прогрева топлива — от алюминиевых частиц. В данной работе представлена методика оценки распределения распространения теплового излучения в приповерхностном слое СТТ для реалистичной трёхмерной структуры топлива и результаты расчётов.

Наиболее точным методом моделирования распространения излучения является метод трассировки лучей (raytracing) [7], который заключается в отслеживании пути, который проходит выпущенный в случайном направлении из случайной точки излучающей поверхности (или объёма) луч до его поглощения. Т.е. решается уравнение

$$\frac{dI}{d\xi} = -aI, \quad (1)$$

вдоль траектории луча $\xi = \xi(x, y, z)$ (I — интенсивность излучения, a — коэффициент поглощения).

Так как в большинстве задач можно считать, что траектория луча и решение уравнения (1) зависят только от геометрии рассматриваемого пространства, то можно на предварительном этапе составить таблицу зависимости $T(E_i, E_j)$, определяющей, какая доля энергии излучённой элементом E_i будет поглощена элементом E_j . Это составляет основу READ-подхода, предложенного в [7].

Данный подход требует количество памяти, пропорциональное квадрату числа элементов, на которые разбита расчётная область, которое запретиительно велико в случае рассмотрения модельного трёхмерного микрообъёма СТТ с надлежащим разрешением (обычно рассматривается кубический объём со стороной от 0,1 до 2 мм, требуемый шаг сетки от 0,5 до 5 мкм в зависимости от размера частиц). Однако с использованием следующих упрощающих предположений для этапа инертного прогрева, это количество может быть

снижено до приемлемого, пропорционального числу элементов:

1. Температуры, реализующиеся в объёме СТТ (приблизительно 600K — начало пиролиза связующего и ПХА, которое завершает стадию инертного прогрева), малы по сравнению с температурой продуктов сгорания в канале заряда (приблизительно 3500K), что позволяет пренебречь переизлучением внутри расчётной области.

2. Малый размер внешней поверхности рассматриваемого объёма позволяет считать падающее на неё излучение распределённым равномерно.

Таким образом, распространение излучения в микрообъёме СТТ может быть описано скалярным полем $A(x, y, z)$, определяющим поглощённую в точке (x, y, z) долю падающего на внешнюю поверхность излучения.

Другие упрощающие предположения, использованные при расчёте:

1. Коэффициенты поглощения не зависят от длины волны; использованы характерные значения, приведённые в [5].

2. Частицы алюминия имеют показатель черноты $\varepsilon=0,3$ (характерный для окисленных частиц алюминия) и отражают излучение в диффузном режиме.

3. На внутренней границе поверхности происходит полное отражение в диффузном режиме (из-за неровности поверхности и высокого коэффициента преломления полибутadiена $n_{НТРВ} \approx 1,73$ [5]).

4. Преломление на границе полибутadiен–ПХА отсутствует (диапазоны значений их коэффициентов преломления перекрываются).

5. Рассеянием излучения можно пренебречь.

6. Излучение, поступающее на поверхность, равномерно распределено в полном телесном углу. Для удобства анализа результатов, излучение, поглощённое поверхностью частицы алюминия, равномерно распределялось по всей частице (ввиду высокого коэффициента теплопроводности).

При расчёте боковые грани считаются периодическими, а нижняя — неотражающей. В результате получается величина $A(x, y, z)$, характеризующая долю падающего на поверхность топлива излучения, поглощённую в контрольном объёме с координатами (x, y, z) .

Далее решается трёхмерное уравнение теплопроводности, учитывающее неоднородность теплофизических характеристик в рассматриваемом объёме топлива

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(\lambda \nabla T) = Q, \quad (1)$$

где $Q = Q_s SA(x, y, z)$ — источник, связанный с поглощением теплового излучения (Q_s — плотность теплового потока к поверхности топлива, S — площадь поверхности).

Оси координат направлены: x — вдоль канала заряда, y — в поперечном направлении, z — вглубь топлива ($z = 0$ соответствует его поверхности).

Граничными условиями являются:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial x} = 0, & x = 0, x = L_x, \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0, & y = 0, y = L_y, \\ -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = q, & z = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial z} = 0, & z \rightarrow \infty, \end{cases}$$

где q — плотность теплового потока, поглощаемого поверхностью топлива.

Уравнение (1) дискретизируется методом контрольных объёмов на равномерной сетке и решается методом прогонки с покоординатным расщеплением [8]. При этом теплофизические характеристики в контрольных объёмах осредняются по следующим формулам:

$$\overline{c\rho} = \alpha_{ox}(c\rho)_{ox} + \alpha_m(c\rho)_m + \alpha_b(c\rho)_b,$$

$$(\overline{\lambda})^{-1} = \frac{\alpha_{ox}}{\lambda_{ox}} + \frac{\alpha_m}{\lambda_m} + \frac{\alpha_b}{\lambda_b},$$

где α_{ox} и α_m — объёмные доли окислителя и металла в контрольном объёме, определяемые из известного размещения частиц, $\alpha_b = 1 - \alpha_{ox} - \alpha_m$ — объёмная доля связующего.

При расчёте принято, что суммарная плотность теплового потока к поверхности составляет 4 МВт/м², при этом половина поглощается на поверхности, а половина проникает вглубь топлива. Расчёт проводился до достижения средней температуры поверхности 573 К.

Для данного образца получено, что 85,6% излучения поглощается алюминиевыми частицами (зависимость доли поглощённого излучения от глубины показана на рис. 1), 0,3% поглощается в частицах ПХА и полимерной матрице и 14,1% проникает вглубь топлива. Рис. 2 иллюстрирует распределение доли поглощённого излучения в сечении $y = 270$ мкм.

На рис. 3 показано распределение температуры в том же сечении, а на рис. 4 — профили средних по сечению температур частиц алюминия и ПХА со связующим. На этих рисунках виден значительный перегрев частиц алюминия по сравнению с

окружающими их частицами ПХА и связующим (сходные результаты получены в одномерном расчёте в работе [6]). Это позволяет заключить, что при значительной лучистой составляющей теплового потока к поверхности топлива процессы газификации связующего и ПХА (около 600 К) начнутся не с поверхности топлива, а от поверхности частиц алюминия, которые могут находиться достаточно глубоко под поверхностью топлива — до 50 мкм (см. рис. 5). Такая интерпретация наблюдаемых в эксперименте явлений (образование на поверхности пузырьков частично разложившегося связующего, выброс поверхностного слоя топлива при воспламенении и высокая температура подповерхностных слоёв) предложена в работе [9].

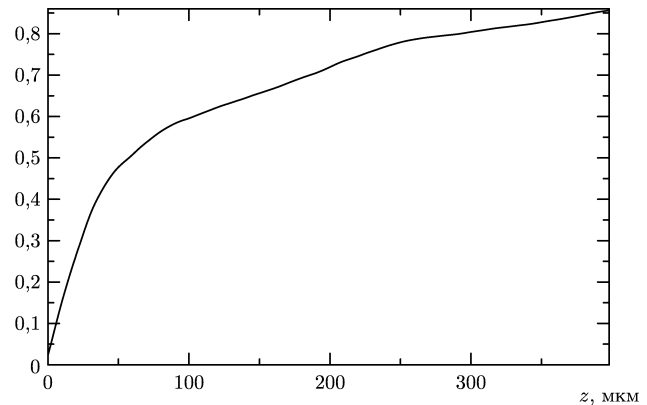


Рис. 1. Зависимость доли поглощённого алюминиевыми частицами излучения от глубины z , мкм

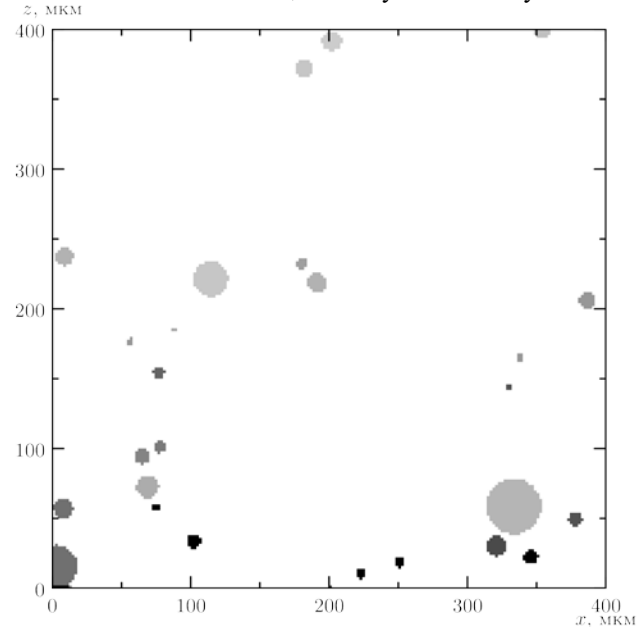


Рис. 2. Распределение поглощённого излучения в сечении $y = 270$ мкм

Исходные тексты программ доступны по адресу https://bitbucket.org/celsior/heat_rad.

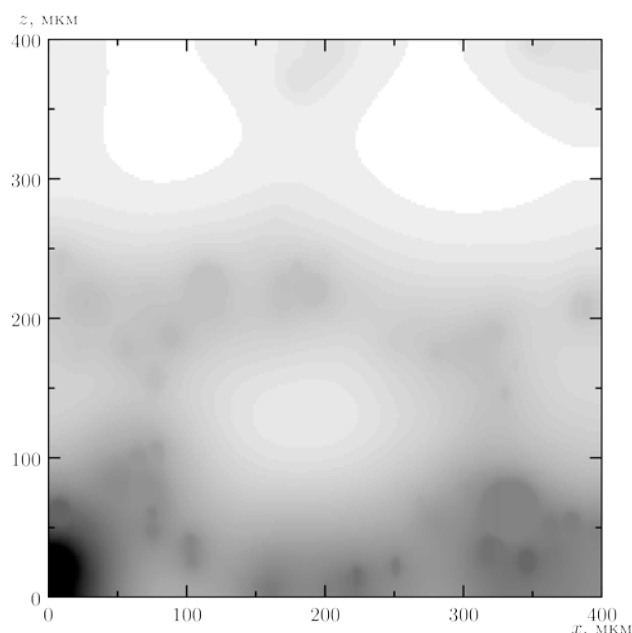


Рис. 3. Распределение температуры в сечении $y = 270$ мкм

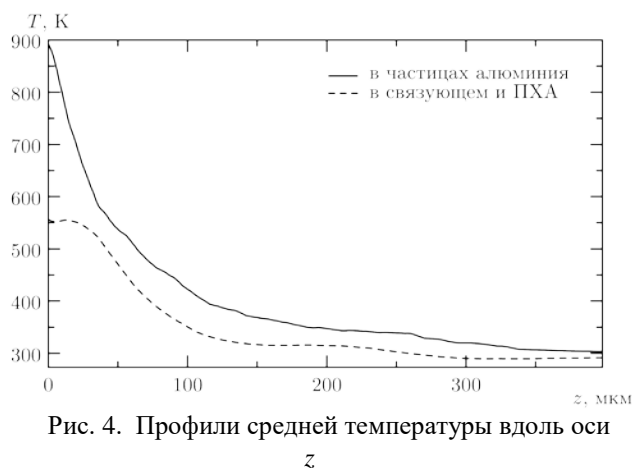


Рис. 4. Профили средней температуры вдоль оси z

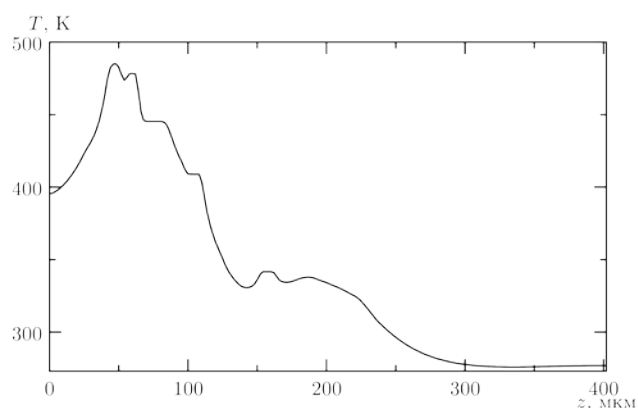


Рис. 5. Профиль температуры вдоль оси z на прямой $y = 270$ мкм, $x = 74$ мкм: перегретые алюминиевые частицы на глубине 50 мкм под поверхностью топлива

Литература

1. Wang X., Jackson T.L., Buckmaster J. Numerical simulation of the 3-dimensional combustion of aluminized heterogeneous propellants // *Proceedings of the Combustion Institute*. 2007. Vol. 31. № 2. P. 2055–2062.
2. Favale G., Miccio F. Modeling unsteady and perturbed combustion of heterogeneous composite propellants // *Aerospace Science and Technology*. 2008. Vol. 12. P. 285–294.
3. Липанов А. М., Болкисев А. А. О расчёте температурного поля в заряде смесового твёрдого топлива с учётом гетерогенности его теплофизических свойств // *Химическая физика и мезоскопия*. 2012. Т. 14. С. 364–370.
4. Ерохин Б. Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ. Москва: Машиностроение, 1991. 560 с.
5. Isbell R. A., Brewster M. Q. Optical Properties of Energetic Materials: RDX, HMX, AP, NCyNG, and HTPB // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. 1998. Vol. 23. P. 218–224.
6. Brewster M. Q., Patel R. Selective Radiative Preheating of Aluminum in Composite Solid Propellant Combustion // *Journal of Heat Transfer*. 1987. Vol. 109. P. 179–184.
7. Gallier S., Hiernard F. Microstructure of Composite Propellants Using Simulated Packings and X-Ray Tomography // *Journal of Propulsion and Power*. 2008. Vol. 24. № 1. P. 147–150.
8. Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1967. 197 с.
9. Архипов В. А. и др. Влияние дисперсности порошка алюминия на характеристики зажигания смесевых композиций лазерным излучением // *Химическая физика*. 2011. Т. 30. № 7. С. 68–76.

ТОЧНЫЙ МЕТОД РАСЧЁТА ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ В КОМБИНИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОГО ГОРЕНИЯ

А.А. Болкисев, А.А. Шаклеин

Институт механики УрО РАН
426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34

E-mail: celsior.izh@gmail.com

Во многих задачах моделирования горения в газовой фазе используется упрощённая химическая кинетика в виде единственной брутто-реакции окислитель(O) + горючее(F) → продукты(P) с соответствующей ей системой уравнений для концентраций

$$\begin{cases} \frac{dY_f}{dt} = -\nu_f w \\ \frac{dY_o}{dt} = -\nu_o w \\ \frac{dY_p}{dt} = \nu_p w \end{cases} \quad (1)$$

где Y — массовые доли компонентов смеси, ν — стехиометрические коэффициенты, w — скорость химической реакции, которая в рассматриваемой модели выражается следующим образом

$$w = \min(w_t, w_k),$$

$$w_t = \rho A \frac{\varepsilon}{k} \min\left(\frac{Y_f}{\nu_f}, \frac{Y_o}{\nu_o}\right),$$

$$w_k = \rho A Y_f Y_o \exp(-E / RT),$$

где ρ — плотность газовой смеси, ε — скорость диссипации турбулентной энергии, k — плотность турбулентной энергии, A — предэкспонент, E — энергия активации химической реакции, R — универсальная газовая постоянная, T — температура.

Традиционно, эта система уравнений в сопряжённой задаче моделирования горения решается численно, что требует проведения большого числа внутренних итераций т.к. характерное время химических процессов обычно много меньше характерного времени процессов переноса; также, обеспечение устойчивости вычислений требует использования неявных методов решения системы уравнений химкинеки, которые имеют тенденцию занижать скорость химических процессов, что может приводить к неверным решениям [Oran2001].

Однако, для данного достаточно простого случая несложно получить и аналитическое решение, использование которого позволит значительно уменьшить вычислительные затраты.

Для этого с помощью замен $Y = Y^0 - \nu\lambda$ система (1) приводится к одному уравнению для переменной развития процесса λ :

$$\frac{d\lambda}{dt} = w.$$

Выражение для w при этом можно выразить так

$$w = \min\left(A_1 \min\left(\frac{Y_f}{\nu_f}, \frac{Y_o}{\nu_o}\right), A_2 Y_f Y_o\right) = \min\left(A_1 \frac{Y_f}{\nu_f}, A_2 \frac{Y_o}{\nu_o}, A_2 Y_f Y_o\right),$$

$$\text{где } A_1 = \rho A \frac{\varepsilon}{k}, \quad A_2 = \rho A \exp(-E / RT).$$

Тогда решаемое уравнение будет выглядеть следующим образом

$$\frac{d\lambda}{dt} = \min \begin{cases} A_1 \frac{Y_f^0 - \nu_f \lambda}{\nu_f} \leftrightarrow a_0^A + a_1^A \lambda \\ A_1 \frac{Y_o^0 - \nu_o \lambda}{\nu_o} \leftrightarrow a_0^B + a_1^B \lambda \\ A_2 (Y_f^0 - \nu_f \lambda)(Y_o^0 - \nu_o \lambda) \leftrightarrow a_0^C + a_1^C \lambda + a_2^C \lambda^2 \end{cases}$$

Все его ветви имеют аналитические решения. В линейном случае

$$\lambda(t) = \frac{a_0}{a_1} (\exp(a_1 t) - 1),$$

$$t(\lambda) = \ln\left(\frac{a_1}{a_0} \lambda + 1\right) / a_1,$$

в квадратичном случае

$$\lambda(t) = -\frac{a_0(a_1 \tau + 1)(\exp(t / \tau) - 1)}{2a_0 a_2 \tau (\exp(t / \tau) + 1) - a_1(a_1 \tau + 1)},$$

$$t(\lambda) = \tau \ln \frac{2a_0 a_2 \lambda \tau - a_1^2 \lambda \tau + a_0 a_1 \tau - a_1 \lambda + a_0}{-2a_0 a_2 \lambda \tau + a_0 a_1 \tau + a_0},$$

$$\tau = 1 / \sqrt{a_1^2 - 4a_0 a_2}.$$

Точки переключения между ветвями также легко находятся из уравнений (рис. 1)

$$\lambda_1^* \leftarrow a_0^A + a_1^A \lambda = a_0^B + a_1^B \lambda$$

$$\lambda_{2,3}^* \leftarrow a_0^A + a_1^A \lambda = a_0^C + a_1^C \lambda + a_2^C \lambda^2$$

$$\lambda_{4,5}^* \leftarrow a_0^B + a_1^B \lambda = a_0^C + a_1^C \lambda + a_2^C \lambda^2$$

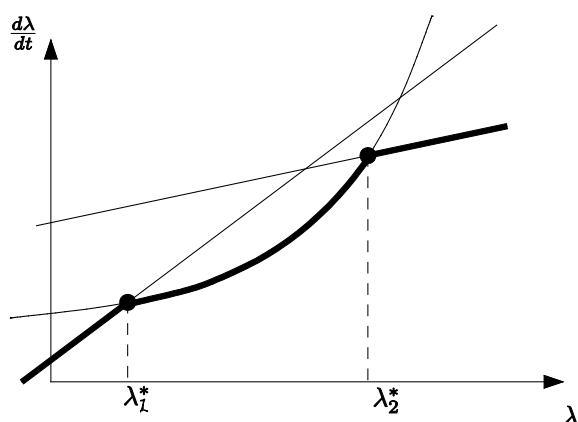


Рис. 1. Переключение между правыми частями

Таким образом, метод расчёта выглядит следующим образом:

1. Определить текущую ветвь.
2. Определить ближайшую точку переключения λ^* .
3. Если $t(\lambda^*) > \Delta t$, то $\lambda(\Delta t)$ будет искомым решением на данном шаге по времени; в противном случае необходимо рекурсивно выполнить подшаг от $t(\lambda^*)$ до Δt , сложив полученную λ с λ^* .
4. Из конечного значения λ определить концентрации на конец шага по времени.

Вышеописанный алгоритм тестируется на сопряженной задаче распространения турбулентного диффузионного пламени по поверхности горючего материала. Турбулентность описывается вихреразрешающей моделью DDES, теплоперенос излучением моделируется с помощью P1. Система уравнений решается численно в программном пакете OpenFOAM. Подробно математическая модель процесса и алгоритм расчета представлены в [1]. Шаг по времени для всех расчетов составляет 0.0001 с. Внутри каждого временного шага проводятся итерации. Выход из итераций осуществляется по достижению условия сходимости по температуре до величины 0.001.

Задача решается в двумерной постановке (рис. 2). В качестве твердого горючего материала используется полиметилметакрилат (ПММА).

Размеры образца составляют в высоту $h = 5$ м и в толщину $L = 6$ мм. Химическая кинетика рассчитывается как численно, так и аналитически. Расчеты начинаются с момента времени 200 с после зажигания.

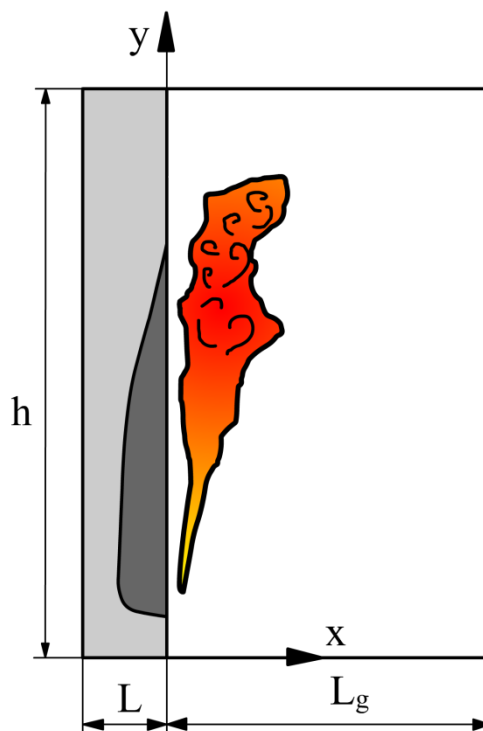


Рис. 2. Расчетная область

После 763 шагов по времени общее количество итераций, а также физическое время расчета составили 5342, 1258 с для численного расчета химической кинетики и 5342, 1237 с для аналитического расчета соответственно. Незначительный выигрыш аналитического метода расчета объясняется тем, что решался квазистационарный процесс. Предполагается, что для переходных процессов различия окажутся существенными.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-38-00543.мол.а).

Литература

1. Шаклеин А. А., Карпов А. И., Корепанов М. А. Моделирование распространения турбулентного пламени по вертикальной поверхности горючего материала // Химическая физика и мезоскопия, 2014. Т. 16, № 3. С. 331–339.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОДУКТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ГОРЕНИИ СИСТЕМ $\text{ZrO}_2 - \text{N}_2 - \text{Ca}$, $\text{TiO}_2 - \text{N}_2 - \text{Ca}$

**Б.Ш. Браверман, Ю.М. Максимов, А.Н. Аврамчик, Л.Н. Чухломина, О.Г. Крюкова,
З.С. Ахунова, В.Д. Китлер, Н.Н. Голобоков**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Томский научный центр Сибирского отделения
Российской Академии Наук
634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 10/3 (3822) 492702, 492471, факс 492838
E-mail: bbraverman@yandex.ru

Нитриды титана и циркония представляют интерес для современной техники в силу их высокой термостойкости и стойкости к окислению. Методы получения этих нитридов основаны на азотировании порошков металлов (Ti, Zr), которое протекает в режиме горения [1], либо на восстановлении оксидов гидридом кальция в атмосфере азота по печной технологии [2]. Привлекательной является возможность получения нитридов из оксидов при их восстановлении кальцием в азотсодержащей среде, протекающего в режиме горения. В [3] показана возможность получения нитридов титана и циркония при горении в азоте смесей оксидов металлов с металлическим кальцием. Однако продукты горения таких смесей изучены в недостаточной степени. Цель работы – восполнить имеющийся пробел.

Состав исходных смесей рассчитывали в соответствии со стехиометрической схемой:

$\text{MeO}_2 + n \cdot 2\text{Ca} + x\text{N}_2 = \text{MeN} + 2\text{CaO} + (2/3)(n-1)\text{Ca}_3\text{N}_2$,
где: Me – Ti или Zr; n – отношение фактического содержания кальция к его стехиометрическому количеству в смеси, т.е. $(n-1)$ – избыток Ca.

В качестве исходных реагентов использовали кальций гранулированный с диаметром гранул 0,5-2 мм производства ОАО «Чепецкий механический завод», пигментный TiO_2 (анатаз), порошок оксида циркония ТУ 6-09-2486-77, газообразный азот повышенной чистоты ГОСТ 9293-74.

Смеси помещали в цилиндрические бумажные стаканчики диаметром 23-24 мм и сжигали в бомбе постоянного давления в атмосфере азота по известной методике [3]. Температуру горения измеряли термопарами W-5%Re/W-20%Re.

Продукты горения подвергали кислотному обогащению в растворе соляной кислоты, для удаления CaO, Ca_3N_2 и остаточного кальция. Изучение кинетических закономерностей процесса химического обогащения продуктов показало, что наблюдаются две характерные стадии протекания этого процесса. Установлено, что на первой стадии скорость процесса определяется концентрацией кислоты, а на второй лимитируется доставкой кислоты через микропоры композиции «кальцийсодержащие фазы – нитриды титана или циркония». Изучено влияние концентрации соляной кислоты (0,5 ÷ 5 мас. %) на процесс кислотного обогащения. Установлено, что скорость перехода кальция в раствор возрастает с увеличением концентрации соляной кислоты и достигает максимальных значений в 2 – 5 %-х растворах.

Однако с увеличением концентрации кислоты, увеличивается содержание титана и циркония в растворе. Поэтому для наработки опытных партий нитридов использовался 2%-й раствор HCl. Величина степени кислотного обогащения и характер зависимости указывают на то, что полное извлечение кальция в данном случае сильно растянуто во времени (1-2 часа).

Фазовый состав продуктов исследован на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2, размер и форма частиц – на электронном микроскопе Philips SEM 515, анализ на содержание азота и кислорода проведён на анализаторе LECO ONH 836 (ТОМ ЦКП СО РАН).

Результаты и обсуждение

Температуры горения исследованных составов были выше температуры плавления кальция, нитрида кальция, титана и циркония. Поэтому горение протекает с образованием жидкой фазы. Образцы после растворения соединений кальция получались в виде порошков различной дисперсности. Размер частиц продуктов определяется размером исходных порошков оксидов, а также скоростью агломерации, которая зависит от температуры горения и скорости диффузии компонентов в жидкости и времени пребывания компонентов в жидкой фазе.

Порошки продуктов разделяли по дисперсности с помощью сит.

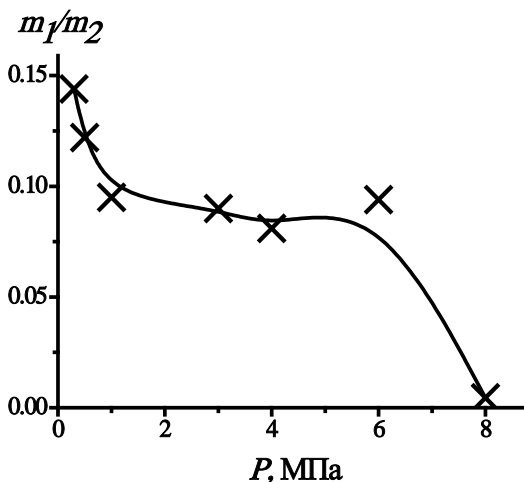


Рис. 1. Отношение массы крупных частиц TiN к массе мелких частиц TiN в продуктах горения смесей с TiO_2 ; m_1 – масса порошка крупнее 40 мкм, m_2 – масса порошка мельче 40 мкм; $n = 1.7$

График, представленный на рис. 1, показывает, что в результате горения состава с TiO_2 при $n=1.7$ большая часть продукта получается в виде порошка дисперсностью меньше 40 мкм, и доля мелкого порошка увеличивается с увеличением давления.

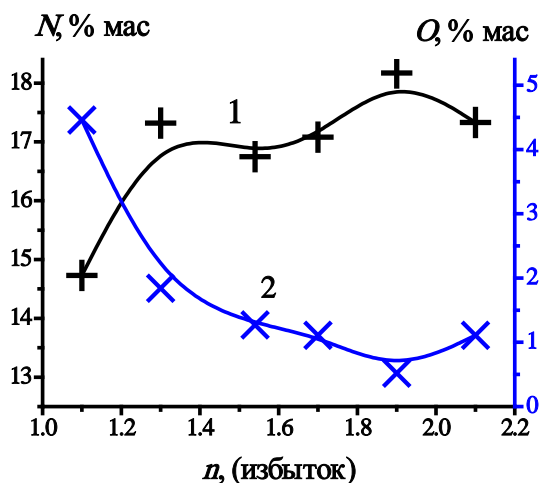


Рис. 2. Зависимость содержания азота (1) и кислорода (2) в продукте от параметра n для составов с TiO_2 , $P_{\text{N}_2} = 6$ МПа

С увеличением избытка кальция в исходной смеси (рис. 2) концентрация азота в продукте уменьшается, а концентрация кислорода увеличивается, что объясняется уменьшением скорости фильтрации азота, с увеличением количества расплавленного кальция.

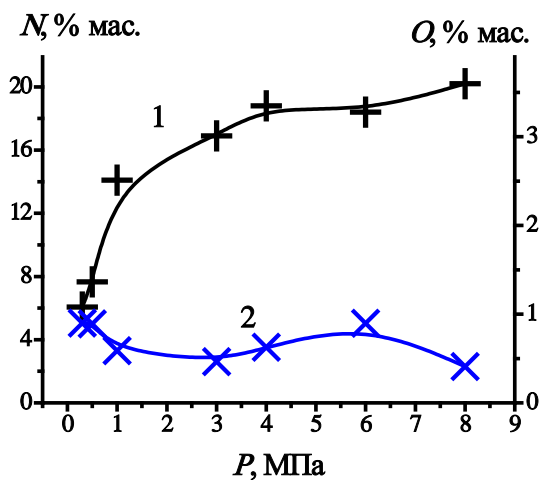


Рис. 3. Зависимость содержания азота (1) и кислорода (2) в продукте от давления азота для составов с TiO_2 ; $n = 1.7$; размер порошка < 40 мкм

С увеличением давления азота наблюдается увеличение содержания азота в продукте и уменьшение содержания кислорода (рис. 3), что объясняется увеличением скорости азотирования с ростом давления. В крупной фракции порошка продукта (рис. 4) содержится больше кислорода и меньше азота, это свидетельствует о том, что укрупнение частиц происходило до завершения реакции промежуточного продукта с азотом.

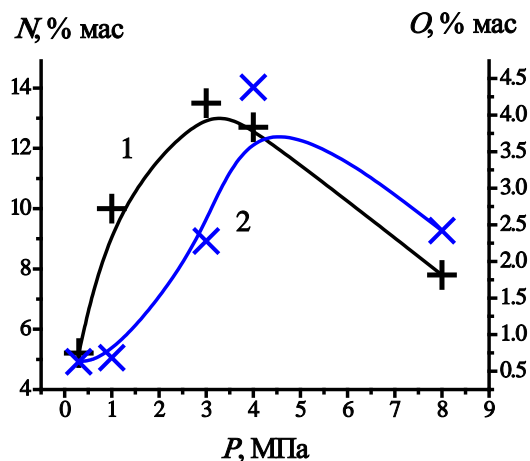


Рис. 4. Зависимость содержания азота (1) и кислорода (2) в продукте от давления азота для составов с TiO_2 , $n = 1.7$; размер порошка ≥ 40 мкм

Для составов с ZrO_2 (рис. 5) с увеличением n содержание азота в продуктах снижается, а содержание кислорода растёт, подобно составам с TiO_2 (рис. 2). Также с ростом давления растет содержание азота и уменьшается содержание кислорода в продуктах с ZrO_2 (рис. 6).

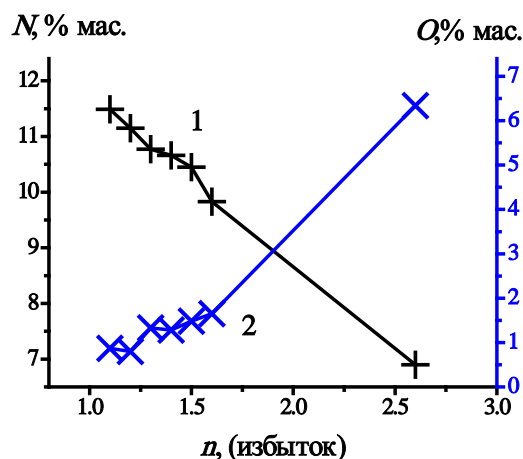


Рис. 5. Зависимость содержания азота (1) и кислорода (2) в продукте от избытка кальция для составов с ZrO_2 , $P_{\text{N}_2} = 6$ МПа

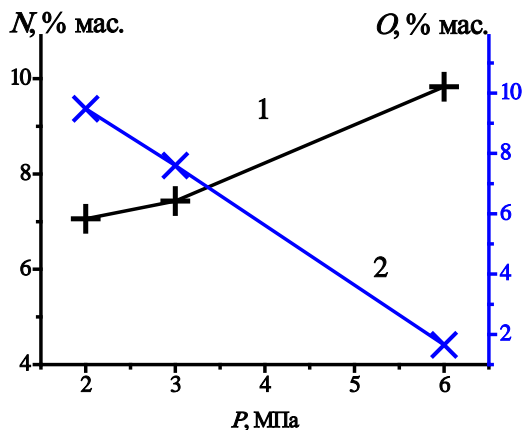


Рис. 6. Зависимость содержания азота (1) и кислорода (2) в продукте от давления азота для составов с ZrO_2 , $n = 1.7$; размер порошка < 40 мкм

Рентгенофазовый анализ показывает, что продукты горения с TiO_2 при давлениях > 3 МПа состоят из одной фазы – оксинитрида титана. При меньших давлениях в продуктах обнаруживаются фазы Ti , $\text{TiN}_{0.3}$, CaTiO_3 . В продуктах горения составов с ZrO_2 присутствуют фазы ZrN (основная), CaZrO_3 , ZrON .

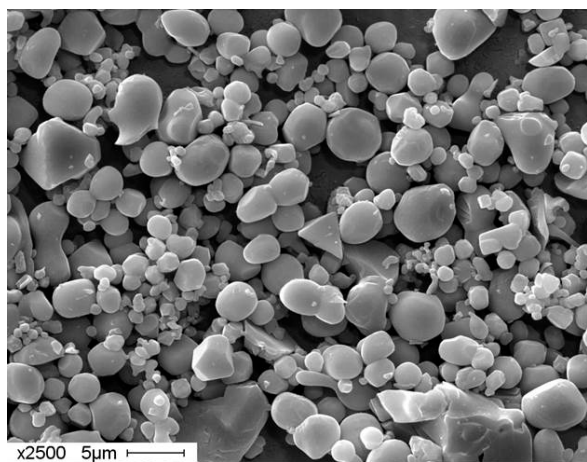


Рис. 7. Продукт горения состава $\text{TiO}_2 - \text{N}_2 - \text{Ca}$ при $P_{\text{N}_2} = 6$ МПа после кислотного обогащения

Приведенное на рис. 7 изображение показывает, что порошки полученного нитрида титана имеют в основном округлую форму, что должно обеспечить хорошую сыпучесть.

Выводы

- Горение смесей кальция с оксидами TiO_2 и ZrO_2 в азоте позволяет получать порошки нитридов, содержащие до 0.9 от стехиометрической концентрации азота в TiN и до 0.86 в ZrN . Эти значения превышают аналогичные показатели для нитридов, полученных при сжигании в азоте чистых порошков соответствующих металлов.
- Увеличение избытка кальция в исходных составах при превышении некоторого порогового значения приводит к уменьшению содержания азота и увеличению содержания кислорода в продуктах.
- Форма частиц нитридов благоприятна для обеспечения хорошей сыпучести полученных порошков.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 15-03-06862.

Литература

1. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. 1972. Т. 206, № 4. С. 905-908.
2. Касимиев А.В., Левинский Ю.В. Гидридно-кальциевые порошки металлов, интерметаллидов, тугоплавких соединений и композиционных материалов. М.: Издательство МИТХТ, 2012. 248 с.
3. Аврамчик А.Н., Браверман Б.Ш., Максимов Ю.М., Чухломина Л.Н. О возможности получения тугоплавких нитридов металлов в кальциетермическом процессе // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 5. С. 37-38.

УСЛОВИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАЖИГАНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА РАЗОГРЕТЫМИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ И НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ЧАСТИЦАМИ

Д.О. Глушков, Г.В. Кузнецов, П.А. Стрижак

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

634050, Томск, пр. Ленина, 30

E-mail: dmitriyog@tpu.ru

Твердые конденсированные вещества (КВ) получили достаточно широкое применение в качестве топлив в двигателях и газогенераторах различного назначения. Исследование условий и характеристик их зажигания является весьма актуальной задачей. Еще в 80-х годах прошлого столетия Гольдшлегер, Барзыкин и Мержанов экспериментально [1] установили характеристики зажигания твердых КВ дисперсным потоком (газ – твердые частицы). В зависимости от состава потока возможны два предельных случая: при малой концентрации частиц характеристики процесса соответствуют условиям зажигания КВ конвективным потоком; при большой концентрации частиц – условиям зажигания пластиной с постоянной температурой. Можно предположить, что при определенных параметрах источника энергии инициирование горения КВ, в частности металлизированных смесевых твердых топлив (СТТ), реализуется в рамках модели взаимодействия с локальным источником энергии – горячей частицей малых (несколько миллиметров) размеров, разогретой до высоких (более 800 К) температур.

Цель настоящей работы – численное исследование условий и характеристик зажигания СТТ металлическими и неметаллическими источниками ограниченной энергоемкости.

Проведенные экспериментальные исследования [2] позволили установить, что одиночные горячие частицы являются источниками устойчивого зажигания металлизированного СТТ (рис. 1).

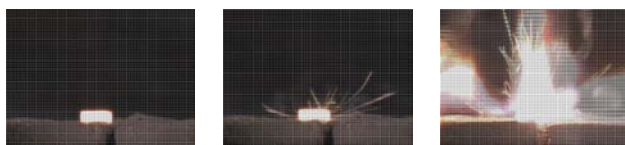


Рис. 1. Кадры видеопленки зажигания металлизированного СТТ горячей частицей при $x_p=6$ мм, $y_p=2$ мм, $T_p=1100$ К

В результате локального нагрева КВ источником ограниченной энергоемкости твердофазное зажигание иницируется в окрестности границы контакта горячей частицы с топливом. За счет энергии, выделяемой в зоне интенсивного развития экзотермического процесса, развивается самоподдерживающийся процесс горения, который продолжается до полного выгорания образца СТТ.

Математическое моделирование физико-химических процессов, протекающих при зажигании КВ, выполнено на примере системы,

соответствующей экспериментальным исследованиям (рис. 1), условная схема которой представлена на рис. 2.

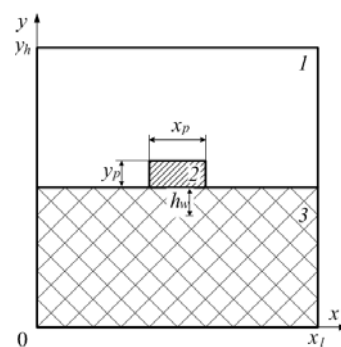


Рис. 2. Схема области решения задачи: 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – СТТ

Исследования проведены для неметаллизированного (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 6 % пластификатор) и металлизированного (перхлорат аммония + 14 % бутилкаучук + 5 % порошок алюминия + 6 % пластификатор) СТТ. При моделировании структуры металлизированного состава в явном виде учитывалась неоднородность (рис. 3), обусловленная мелкодисперсными (не более 100 мкм) частицами металла. В топливе выделялись участки, соответствующие частицам металла, полимерной матрице горючего и окислителя (бутилкаучук и перхлорат аммония).

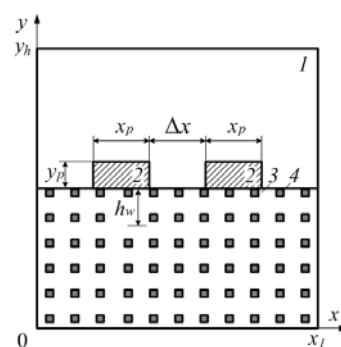


Рис. 3. Схема области решения задачи: 1 – инертный газ, 2 – горячая частица, 3 – полимерная матрица, 4 – частица металла

В качестве локальных источников энергии рассматривались одна (рис. 2) и две (рис. 3) разогретые до высоких температур частицы (сталь, алюминий, керамика, углерод) в форме параллелепипеда и диска.

Предполагалась реализация следующей схемы исследуемого процесса. В начальный момент времени ($t=0$) горячая частица находится на поверхности СТТ. По мере прогрева приповерхностного слоя КВ скорость экзотермического реагирования полимерной матрицы возрастает по закону Аррениуса [3]. При достижении условий, соответствующих критериям зажигания, процесс инициирования горения приобретает необратимый характер. Происходит твердофазное зажигание.

Приняты условия зажигания, соответствующие основным критериям воспламенения Я.Б. Зельдовича, Д.А. Франк-Каменецкого, А.А. Ковальского и В.Н. Вилиюнова [3–5]:

1. Скорость теплоприхода в системе «частица – СТТ – газ» за счет экзотермической реакции в прогретой области приповерхностного слоя КВ превышает скорость теплоотвода от горячей частицы в топливо и окружающий газ.

2. Температура СТТ в зоне локализации интенсивно развивающегося экзотермического процесса выше начальной температуры (T_p) источника энергии.

Теплоперенос в газовой среде, КВ и локальном источнике энергии, а также процессы экзотермического реагирования в прогретой области приповерхностного слоя топлива представлены [6–8] системой нелинейных нестационарных дифференциальных уравнений в частных производных. Подробное описание математических моделей и методов решения приведено в [6–8].

Моделирование физико-химических процессов при инициировании горения СТТ разогретыми частицами выполнено при значениях параметров: начальная температура топлива и газа $T_0=293$ К; локальных источников энергии $T_p=700\div1500$ К; размеры горячих частиц $x_p=2\text{--}8$ мм, $y_p=2$ мм; размеры частиц алюминия $x_m=0.08$ мм, $y_m=0.08$ мм; размеры области решения $x_l=8\text{--}20$ мм, $y_l=8\text{--}20$ мм.

Теплофизические характеристики веществ:
инертный газ: $\lambda_1=0.026$ Вт/(м·К); $\rho_1=1.161$ кг/м³; $C_1=1190$ Дж/(кг·К);
сталь: $\lambda_2=36$ Вт/(м·К); $\rho_2=8100$ кг/м³; $C_2=545$ Дж/(кг·К);
керамика: $\lambda_2=20$ Вт/(м·К); $\rho_2=3800$ кг/м³; $C_2=930$ Дж/(кг·К);
углерод: $\lambda_2=1.512$ Вт/(м·К); $\rho_2=1700$ кг/м³; $C_2=1100$ Дж/(кг·К);
полимерная матрица: $\lambda_3=0.472$ Вт/(м·К); $\rho_3=1776$ кг/м³; $C_3=1260$ Дж/(кг·К);
алюминий: $\lambda_4=343$ Вт/(м·К); $\rho_4=2700$ кг/м³; $C_4=930$ Дж/(кг·К).

Кинетические параметры экзотермического реагирования полимерной матрицы: $E_3=50\cdot10^3$ Дж/моль, $Q_3k_3^0=1.69\cdot10^9$ Дж/(кг·с).

В результате численного исследования (рис. 2) установлена устойчивость процесса зажигания СТТ при варьировании параметров горячей стальной частицы в форме диска в достаточно широком диапазоне. Анализ выполнен на основе положения о том, что глубина прогрева (h_w) приповерхностного слоя топлива в момент зажигания не может быть

меньше аналогичной характеристики при его стационарном горении. Для типичного твердого топлива (связующее – бутилкаучук и окислитель – перхлорат аммония) $h_w=0.02\div0.1$ мм [9]. На рис. 4, 5 приведены нелинейные зависимости $h_w=f(T_p)$ и $h_w=f(x_p)$ в момент зажигания КВ.

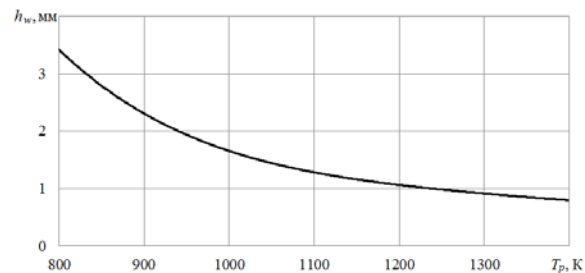


Рис. 4. Зависимость глубины прогрева приповерхностного слоя СТТ в момент зажигания от начальной температуры горячей частицы при $x_p=6$ мм, $y_p=2$ мм

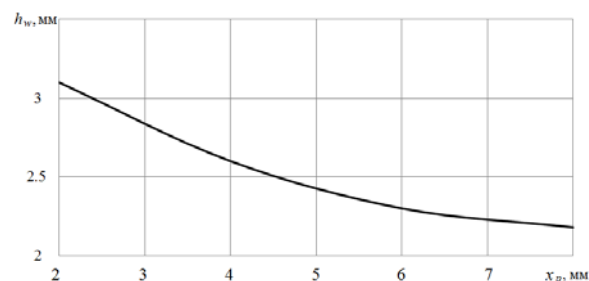


Рис. 5. Зависимость глубины прогрева приповерхностного слоя СТТ в момент зажигания от характерного размера горячей частицы при $T_p=900$ К

Минимальное значение $h_w=0.52$ мм (при $T_p=1500$ К и $x_p=8$ мм), полученное при численном моделировании, существенно превышает глубину прогретого слоя топлива при его стационарном горении [9], что позволяет сделать вывод об устойчивости процесса и подтверждает результаты экспериментальных исследований [2] о возможности инициирования горения СТТ горячими частицами.

На рис. 6 приведены зависимости времени задержки зажигания металлизированного КВ от начальной температуры источника энергии в форме параллелепипеда для четырех случаев: одиночная частица; две частицы (рис. 3), расположенные на расстоянии, равном характерному размеру последней $\Delta x=x_p$; две частицы, расположенные на расстоянии $\Delta x=0.5x_p$; пластина с постоянной температурой толщиной y_p . Для температур $T_p<1100$ К в случае взаимодействия нескольких частиц с топливом при условиях $\Delta x=1.5x_p$ и $\Delta x=0.1x_p$ времена задержки зажигания соответствуют значениям t_d для одиночной частицы и пластины. Полученный результат позволяет сделать вывод, что в предельных случаях анализ характеристик зажигания топлива несколькими локальными источниками энергии можно выполнять в рамках модели «одиночная частица – СТТ – газ» (при $\Delta x>1.5x_p$) или модели «пластина – СТТ – газ» (при

$\Delta x \rightarrow 0.1x_p$). При средних значениях Δx необходимо использовать модель «две частицы – СТТ – газ».

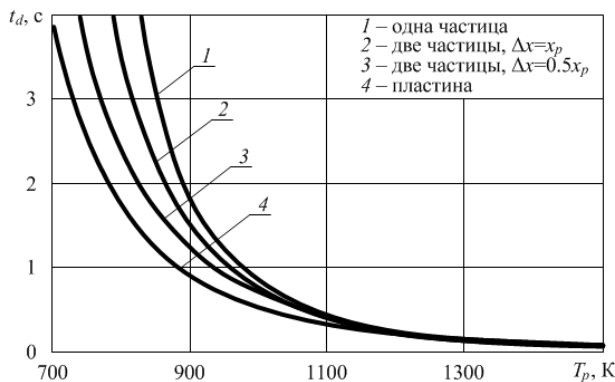


Рис. 6. Зависимость времени задержки зажигания металлизированного СТТ от начальной температуры горячей частицы при $x_p=4$ мм, $y_p=2$ мм

Уменьшение расстояния между частицами при $T_p < 1100$ К (рис. 3) приводит к снижению времени задержки зажигания (до 50 %) и минимального значения начальной температуры, необходимой для инициирования горения металлизированного КВ, с 830 до 700 К. Отток тепла от локальных источников в направлении x снижается. Тепловой поток в конденсированную фазу возрастает. В результате прогрева приповерхностного слоя скорость экзотермической реакции увеличивается, зажигание происходит при меньших временах задержки t_d .

На рис. 7 представлены зависимости времени задержки зажигания металлизированного СТТ от начальной температуры нагретых металлических (сталь, алюминий) и неметаллических (керамика, углерод) частиц – источников энергии при $T_p=700$ –1500 К.

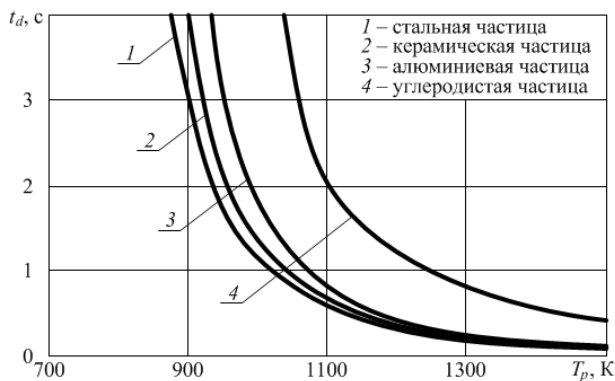


Рис. 7. Зависимость времени задержки зажигания металлизированного КВ от начальной температуры горячей частицы при $x_p=4$ мм, $y_p=2$ мм

Минимальные температуры (T_p^{\min}) источников (сталь 870 К, керамика 900 К, алюминий 940 К, углерод 1040 К), соответствующие крайним левым точкам кривых (рис. 7), можно считать пороговыми. При снижении $T_p < T_p^{\min}$ как металлических, так и неметаллических частиц в рассматриваемой системе зажигание КВ отсутствует.

Установленные зависимости $t_d=f(T_p)$ (рис. 7) иллюстрируют влияние материала источника

энергии не только на его минимальную начальную температуру, необходимую для зажигания СТТ, но и на основную характеристику процесса – время задержки зажигания. Теплофизические свойства и температура материала совместно с размерами источника зажигания определяют его теплосодержание: $Q_p = \rho_2 C_2 V_p (T_p - T_0)$, где V_p – объем частицы, m^3 .

При идентичных условиях теплообмена и размерах нагретых частиц аккумулирующая способность рассматриваемых материалов располагается в следующей последовательности в порядке убывания: сталь, керамика, алюминий, углерод. Значительное (не менее 50 %) отклонение кривой $t_d=f(T_p)$ для углеродистой частицы (рис. 7) относительно других зависимостей объясняется существенно неоднородным распределением температуры в источнике нагрева в направлении оси u из-за малого значения коэффициента теплопроводности.

Проведенные исследования позволили установить необходимые условия зажигания СТТ при взаимодействии с горячими металлическими и неметаллическими частицами, а также типичные характеристики этих процессов. Полученные результаты могут быть использованы при разработке энергоэффективной технологии инициирования горения высокоэнергетических материалов источниками ограниченной энергоемкости.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-6491.2016.8).

Литература

1. Гольдшлегер У.И., Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. О механизме и закономерностях зажигания конденсированных систем дисперсным потоком // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7. № 3. С. 319–332.
2. Захаревич А.В., Кузнецов В.Т., Кузнецов Г.В., Максимов В.И. Зажигание модельных смесевых топливных композиций одиночной, нагретой до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44. № 5. С. 54–57.
3. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
4. Vilyunov V. N., Zarko V. E. Ignition of solids. Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1989.
5. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
6. Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А. Твердофазное зажигание смесового топлива горячей частицей при свободноконвективном теплоотводе во внешнюю среду // Химическая физика. 2014. Т. 33. № 4. С. 38–47.
7. Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Об устойчивости зажигания смесового твердого топлива локальным источником ограниченной энергоемкости // Физика горения и взрыва. 2014. Т. 50. № 6. С. 54–60.
8. Глушков Д. О., Кузнецов Г. В., Стрижак П. А. Зажигание смесового топлива горячей частицей в условиях неидеального теплового контакта // Химическая физика. 2015. Т. 34. № 7. С. 39–45.
9. Тимнат И. Ракетные двигатели на химическом топливе: Пер. с англ. М.: Мир, 1990.

АНАЛИЗ ТЕПЛОТЫ СГОРАНИЯ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ КОМПОЗИЦИЙ

Я.А. Дубкова, И.К. Жарова, В.А. Архипов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 36, стр. 27

E-mail: y.a.dubkova@niipmm.tsu.ru

Топливо для современных летательных аппаратов должно отвечать большому ряду требований: иметь высокий удельный импульс, высокую плотность, требуемое агрегатное состояние компонентов в условиях эксплуатации, должно быть стабильным, безопасным в обращении, нетоксичным, совместимым с конструкционными материалами, иметь сырьевые ресурсы и т.д. Что в свою очередь обеспечивает надежную и долговую эксплуатацию летательных аппаратов. Наряду с вышеперечисленными характеристиками одной из важнейших энергетических является теплота сгорания или калорийность топлива Q . Она определяется как количество тепловой энергии, которое выделяется при полном сгорании единицы массы топлива [1]. Размерность теплоты сгорания $[Q] = \text{Дж/кг}$ или $[Q] = \text{ккал/кг}$. Цель настоящей работы – исследование теплоты сгорания образцов ВЭМ.

В работе проведена оценка теплоты сгорания смесевых топлив, представлены методика и результаты экспериментального исследования энергетических характеристик твердотопливных композиций, содержащих различные металлы (TiB_2 , AlB_2 , AlB_{12} , Al , B) (таблица 1).

Таблица 1.
Компонентные составы исследуемых ВЭМ

Состав ВЭМ, мас. %	№ образца ВЭМ				
	1	2	3	4	5
СКДМ-80	14.8	13.6	11.0	11.8	16.0
*ПХА б/д	70.2	71.4	74.0	73.2	69.0
TiB_2	15.0	–	–	–	–
AlB_2	–	15.0	–	–	–
**В	–	–	15.0	–	–
AlB_{12}	–	–	–	15.0	–
АСД-4	–	–	–	–	15.0
ТОН-2	0.5 мас. % сверх 100 %				

*ПХА б/д – бидисперсный порошок перхлората аммония, содержащий 60 мас. % частиц диаметром $(165 \div 316)$ мкм и 40 мас. % частиц диаметром менее 50 мкм.

**В – аморфный бор.

Измерение теплоты сгорания проводилось с помощью водяного калориметра, в бомбе которого сжигался образец исследуемого твердого топлива.

Методика проведения экспериментов

Измерение теплоты сгорания исследуемых образцов высокоэнергетических материалов (ВЭМ) проведено на калориметрической установке по методике [2–4]. Согласно теоретическим основам экспериментальной методики, общее количество теплоты Q' , выделившейся при сгорании исследуемого образца ВЭМ массой m , определялось по формуле

$$Q' = c_p (M + W + B)(\Delta T \pm \Delta \theta), \quad (1)$$

$$W = \frac{c_k}{c_p} M_k$$

где $\frac{c_k}{c_p}$ – водяной эквивалент (водяное число) калориметра;

$$B = \frac{c_g}{c_p} M_g$$

$\frac{c_g}{c_p}$ – поправка на наличие воздуха в калориметре;

$$\Delta T = T_k - T_n.$$

Теплота сгорания Q топлива определяется по формуле

$$Q = \frac{Q'}{m} = \frac{c_p (M + W + B)(\Delta T \pm \Delta \theta)}{m}. \quad (2)$$

Схемы калориметра и калориметрической бомбы приведены на рисунках 1, 2. На рисунке 3, а), б) приведены общий вид установки и калориметрической бомбы.

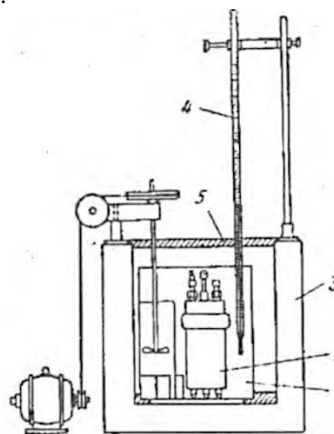


Рис. 1. Схема калориметрической установки:
1 – калориметрическая бомба; 2 – сосуд калориметра; 3 – рубашка калориметра; 4 – термометр; 5 – крышка

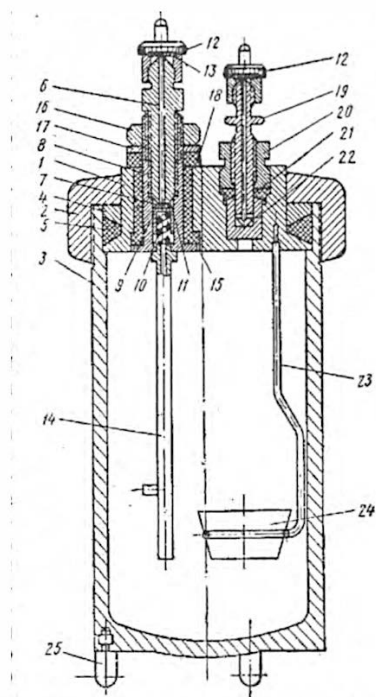


Рис. 2. Схема калориметрической бомбы:
1 – крышка; 2 – зажимное кольцо с накаткой;
3 – стакан; 4 – металлическое кольцо; 5 – резиновое кольцо; 6, 19 – штуцер; 7 – фторопластовая прокладка; 8 – корпус; 9 – цилиндрический клапан; 10 – пружина; 11 – алюминиевая прокладка; 12 – съемные колпачки; 13 – фторопластовая прокладка; 14 – электроконтактная трубка; 15 – эбонитовый изолятор; 16 – гайка; 17 – шайба; 18 – эбонитовая прокладка; 20 – сальниковая гайка; 21 – сальник; 22 – седло; 23 – токоведущий штифт; 24 – калориметрическая чашечка; 25 – ножка



а)



б)

Рис. 3. Общий вид калориметра (а) и калориметрической бомбы (б) для измерения теплоты сгорания ВЭМ

Перед проведением опытов образцы измеряли, взвешивали, после чего подготавливали их к посадке в бомбу калориметра. В сосуд калориметра наливали дистиллированную воду, опускали бомбу и измеряли температуру воды метастатическим термометром Бекмана (рисунок 4 а, б, в)), позволяющим получить высокую точность измерений. После чего осуществлялся поджиг и пошаговое измерение температуры воды в калориметре. Калибровка выполнялась путем сжигания эталонного твердого топлива баллистидного типа (порох Н) с известной теплотой сгорания [5] (таблица 2).

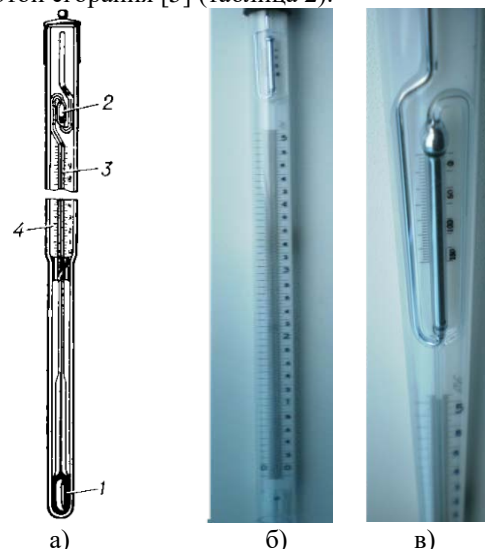


Рис. 4. Термометр Бекмана (а): 1 – резервуар; 2 – дополнительная камера; 3 – капилляр; 4 – основная шкала; (б), (в) – общий вид

Таблица 2. Результаты измерения теплоты сгорания эталонного ВЭМ (порох Н)

№	m , г	ΔT , К	$Q'_{\text{эт}}$, кал	$Q'_{\text{приб}}$, кал	$\Delta Q'$, кал	$Q_{\text{реал}}$, кал/г
1	2.520	0.76	2142	2621	479	862
2	2.400	0.72	2040	2483	443	847
3	2.416	0.73	2054	2518	463	856
4	2.349	0.70	1997	2414	417	836
Среднее					450	850

Для определенных по серии из четырех измерений величин $\Delta Q'$ и $Q_{\text{реал}}$ проведена математическая обработка результатов измерений [6], результаты которой показали достоверность полученных данных: с учетом рассчитанной поправки на теплообмен калориметрической установки с окружающей средой отличие измеренного значения теплоты сгорания пороха Н от значения составляет $\sim 0.02\%$.

Результаты

Таким образом, на основании результатов измерения теплоты сгорания эталонного ВЭМ получено значение поправки на теплообмен калориметрической установки с окружающей средой $\Delta \bar{Q}' = -450$ кал. Подставляя в (2) значения величин, соответствующие параметрам установки ($c_p \sim 1$ кал/г, $M = 3000$ г, $W = 449$ г, $\Delta \bar{Q}' = -450$ кал), получили

рабочую формулу для расчета теплоты сгорания исследуемых ВЭМ в следующем виде:

$$Q = \frac{c_p (M + W) \cdot \Delta T - \Delta \bar{Q}'}{m} = \frac{3449 \cdot \Delta T - 450}{m} \quad (3)$$

где $[\Delta T] = \text{K}$; $[M] = \text{г}$; $[Q] = \text{кал/г}$.

Результаты измерения теплоты сгорания исследуемых ВЭМ, полученные по двум опытам с использованием формулы (3), приведены в таблице 3.

Таблица 3 – Теплота сгорания образцов ВЭМ

№ образца ВЭМ	m , г	ΔT , К	$Q'_{\text{приб}}$, кал	Q , кал/г	\bar{Q} , кал/г
1.	2.250	0.87	3001	1134	1126
	2.065	0.80	2759	1118	
2.	1.720	0.81	2794	1363	1338
	1.917	0.86	2966	1312	
3.	1.410	0.83	2863	1711	1476
	2.250	0.94	3242	1240	
4.	1.880	0.98	3380	1559	1534
	2.079	1.04	3587	1509	
5.	1.797	0.84	2897	1362	1352
	2.004	0.91	3139	1342	

В таблице 4 полученные значения теплоты сгорания образцов ВЭМ приведены в Международной системе единиц (СИ).

Таблица 4 – Теплота сгорания образцов ВЭМ

Q , МДж/кг	№ образца ВЭМ					
	1	2	3	4	5	Эталон
	4.72	5.61	6.18	6.43	5.66	3.56

Заключение

Представлены методика и результаты экспериментального исследования энергетических характеристик твердотопливных композиций, содержащих

различные металлические добавки (TiB_2 , AlB_2 , AlB_{12} , Al , B). Описана методика, основанная на использовании водяного калориметра. Проведен сравнительный анализ влияния эффективности различных добавок на теплоту сгорания топлива по результатам проведенных экспериментов и расчетам термодинамических характеристик с использованием программного комплекса «Астра». Установлено, что теплота сгорания исследуемых ВЭМ превышает теплоту сгорания топлива баллистического типа на (30 ÷ 80) %, максимальный тепловой эффект достигается при сгорании ВЭМ, содержащего AlB_{12} (образец № 4). Данная работа требует дальнейшего продолжения для рассмотрения влияния других металлических добавок на энергетические характеристики образцов ВЭМ.

Работа проведена в рамках научного проекта № 8.2.46.2015, выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Шапиро Я.М. Теория ракетного двигателя на твердом топливе. / Я.М. Шапиро, Г.Ю. Мазинг, Н.Е. Прудников. – М.: Воениздат, 1966. – 256 с.
2. Разработка новых высокоэнергетических материалов (ВЭМ) и технических решений для перспективных схем гибридных двигателей космического назначения // Отчет о прикладных научных исследованиях (промежуточный, Этап 3) по теме «Разработка новых высокоэнергетических материалов (ВЭМ) и технических решений для перспективных схем гибридных двигателей космического назначения». – Томск: Томский государственный университет, 2015. – 110 с.
3. Годовская К.Н. Технический анализ. / К.Н. Годовская, Л.В. Рябина, Г.Ю. Новик, М.М. Гернер. – М.: Высшая школа, 1972. – 489 с.
4. Волков В.П. Сборник лабораторных работ по внутренней баллистике. / В.П. Волков, В.А. Кузьмин, Н.П. Медведева, Л.Н. Ревягин. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. – 152 с.
5. Бабичев А.П. Физические величины: Справочник. / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкин, А.М. Братковский и др. / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
6. Архипов В. А., Березиков А. П. Основы теории инженерно-физического эксперимента // Томск: издательство Томского политехнического университета. – 2008.

ЗАЖИГАНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ ПЕРЕМЕННЫМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

Н.Н. Золоторёв, А.Г. Коротких, В.Т. Кузнецов

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 36, стр. 27
E-mail: nikzolotorev@mail.ru

Изучение процесса зажигания конденсированных веществ обычно проводится в простейших условиях подвода тепла: это постоянство температуры или теплового потока на поверхности, то есть в так называемом «статическом режиме» [1-3]. В реальных условиях, как правило, зажигание осуществляется при переменных, зависящих от времени, значениях теплового потока. Формирование прогретого слоя в данном случае осуществляется в усложненных динамических условиях и существенно зависит от режима изменения теплового потока, то есть уменьшается или увеличивается внешний поток в период нагрева исследуемого образца [4].

Анализ динамических режимов зажигания в рамках тепловой теории проведен А.Г. Мержановым с сотрудниками [5, 6], которые показали, что процесс зажигания зависит от вида внешнего теплового потока. При нарастающем потоке влияние кинетических и теплофизических параметров на время зажигания существенно меньше, чем в случае постоянного или уменьшающегося со временем теплового потока. Экспериментальное исследование этого явления достаточно сложно в техническом исполнении и потому в доступной литературе количество опытных данных ограничено [7, 8]. Цель настоящей работы – экспериментальное определение влияния на процесс зажигания конденсированного вещества динамического режима подвода теплового излучения.

В качестве конденсированного вещества выбран пироксилин как наиболее изученное вещество с известными кинетическими и теплофизическими характеристиками [1, 2, 6]. Динамический режим теплового излучения моделировали путем перемещения исследуемого образца вдоль оптической оси радиационной печи «Уран-1» при заданных вольт-амперных параметрах ксеноновой лампы. Получены времена задержки зажигания пироксилина в условиях нагрева возрастающим и убывающим тепловым потоком в диапазоне от 1 Вт/см^2 до 25 Вт/см^2 .

Методика проведения экспериментов

Исследовали зажигание образцов пироксилина с добавлением 1 % сажи марки К-354. Сажу добавляли для снижения влияния оптических параметров источника нагрева. Диаметр и высота образцов составляли – 1 см, плотность – 1.45 г/см^3 . Опыты проводили с использованием оптической печи «Уран-1» (рис. 1), где источником излучения является ксеноновая лампа ДКСР-10000 [9, 10]. Исследовали влияние переменного теплового потока на время задержки зажигания пироксилина в среде

воздуха при атмосферном давлении. Момент зажигания определяли по появлению пламени у поверхности образца и фиксировали фотоэлектрическим методом.

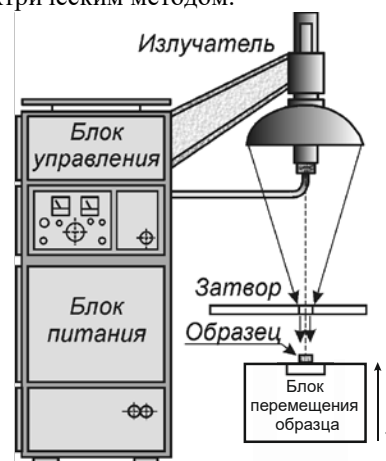


Рис. 1. Схема установки «Уран-1»

Динамический режим теплового потока обеспечивался путем перемещения исследуемого образца в период его нагрева световым потоком вдоль оптической оси эллиптического отражателя, установки «Уран-1». С этой целью использовали электромеханическое устройство, позволяющее перемещать исследуемый образец со скоростью 4.75 см/с . Метод расфокусированного положения образца, то есть смещение образца вдоль оптической оси установки относительно фокальной плоскости приводит к сглаживанию резко выраженного максимума в кривой распределения плотности лучистого потока в рабочем пятне, и одновременно к снижению уровня облученности [11]. Если образец удаляется от фокальной плоскости, то световой поток на поверхности образца снижается, а если движется в обратном направлении (к фокальной плоскости), то увеличивается. Таким образом, моделировался режим уменьшающегося или возрастающего теплового потока в процессе зажигания конденсированного вещества. Темп изменения теплового потока определялся скоростью передвижения образца и вольт-амперными характеристиками ксеноновой лампы. Существующая нестабильность в работе оптической печи усложняет методику проведения испытаний в условиях нагрева образца переменным тепловым потоком, так как возникают повышенные требования к точности определения среднего теплового потока за индукционный период зажигания конденсированного вещества. С целью уточнения функции распределения теплового

потока перед каждым измерением времени задержки зажигания пироксилина определяли плотность теплового потока в трех-четыре реперных точках на оптической оси установки. Плотность теплового потока измеряли с помощью микрокалориметра, установленного вместо исследуемого образца [9]. Погрешность измерения плотности теплового потока не превышала 6 %. По известной скорости перемещения образца вдоль оптической оси можно перейти от фиксированных расстояний ко времени и определить динамику изменения плотности теплового потока в данном опыте.

Результаты экспериментов

В режиме возрастающего теплового потока проведена серия опытов, которые отличались скоростью изменения плотности теплового излучения в процессе зажигания пироксилина. Результаты исследования приведены в табл. 1.

Таблица 1. Зажигание пироксилина при возрастающем тепловом потоке

Интервал, Вт/см ²	Функция теплового потока, $q(t)$	Время задержки зажигания, t_{ign} , с	Значение среднего теплового потока, Вт/см ²
1.78÷21.5	$1.78 \exp 1.71 \cdot t$	1.45 ± 0.01	7.88
1÷18	$0.987 \exp 1.66 \cdot t$	1.78 ± 0.06	6.04
0.4÷13	$0.51 \exp 1.25 \cdot t$	2.78 ± 0.08	4.51
0.16÷10	$0.21 \exp 1.27 \cdot t$	3.08 ± 0.04	2.80

Сравнение результатов зажигания пироксилина, полученных при возрастающем тепловом потоке, с опытными данными при постоянном потоке [1] приведено на рис. 2.

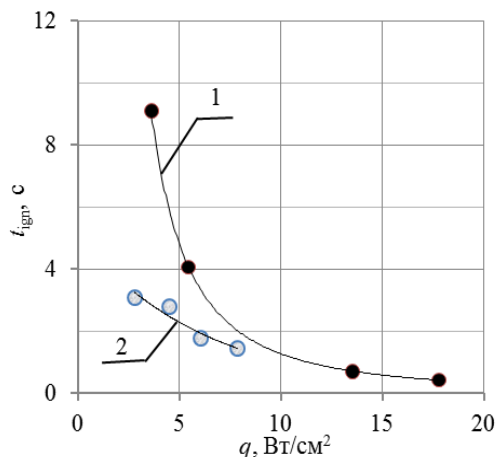


Рис. 2. Зажигание пироксилина при нагреве постоянным (1) и возрастающим (2) тепловым потоком

Видно, что в условиях возрастающего потока зажигание пироксилина происходит значительно быстрее, чем при постоянном потоке. Однако степень зависимости времени задержки от теплового потока для динамического режима практически вдвое ниже, чем для $q = \text{const}$, то есть следует ожидать, что при увеличении теплового потока более $\tilde{q} = 13$ Вт/см² разница во времени

задержки может оказаться в пределах ошибки эксперимента.

Изучение процесса зажигания пироксилина при нагреве убывающим тепловым потоком осуществляли путем перемещения исследуемого образца от фокальной плоскости вдоль оптической оси установки со скоростью 4.75 см/с.

По значению времени задержки и зависимости $q(t)$ определяли среднее значение теплового потока в данном опыте.

Проведена серия опытов при различных значениях теплового потока в фокальной плоскости в диапазоне $q = 10 \div 25$ Вт/см². Полученная зависимость времени задержки зажигания при убывающем тепловом потоке сопоставлена с опытными данными по зажиганию пироксилина в «статических» условиях ($q = \text{const}$) [1, 3]. Результаты сравнения приведены на рис. 3.

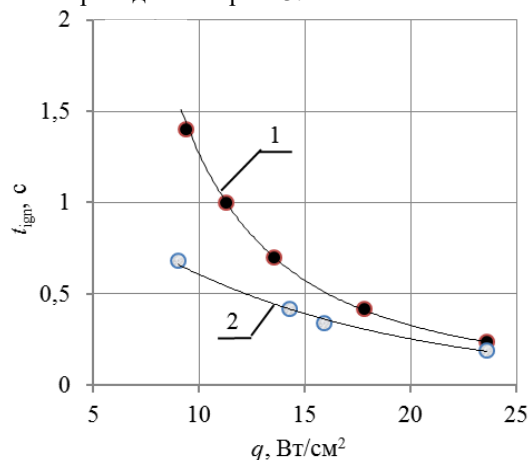


Рис. 3. Зажигание пироксилина при нагреве постоянным (1) и убывающим (2) тепловым потоком

Из приведенных на рис. 3 данных видно, что в исследованном диапазоне тепловых потоков времена задержки зажигания пироксилина при убывающем потоке меньше, чем времена зажигания, полученные при постоянном тепловом потоке, причем, чем ниже тепловые потоки, тем выше разница во времени задержки. Аналогичная картина наблюдается при зажигании пироксилина в условиях возрастающего теплового потока рис. 2, то есть можно утверждать, что при относительно низких тепловых потоках зажигание пироксилина в динамических условиях происходит быстрее, чем в статических

Характерно, что при одном и том же тепловом потоке (в данных опытах при $q \approx 9$ Вт/см²) самое низкое значение времени задержки $t = 0.68$ с. наблюдается при убывающем тепловом потоке, а самое высокое $t = 1.55$ с. при постоянном потоке. Повидимому, это объясняется достаточно высокой скоростью нагрева поверхности образца в начале индукционного периода до «температуры зажигания», появлением пламени и последующего формирования стационарного прогретого слоя.

Повышенную воспламеняемость пироксилина при возрастающем тепловом потоке по сравнению с

$q=\text{const}$ трудно объяснить исходя из существующих механизмов зажигания конденсированных веществ. Возможно, причина появления таких результатов связана со способом формирования переменного теплового потока на установке «Уран-1», когда тепловой поток меняется за счет передвижения образца вдоль оптической оси и за счет изменения интенсивности излучения лампы при постоянной скорости передвижения образца.

Заключение

Представлены результаты экспериментального исследования зажигания пироксилина при нагреве убывающим и возрастающим потоком излучения в диапазоне $1\div 25$ Вт/см². Проведено сравнение времен задержки зажигания при нагреве образцов пироксилина переменным и постоянным тепловым потоком. Сравнение динамического и статического режима подвода тепла выполнено по среднему значению теплового потока за индукционный период зажигания. Полученные данные позволяют утверждать, что воспламеняемость пироксилина в динамических условиях нагрева выше, чем в статических. Физическая интерпретация полученных результатов требует дополнительных исследований.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

Литература

1. Михеев В.Ф., Хлевной С.С. О зажигании пироксилина // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 2. С. 176-181.
2. Штейнберг А.С., Улыбин В.В., Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. О зажигании конденсированных веществ в

условиях постоянства температуры на поверхности // ИФЖ. 1966. Т. 10, № 4. С. 482-486.

3. Вилунов В.Н., Кузнецов В.Т., Скорик А.И. Воспламенение пироксилина световым потоком высокой интенсивности // Горение и взрыв. М.: Наука, 1977. - С. 278-281.

4. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Рычков А.Д. Зажигание и гашение гомогенных энергетических материалов световым импульсом // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 1. С. 80-88.

5. Merzhanov A.G., Averson A.E. The present state of the thermal ignition theory. An invited review. Combust and Flame, 1971. V. 16, № 1. P. 89-124.

6. Розенбанд В.И., Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. Зажигание конденсированных веществ конвективным потоком средней интенсивности в динамических условиях // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 2. С. 171-175.

7. Еналиев Р.Ш., Матеосов В.А., Синаев К.И., Диновецкий Б.Д., Гаинутдинов Р.Ш. Экспериментальное исследование процесса зажигания конденсированных веществ при динамических условиях подвода лучистой энергии // Физика горения и методы ее исследования. 1973. С. 80-86.

8. Yang L.Z., Guo Z.F., Chen X.J., Fan W.C. Predicting the Temperature Distribution of Wood Exposed to a Variable Heat Flux // Combustion Science and Technology. 2006. 178:12, 2165-2176.

9. Архипов В.А., Бондарчук С.С., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Громов А.А., Волков С.А., Ревягин Л.Н. Влияние дисперсности алюминия на характеристики зажигания и нестационарного горения гетерогенных конденсированных веществ // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 5. С. 148-159.

10. Лопатина Г.Г., Сасоров В.П., Спицын Б.В., Федосеев Д.В. Оптические печи. М.: Металлургия. 1969. 215 с.

11. Архипов В.А., Зарко В.Е., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Раздобреев А.А. Способ определения характеристик зажигания образцов высокоэнергетических материалов лучистым тепловым потоком. Патент РФ № 2569641, Опул. 27.11.2015 Бюл. №33.

СХЕМА ГРД С КОМБИНИРОВАННЫМ ЗАРЯДОМ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА

Н.Н. Золоторёв, В.А. Архипов, С.С. Бондарчук

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина 36, стр. 27

E-mail: nikzolutorev@mail.ru

Гибридный ракетный двигатель (ГРД) относится к классу двигательных установок на комбинированном топливе и включает заряд твердого горючего материала (ТГМ), горящего в потоке газообразного или распыленного жидкого окислителя [1]. В настоящее время ГРД в качестве силовых установок серийных летательных аппаратов практически не используются. В связи с интенсификацией космических программ в последнее десятилетие возрос объем публикаций в области исследования рабочих процессов в гибридных схемах ракетных двигателей [2–5]. Это связано с тем, что ГРД обладает рядом преимуществ по сравнению с классическими схемами жидкостного (ЖРД) и твердотопливного (РДТТ) ракетных двигателей.

По сравнению с ЖРД гибридный двигатель обладает простотой конструкции, отсутствием сложной системы охлаждения камеры сгорания, низкой стоимостью и коротким циклом производства. По сравнению с РДТТ – низкой стоимостью компонентов топлива и отсутствием взрывчатых веществ в составе ТГМ, нечувствительностью к дефектам твердотопливного заряда (наличию трещин или раковин), более высокими значениями удельного импульса тяги, возможности регулирования тяги и многократного включения.

Отмеченные преимущества позволяют использовать ГРД в качестве космических двигательных установок разного назначения – от тяговых двигателей первых ступеней ракет до регулируемых двигателей систем ориентации, управления, мягкой посадки и др. Для практической реализации данного класса двигателей необходимо обеспечить высокие энергетические характеристики ГРД, позволяющие снизить стоимость запуска и вывода на орбиту космических аппаратов.

Одним из недостатков конструкции ГРД является неравномерность выгорания заряда по его длине. Из-за расходования окислителя на реакцию горения плотность потока окислителя непостоянна вдоль поверхности топливного канала. Наиболее интенсивное горение происходит в области переднего торца заряда, а в области ниже по потоку параллельно с реакцией горения происходит высокотемпературная эрозия канала. При этом из-за недостатка окислителя возможен унос непрореагировавшего горючего. Все это приводит к снижению удельного импульса тяги за счет неполного сгорания топливной смеси.

Рассмотрим характеристики горения ТГМ в гибридной двигательной установке, прямой схемы. Скорость газификации твердотопливного заряда ГРД (линейная скорость горения) определяется

степенной зависимостью от плотности потока окислителя [1]:

$$u = ay^v, \quad (1)$$

где $y = \rho_w w$ – плотность потока окислителя; ρ, w – плотность и скорость окислителя вдоль оси канала; a, v – эмпирические константы.

Уравнение закона сохранения массы окислителя по длине заряда при квазистационарном течении имеет вид:

$$\frac{d}{dx}(yS) = -\Pi \alpha \rho_m a y^v, \quad (2)$$

где x – длина канала ($0 < x < L$); S, Π – площадь проходного сечения и периметр осевого канала; α – отношение массы окислителя, поступающего из потока, к массе твердого горючего в процессе горения.

В предположении постоянства S и Π ($S = \text{const}, \Pi = \text{const}$) уравнение (2) сводится к виду:

$$\frac{dy}{dx} = -By^v, \quad (3)$$

где

$$B = \frac{\Pi \alpha \rho_m a}{S} = \text{const}.$$

Интеграл уравнения (3) имеет вид:

$$y(x) = \left[y_0^{1-v} - B(1-v)x \right]^{\frac{1}{1-v}}, \quad (4)$$

где $y_0 = \rho_0 w_0 = G_0 / S$ – плотность потока окислителя на входе в канал; G_0 – массовый секундный расход окислителя на входе в канал.

Уравнение (4) представим в виде:

$$y(x) = (y_0^{1-v} - Ax)^{\frac{1}{1-v}}, \quad (5)$$

где

$$A = B(1-v) = \frac{\Pi \alpha \rho_m a}{S}(1-v) = \text{const}. \quad (6)$$

Из уравнения (5) следует, что плотность потока окислителя монотонно уменьшается по длине осевого канала (с ростом x) за счет его расходования в процессе горения.

При определенных условиях, если в уравнении (5)

$$y_0^{1-v} \leq Ax, \quad (7)$$

процесс горения вообще прекращается из-за полного расходования окислителя в потоке.

В результате снижения плотности потока окислителя $y(x)$ по длине канала скорость горения твердотопливного заряда неравномерна по его длине; в ряде случаев – при выполнении неравенства (7) – скорость горения снижается до нуля (горение прекращается).

Снижение содержания окислителя в потоке приводит к неполноте сгорания топлива в ГРД и,

следовательно, к снижению энерготяговых характеристик двигателя.

Уравнение (5), определяющее распределение плотности потока окислителя по длине канала, для канала в форме кругового цилиндра имеет вид ($\Pi = 2\pi r$, $S = \pi r^2$):

$$y(x) = \left[\left(\frac{G_o}{\pi r^2} \right)^{1-\nu} - \frac{2\alpha \rho_m a}{r^2} (1-\nu)x \right]^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (8)$$

Скорость горения твердотопливного заряда по длине канала определяется уравнением:

$$u(x) = a[y(x)]^\nu = \left[\left(\frac{G_o}{\pi r^2} \right)^{1-\nu} - \frac{2\alpha \rho_m a}{r^2} (1-\nu)x \right]^{\frac{\nu}{1-\nu}}. \quad (9)$$

Для оптимизации заряда предлагается в состав твердого топлива наряду с горючими компонентами (горючее–связующее и порошок алюминия) вводить дополнительно твердый окислитель – перхлорат аммония. При этом твердый окислитель распределяется по длине заряда таким образом, чтобы уменьшающаяся по длине канала плотность потока окислителя $y(x)$ компенсировалась введенным в состав твердотопливного заряда твердого окислителя [6].

Для определения закона распределения твердого окислителя по длине заряда рассмотрим осевое распределение величины несгоревшей массы горючего

$$\Delta m(x) = m_o - m(x),$$

где m_o , $m(x)$ – масса сгоревшего в единицу времени на единице длины заряда твердого горючего в начальном сечении канала ($x=0$) и в его произвольном сечении ($0 < x \leq L$).

С учетом того, что

$$m_o = \Pi \rho_m a y_o^\nu, \quad m(x) = \Pi \rho_m a y^\nu(x),$$

получим:

$$\Delta m(x) = \Pi \rho_m a [y_o^\nu - y^\nu(x)]. \quad (10)$$

Подставляя в (10) выражение для $y(x)$ из (5), получим:

$$\Delta m(x) = \Pi \rho_m a \left[y_o^\nu - (y_o^{1-\nu} - Ax)^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right]. \quad (11)$$

Путем несложных алгебраических преобразований уравнение (11) можно привести к виду:

$$\Delta m(x) = \Pi \omega_o \left[1 - \left(1 - \frac{Ax}{y_o^{1-\nu}} \right)^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right]. \quad (12)$$

где $\omega_o = \rho_m a y_o^\nu$ – массовая скорость горения твердого топлива.

Подставляя в (12) выражения для A из (6) и $y_o = G_o/S$ получим:

$$\Delta m(x) = \Pi \omega_o \left\{ 1 - \left[1 - \alpha \Pi (1-\nu) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right\}. \quad (13)$$

В соответствии с уравнением (13) несгоревшая масса горючего $\Delta m(x)$ монотонно увеличивается по длине заряда (с ростом x).

Для полного сгорания горючих компонентов твердотопливного заряда, предлагается вводить твердый окислитель в состав самого заряда, причем количество вводимого окислителя должно быть пропорционально величине несгоревшей массы горючих компонентов твердотопливного заряда $\Delta m(x)$.

Из (13) следует уравнение для соотношения массы окислителя $m_{ок}$ и горючего $m_{гор}$ в составе твердотопливного заряда, обеспечивающего полноту сгорания горючих компонентов по всей длине заряда:

$$f(x) = \frac{m_{ок}(x)}{m_{гор}(x)} = \beta \left\{ 1 - \left[1 - \alpha \Pi (1-\nu) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right\}, \quad (14)$$

где β – удельный расход окислителя, входящего в состав заряда, необходимого для полного сгорания горючих компонентов твердотопливного заряда (кг/кг).

Массовая доля окислителя в твердотопливном заряде (отношение массы окислителя к суммарной массе топлива) определяется уравнением

$$z(x) = \frac{f(x)}{1 + f(x)}$$

в котором $f(x)$ определяется из уравнения (14). При этом получим:

$$z(x) = \frac{\beta \left\{ 1 - \left[1 - \alpha \Pi (1-\nu) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right\}}{1 + \beta \left\{ 1 - \left[1 - \alpha \Pi (1-\nu) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{\nu}{1-\nu}} \right\}}, \quad (15)$$

При распределении содержания окислительного компонента по длине твердотопливного заряда ГРД в соответствии с уравнением (15) обеспечивается стехиометрическое соотношение горючего и окислителя (содержащегося в потоке и в составе заряда) по всей длине заряда. Тем самым обеспечивая равномерность и полноту сгорания топливных компонентов ГРД и, следовательно, высокие энерготяговые характеристики двигателя.

Рассмотрим горение рассматриваемой композиции ТГМ при введении в нее твердого окислителя, в качестве которого используется перхлорат аммония.

Окислитель – перхлорат аммония (ПХА) – NH_4ClO_4 .

Эквивалентные формулы отдельных компонентов и топливной композиции в целом приведены в табл. 1.

Таблица 1. Эквивалентные формулы компонентов

Вещество	Эквивалентная формула
ПХА	$\text{N}_{8.511}\text{H}_{39.043}\text{Cl}_{18.511}\text{O}_{34.043}$
Алюминий	$\text{Al}_{37.064}$
ГСВ	$\text{C}_{73.402}\text{H}_{117.443}$
ТГМ	$\text{C}_{6.489}\text{H}_{40.884}\text{Al}_{0.578}\text{Cl}_{7.626}\text{O}_{30.502}\text{N}_{7.626}$

Компонентный состав ТГМ на основе ПХА приведен в табл. 2.

Таблица 2. Компонентный состав ТГМ

Компонент	ГСВ	Al	ТГМ	ПХА
Содержание, мас. %	8.8	1.6	10.4	89.6

Для полного сгорания 1 кг ТГМ необходимо 8.61 кг ПХА ($\beta = 8.61$ кг/кг).

Для обеспечения равномерного горения твердотопливного заряда по всей длине в его состав вводят твердый окислитель – ПХА.

Уравнение (15), определяющее массовую долю окислителя в твердотопливном заряде, для цилиндрического канала имеет вид:

$$z(x) = \frac{\beta \left\{ 1 - \left[1 - 2\pi r \alpha (1-v) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{v}{1-v}} \right\}}{1 + \beta \left\{ 1 - \left[1 - 2\pi r \alpha (1-v) \frac{\omega_o}{G_o} x \right]^{\frac{v}{1-v}} \right\}} \quad (16)$$

Распределения массовой доли окислительного компонента по длине заряда, рассчитанные по уравнению (16), приведены на рис. 1.

Из приведенного графика следует, что содержание окислительного компонента в составе твердотопливного заряда должно монотонно увеличиваться от нуля (в головном сечении заряда) до максимального значения ($z = 0.465$ – для ПХА). При таком распределении компонента горение заряда вдоль оси канала происходит равномерно, что обеспечивает высокую полноту сгорания.

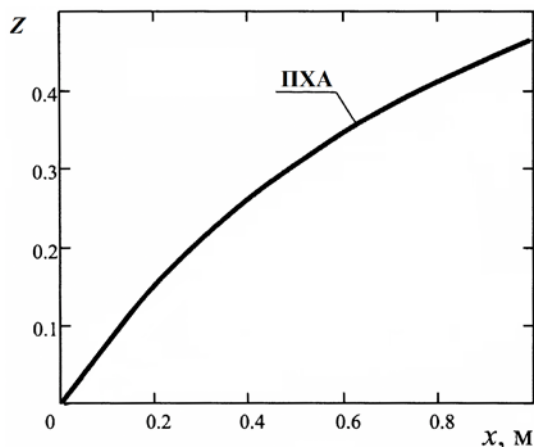


Рис. 1. Распределения массовой доли окислительного компонента по длине заряда

Выводы

Таким образом, гибридный ракетный двигатель обеспечивает достижение технического результата – равномерность и высокую полноту сгорания твердотопливного заряда, и, соответственно, высокие значения удельной тяги двигателя.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы», соглашение № 14.578.21.0034, уникальный идентификатор ПНИ RFMEFI57814X0034.

Список литературы.

1. Головков Л.Г. Гибридные ракетные двигатели. М.: Воениздат, 1976. – 168с.
2. Chiaverini V.J., Kuo K.K. Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion. Volume 218 of AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics. – AIAA, USA, 2007. – 648 p.
3. Губертов А.М., Миронов В.В., Голлендер Р.Г. и др. Процессы в гибридных ракетных двигателях. М.: Наука, 2008. – 405 с.
4. Патент РФ № 2359145, МПК F02K 9/72. Гибридный ракетный двигатель / А.М. Губертов, В.В. Миронов, Р.Г. Голлендер, Н.А. Давыденко, Н.Н. Волков, С.М. Цацев; опубл. 20.06.2009 г, бюл. № 17.
5. Патент РФ № 2070652, МПК F02K 9/08. Гибридный ракетный двигатель / В.Н. Виноградов, А.Г. Стаценко, Ю.Г. Лобанов, А.Л. Михейчик, А.Г. Нятин; опубл. 20.12.1996 г.
6. Патент РФ № 2569960, МПК F02K 9/72. Гибридный ракетный двигатель / В.А. Архипов, С.С. Бондарчук, А.Б. Ворожцов, А.С. Жуков, Б.В. Певченко, Л.А. Савельева; опубл. 10.12.2015 г, бюл. № 34.
7. Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В. Конструкция и проектирование ракетных двигателей твердого топлива. М.: Машиностроение, 1987. – 328 с.
8. Соркин Р.Е., Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе. М.: Наука, 1967. – 368 с.

АЛГОРИТМ РАСЧЕТА СТАЦИОНАРНОЙ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ, ОСНОВАННЫЙ НА ВАРИАЦИОННЫХ ПРИНЦИПАХ ТЕРМОДИНАМИКИ НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССОВ

А. И. Карпов, А. В. Кудрин

Институт механики Уральского отделения РАН
426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34
E-mail: karpov@udman.ru

Расчет стационарной скорости распространения пламени по смеси предварительно перемешанных газов является классической задачей теории горения (например [1, 2]), имеющей многолетнюю историю, общепризнанные и устоявшиеся теоретические положения, апробированные методики расчетов, результаты которых согласуются с данными многочисленных экспериментальных исследований. Отметим, тем не менее, что математическая постановка рассматриваемой задачи представляет собой систему существенно нелинейных дифференциальных уравнений, численное решение которых основано на привлечении тех или иных итерационных алгоритмов, конкретная реализация которых всегда (или почти всегда) оставляет пути для их дальнейшего совершенствования.

Стационарный режим распространения пламени предполагает возможность получения формулировки задачи в стационарных уравнениях, записанных в подвижной системе координат, связанной с фронтом пламени, движущемся с постоянной скоростью. Исходя из предположения (интуитивно, вполне разумного), что переход от дифференциального уравнения в частных производных к обыкновенному дифференциальному уравнению приводит к упрощению (и потенциальному ускорению) процесса получения его численного решения, рассмотрим стационарную постановку задачи. Модель одномерного распространения пламени в бинарной газовой смеси (реагент → продукт) с учетом одной макро-реакции горения, а также постоянных и равных для обоих компонентов теплофизических свойств, представляется следующими уравнениями переноса:

$$Cm \frac{dT}{dx} = \lambda \frac{d^2T}{dx^2} + Q\rho W, \quad (1)$$

$$\dot{m} \frac{dc_1}{dx} = \rho D \frac{d^2c_1}{dx^2} - \rho W, \quad (2)$$

где T – температура, c_1 – концентрация исходного реагента, D – коэффициент диффузии, C – теплоемкость, λ – коэффициент теплопроводности, Q – теплота реакции, \dot{m} – массовая скорость распространения пламени. Плотность ρ определяется уравнением состояния

$$\rho = p/RT, \quad (3)$$

где давление p полагается постоянным. Скорость химической реакции горения определяется законом Аррениуса

$$W = c_1 k \exp(-E/R_0 T). \quad (4)$$

Здесь R – удельная газовая постоянная R_0 – универсальная газовая постоянная, k – предэкспоненциальный множитель, E – энергия активации.

Граничные условия для адиабатического пламени имеют вид:

$$x = -\infty: T = T_0, c_1 = 1, \quad (5)$$

$$x = \infty: \frac{dT}{dx} = 0, \frac{dc_1}{dx} = 0, \quad (6)$$

$$x = -\infty: \frac{dT}{dx} \rightarrow 0, \frac{dc_1}{dx} \rightarrow 0. \quad (7)$$

Система уравнений (1)-(2) с граничными условиями (5)-(7) интегрируется с получением соотношений для адиабатической температуры пламени

$$x = \infty: T_f = T_0 + Q/C, \quad (8)$$

и массовой скорости распространения пламени

$$\dot{m} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho W dx. \quad (9)$$

При значении числа Льюиса $Le = \rho DC/\lambda = 1$, имеет место подобие между температурой и концентрацией, уравнение (2) преобразуется к соотношению

$$c_1 = (T_f - T)/(T_f - T_0), \quad (10)$$

а постановка задачи сводится к одному уравнению (1) для температуры с соответствующими граничными условиями из (5)-(7).

Таким образом, имеются три граничных условия для уравнения второго порядка с собственным параметром. Общепринятый алгоритм решения данной задачи представляет собой следующую итерационную процедуру (например [3, 4]):

1. Имеется некоторое приближение для функции $T_n^{(k)}(x)$ и параметра $m^{(k)}$.

2. Проводится внутренний итерационный процесс для решения уравнения

$$Cm^{(k)} \frac{dT_{n+1}^{(k)}}{dx} = \lambda \frac{d^2T_{n+1}^{(k)}}{dx^2} + Q\rho(T_n^{(k)})W(T_n^{(k)}),$$

соответствующего (1), при некотором значении $m^{(k)}$ до получения сходящегося решения $T_{n+1}^{(k)} \rightarrow T_n^{(k)}$.

3. По полученному распределению $T_{n+1}^{(k)}(x)$ из интеграла (9) определяется следующее приближение

для скорости распространения пламени:

$$m^{(k+1)} = \int_0^L \rho(T_{n+1}^{(k)}) W(T_{n+1}^{(k)}) dx.$$

4. Проводится внешний итерационный процесс до получения сходящегося решения $m^{(k+1)} \rightarrow m^{(k)}$.

Представленный алгоритм есть реализация метода простой итерации и вполне естественно, что современные подходы используют более совершенные методики к решению рассматриваемой задачи. Так, на основе гибридной схемы [5-7], использующей решение нестационарных уравнений на начальных итерациях и метод Ньютона при приближении к искомому решению, разработан известный пакет PREMIX [8, 9], являющийся в настоящее время универсальным и широко используемым (например, [10, 11]) для расчета стационарной скорости распространения пламени по перемешанной газовой смеси.

Отдельного рассмотрения требует задание начального приближения на первой итерации, от которого во многом зависит успешность решения всей задачи. Более того, отметим, что подход, предлагаемый в данной работе, показал свою продуктивность именно при получении решения на начальных итерациях. Исходя из каких-либо соображений, задается некоторое значение для толщины зоны реакции, внутри которой задается профиль температуры, изменяющийся от T_0 до T_f (обычно достаточно линейного распределения [5]). Далее, из уравнений (3)-(4) и (9) вычисляются необходимые начальные приближения для начала реализации представленного выше алгоритма на шаге 1 для первой итерации.

Таким образом, можно полагать, что методы решения представленной задачи известны и хорошо апробированы. Тем не менее, при рассмотрении данной стационарной постановки, некоторых исследователей (в том числе, авторов настоящей работы) не покидает стремление использовать для поиска стационарного решения привлечение какого-нибудь вариационного принципа. Исходная точка для этого, в общем, известна – основы термодинамики необратимых процессов [12, 13]. Не вдаваясь в многочисленные доказательства неприменимости подходов линейной неравновесной термодинамики к анализу нелинейных диссипативных систем, обозначим основную предпосылку: мы не ставим своей целью формулировку потенциала, уравнения Эйлера-Лагранжа для которого были бы идентичны дифференциальной постановке, а сосредоточимся на поиске возможных практических вычислительных преимуществ вариационной постановки, при этом необязательно строгих.

Отождествляя стационарный режим распространения пламени со стационарным состоянием неравновесной термодинамической системы, в которой происходят необратимые процессы (здесь – химическая реакция и теплопроводность), в работе [14] проведены расчеты производства энтропии в системе, показавшие, что

истинное значение скорости распространения пламени (соответствующее соотношению (9)) вполне согласуется с значением, соответствующем минимальному производству энтропии. Далее [15-18] были проведены параметрические исследования, закономерностей стационарного распространения пламени в широком диапазоне теплофизических характеристик и конфигураций. На основании этих расчетов и результатов других авторов [19, 20] можно сделать вывод, что состояние с минимальным производством энтропии адекватно (всегда качественно и, в большинстве рассмотренных случаев, количественно) согласуется со стационарным распространением пламени.

Однако, упомянутые выше достижения не дают каких-либо преимуществ в применении термодинамических вариационных принципов для получения известного решения поставленной задачи. Следующим шагом стало рассмотрение обобщенного термодинамического функционала [21], позволяющего его прямое дифференцирование относительно искомого стационарной скорости распространения пламени, взятой как отдельной независимой переменной. Результатом данного анализа является следующее соотношение для скорости распространения пламени:

$$m = \frac{1}{C \ln(T_f/T_0)} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\lambda}{T^2} \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 + \frac{Q}{T} \rho W \right) dx. \quad (11)$$

Данный интеграл имеет сходство с уравнением (9), при этом очевидно, что появилось дополнительное первое слагаемое в подинтегральном выражении, связанное с учетом теплового потока в зоне реакции. Проведенные расчеты [22, 23] показали, что эффект данного фактора весьма продуктивно позволяет достигнуть лучшей сходимости итерационного процесса на первых итерациях. На рис. 1-2 представлены результаты расчетов для некоторой модельной смеси перемешанной газовой смеси с исходными данными [15]. Значение стационарной скорости распространения пламени для этих данных составляет $m = 1.46 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$.

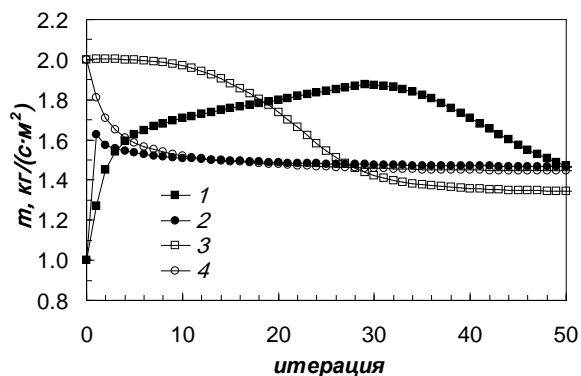


Рис. 1. Сходимость итерационного решения по скорости распространения пламени.

1 – алгоритм 1, $m^0 = 1.0$, 2 – алгоритм 2, $m^0 = 1.0$, 3 – алгоритм 1, $m^0 = 2.0$, 4 – алгоритм 2, $m^0 = 2.0$.

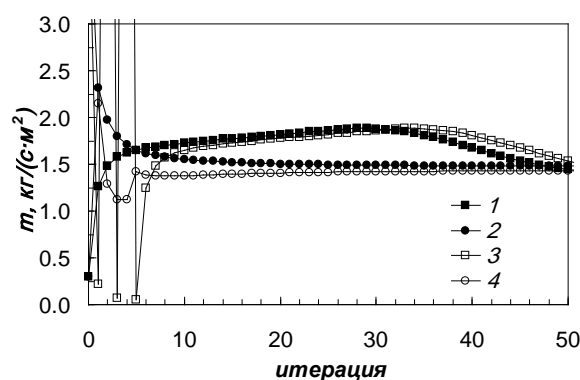


Рис. 2. Сходимость итерационного решения по скорости распространения пламени.

1 – алгоритм 1, $m^0 = 0.3$, 2 – алгоритм 2, $m^0 = 0.3$,
3 – алгоритм 1, $m^0 = 4.5$, 4 – алгоритм 2, $m^0 = 4.5$.

Здесь под алгоритмом 1 понимается использование уравнения (9), под алгоритмом 2 – уравнения (11). Очевидно, что предлагаемый алгоритм (круглые символы) на первых итерациях показывают лучшую сходимость, причем, чем дальше от точного решения, тем лучше (начальное приближение по данным рис. 1 заметно ближе к точному решению, чем рис. 2). Более того, данные рис. 2 построены на начальном приближении, заведомо далеким от истинного.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00110_а).

Литература

1. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967. 491 с.
2. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
3. Smooke M.D., Miller J.A., Kee R.J. Determination of adiabatic flame speeds by boundary value methods // Combustion Science and Technology. 1983. V.34. P.79-90.
4. Басевич В.Я., Беляев А.А., Новожилов Б.В., Посвянский В.С. Численное исследование ламинарного распространения пламени для определения физико-химических характеристик горючей смеси // «Горение гетерогенных и газовых систем», Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву, Черногловка: Институт химической физики АН СССР. 1986. С. 8-11.
5. Smooke M.D. The computation of laminar flames // Proceedings of the Combustion Institute. 2013. V.34, P. 65–98.
6. Smooke M.D. Solution of burner stabilized premixed laminar flames by boundary value methods // Journal of Computational Physics. 1982. V. 48. P.72-105.
7. Grcar J.F., Kee R.J., Smooke M.D., Miller J.A. A hybrid Newton/time integration procedure for the solution of steady, laminar, one-dimensional, premixed flames // Proceedings of 21st International Symposium on Combustion. 1986. P.1773-1782.
8. Kee R.J., Grcar J.F., Smooke M.D., Miller J.A., Meeks E. A Fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames, Report No. SAND85-8240, Sandia National Laboratories, Livermore, CA, 1985.
9. PREMIX: A program for modeling steady, laminar, one-dimensional premixed flames, PRE-036-1, CHEMKIN Collection Release 3.6, Reaction Design, September 2000.
10. Zhang Y., Shen W., Fan M., Zhang H., Li S. Laminar flame speed studies of lean premixed H₂/CO/air flames // Combustion and Flame. 2014. V.161. P.2492-2495.
11. Wang J., Huang Z., Kobayashi H., Ogami Y. Laminar burning velocities and flame characteristics of CO-H₂-CO₂-O₂ mixtures // International Journal of Hydrogen Energy/ 2012, V.37. P.19158-19167.
12. Пригожин И. Введение в термодинамику необратимых процессов. М.: ИЛ, 1960. 314 с.
13. де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
14. Карпов А.И., Булгаков В.К. Об одном нетрадиционном алгоритме расчета скорости распространения пламени // Физика горения и взрыва. 1990. Т.26. №5. С.137-138.
15. Karpov A.I. Minimal entropy production as an approach to the prediction of stationary rate of flame propagation // Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics. 1992. V.17. No.1, P.1-9.
16. Karpov A.I., Galat A.A., Bulgakov V.K. Prediction of the steady flame spread rate by the principle of minimal entropy production // Combustion Theory and Modelling. 1999. V.3, No.3. P.535-546.
17. Karpov A.I., Bulgakov V.K., Novozhilov V. Quantitative estimation of relationship between the state with minimal entropy production and the actual stationary regime of flame propagation // Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics. 2003. V.28. No.3. P.193-205.
18. Карпов А.И., Галат А.А., Булгаков В.К. К обобщению расчетов стационарной скорости распространения диффузионного пламени по поверхности горючего материала // Инженерно-физический журнал. 2007. Т.80. №3. С.103-111.
19. Сабденов К.О., Постников С.Н. К теории ламинарного пламени (сообщение I) // Физика горения и взрыва. 1993. Т.29. №1. С.42-46.
20. Герасев А.П. Неравновесная термодинамика автоволновых процессов в слое катализатора // Успехи физических наук. 2004. Т.174. №10. С. 1061-1087.
21. Кудрин А.В., Карпов А.И. Вариационная формулировка задачи о расчете стационарной скорости распространения пламени на основе обобщенного термодинамического функционала // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2011. №4. С.80-85.
22. Карпов А.И., Кудрин А.В. К расчету стационарной скорости распространения пламени: применение принципов термодинамики необратимых процессов // Химическая физика и мезоскопия. 2012. Т.14. № 1. С.5-11.
23. Карпов А.И., Кудрин А.В. Вариационная формулировка задачи о расчете стационарной скорости распространения пламени на основе обобщенного термодинамического функционала // Компьютерные исследования и моделирование. 2013. Т.5. № 5. С.799-804.

ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ И ГОРЕНИЯ ВЭМ С ПОРОШКАМИ МЕТАЛЛОВ

А. Г. Коротких^{1,2}, И. В. Сорокин¹, Е. А. Селихова¹, Н. Н. Золоторев²

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

²Национальный исследовательский Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: korotkikh@tpu.ru

Процессы зажигания и горения высокоэнергетических материалов (ВЭМ) с ультрадисперсными порошками (УДП) металлов интенсивно исследуются в ряде стран [1–5], т.к. добавки УДП металлов могут существенно модифицировать основные характеристики горения смесевых твердых топлив. Так, например, заменой порошка алюминия марок АСД со средним диаметром частиц 4–10 мкм в составе ВЭМ на ультрадисперсный со средним диаметром частиц 0.1–0.2 мкм можно достичь увеличения линейной скорости горения ВЭМ на порядок. При этом химический состав топлива остается неизменным, т.е. УДП металлов играют роль модификаторов скорости горения. Одновременно, добавки УДП металлов позволяет существенно улучшить характеристики зажигания ВЭМ [6–8].

Одним из способов увеличения характеристик горения ВЭМ является использование в составе смесевых твердых топлив катализаторов горения или порошков металлов и их оксидов. Целью данной работы является определение возможных добавок порошков металла в ВЭМ, позволяющих увеличить основные параметры горения топлива и снизить количество, размер частиц конденсированных продуктов сгорания.

Для определения круга возможных добавок металлов и их эффективности использования с помощью программы термодинамического расчета Терра [9] проведена серия расчетов параметров горения и равновесного состава конденсированных продуктов сгорания (КПС) на примере модельного состава ВЭМ, содержащего 64.6 масс. % перхлората аммония (ПХА), 19.7 масс. %

бутадиенового каучука и 15.7 масс.% порошка алюминия различной дисперсности. В расчетах дисперсность порошка алюминия варьировалась, при этом массовая доля активного алюминия в составе используемых порошков алюминия (марок АСД и Alex) изменялась от 0.85 до 0.99 в зависимости от размера частиц (марки порошка). На основе анализа результатов проведенных экспериментальных исследований по горению ВЭМ, опубликованных в открытой литературе, в качестве добавок были отобраны порошки металлов: бора, магния, титана, железа, меди, циркония, бориды алюминия и алюмино-магниевого сплава. Первоначальное окисление используемых металлических добавок считалось равным нулю, а массовое отношение компонентов в рассматриваемых сплавах принималось равным для $Al/B = 0.55/0.45$ и $Al/Mg = 0.50/0.50$. Также предполагалось, что добавки металлов вводятся в модельный состав ВЭМ путем частичной или полной замены порошка алюминия.

В табл. 1. приведены значения энтальпии I , температуры горения T_{ad} модельного состава ВЭМ, равновесного показателя адиабаты k , молекулярной массы газообразных продуктов сгорания μ , коэффициента избытка окислительных элементов α . Для газодинамической степени расширения потока использовали отношение давлений в камере сгорания и на срезе сопла $p_c/p_a = 4.0/0.1$ МПа. Также здесь приведены значения скорости истечения продуктов сгорания w и пустотного удельного импульса J .

Таблица 1. Характеристики горения ВЭМ с порошками металлов

ВЭМ с порошком металла	I , кДж/кг	T_{ad} , К	k	μ , г/моль	α	w , м/с	J , м/с
В*	-1841	2215	1.210	19.09	0.33461	2228	2482
Mg*	-1841	2603	1.171	18.395	0.42210	2289	2509
Al*	-1841	2638	1.184	17.107	0.40637	2351	2590
АСД-1	-1854	2636	1.184	17.097	0.40689	2349	2588
АСД-4	-1893	2631	1.184	17.071	0.40844	2346	2582
АСД-6	-1937	2624	1.183	17.043	0.41020	2341	2575
АСД-10	-1979	2617	1.183	17.018	0.41192	2336	2568
Alex	-2228	2561	1.186	16.947	0.42201	2299	2519
Alex+2 % В	-2179	2366	1.197	18.041	0.40874	2285	2517
AlB ₂	-1841	2353	1.151	18.967	0.36312	2303	2558
Al\Mg (сплав)	-1841	2567	1.171	18.12	0.41409	2325	2552
Alex+2 % Cu	-2179	2463	1.203	17.481	0.42562	2244	2456
Alex+2 % Fe	-2179	2477	1.201	17.529	0.42404	2244	2455

Alex+2 % Ti	-2179	2530	1.192	17.011	0.42193	2278	2496
Alex+2 % Zr	-2179	2540	1.194	17.012	0.42475	2275	2489

* Примечание: здесь и в табл. 2 В, Mg и Al не содержат оксидный слой.

При повышении дисперсности порошка алюминия по ряду АСД-4→АСД-6→АСД-10→Alex происходит снижение удельного импульса J и температуры горения T_{ad} смесевых твердых топлив за счет уменьшения массовой доли активного алюминия в исходных порошках. Частичная или полная замена алюминия на добавки других металлов или сплавов (В, Mg, AlB₂, AlMg, Cu, Fe,

Ti и Zr) в составе ВЭМ также приводит к снижению значений J и T_{ad} .

В табл. 2 представлены расчетные значения параметров конденсированных продуктов сгорания ВЭМ: массовые доли m_c и m_a , фазовый состав конденсированных частиц, содержащихся в продуктах сгорания.

Таблица 2. Массовая доля и фазовый состав КПС

ВЭМ с порошком металла	m_c , m_a	Фазовый состав и массовая доля к-фазы
В*	0.17175 0.37286	[B ₂ O ₃] _c = 0.01904; [BN] _c = 0.13587; [B ₄ C] _c = 0.01684 [B ₂ O ₃] _a = 0.19266; [BN] _a = 0.13643; [B ₄ C] _a = 0.02746; [C] _a = 0.01631
Mg*	0.19665 0.25803	[MgO] _c = 0.19665 [MgO] _a = 0.25803
Al*	0.25272 0.29605	[Al ₂ O ₃] _c = 0.25272 [Al ₂ O ₃] _a = 0.28825; [C] _a = 0.00780
АСД-1	0.25325 0.29575	[Al ₂ O ₃] _c = 0.25325 [Al ₂ O ₃] _a = 0.28823; [C] _a = 0.00752
АСД-4	0.25478 0.29460	[Al ₂ O ₃] _c = 0.25478 [Al ₂ O ₃] _a = 0.28798; [C] _a = 0.00662
АСД-6	0.25642 0.29283	[Al ₂ O ₃] _c = 0.25642 [Al ₂ O ₃] _a = 0.28735; [C] _a = 0.00548
АСД-10	0.25787 0.29062	[Al ₂ O ₃] _c = 0.25787 [Al ₂ O ₃] _a = 0.28638; [C] _a = 0.00424
Alex	0.26253 0.27569	[Al ₂ O ₃] _c = 0.26253 [Al ₂ O ₃] _a = 0.27569
Alex+ 2 % В	0.20036 0.29253	[Al ₂ O ₃] _c = 0.20036 [Al ₂ O ₃] _a = 0.24039; [B ₂ O ₃] _a = 0.02685; [BN] _a = 0.02529
AlB ₂	0.16798 0.33444	[Al ₂ O ₃] _c = 0.07914; [BN] _c = 0.08884 [Al ₂ O ₃] _a = 0.12644; [BN] _a = 0.13171; [B ₂ O ₃] _a = 0.07629
AlMg (сплав)	0.20855 0.26815	[MgAl ₂ O ₄] _c = 0.20611; [MgO] _c = 0.00244 [MgAl ₂ O ₄] _a = 0.20695; [MgO] _a = 0.06120
Alex+ 2 % Cu	0.23721 0.25903	[Al ₂ O ₃] _c = 0.23721 [Al ₂ O ₃] _a = 0.24057; [Cu] _a = 0.01846
Alex+ 2 % Fe	0.23744 0.24058	[Al ₂ O ₃] _c = 0.23744 [Al ₂ O ₃] _a = 0.24058
Alex+ 2 % Ti	0.26037 0.27392	[Al ₂ O ₃] _c = 0.23207; [Ti ₃ O ₅] _c = 0.02830 [Al ₂ O ₃] _a = 0.24057; [TiO ₂] _a = 0.03335
Alex+ 2 % Zr	0.26008 0.26759	[Al ₂ O ₃] _c = 0.23317; [ZrO ₂] _c = 0.02691 [Al ₂ O ₃] _a = 0.24057; [ZrO ₂] _a = 0.02702

По ряду Al → АСД-1 → АСД-4 → АСД-6 → АСД-10 → Alex вследствие предположения о наличии оксида в исходном порошке алюминия, массовая доля к-фазы в продуктах сгорания возрастает. Отметим, что при горении ВЭМ с бором в камере горения конденсированного оксида бора невелика и в продуктах сгорания преобладает нитрид бора. Вследствие особенностей добавок В и Mg (соотношение молярных масс элементов и оксидов, стехиометрических коэффициентов реакций окисления), частичная замена алюминия на В и Mg (как в механической смеси, так и в механосплаве) приводит к снижению массовой доли m_c КПС. Так, для составов ВЭМ с В и AlB₂ m_c уменьшается на 24 и 36 %, соответственно,

относительно базового состава ВЭМ с чистым алюминием Al*.

Для составов ВЭМ с добавками Fe и Cu также имеет место снижение m_c на 4–10 % в зависимости от дисперсности порошка алюминия. При горении топлива в камере эти соединения не образуют конденсированных продуктов. В результате в КПС содержится меньше Al₂O₃ и массовая доля к-фазы снижается. Соответственно, в составах ВЭМ с добавками Fe, Cu эффект снижения m_c более выражен в случае с Alex, чем с АСД-4, за счет большего содержания оксида Al₂O₃ в Alex. При добавке Ti и Zr в случае состава ВЭМ с АСД-4, напротив, оксиды Ti₃O₅ и ZrO₂ вносят дополнительный вклад в КПС и m_c увеличивается.

Анализируя данные расчетов, относящихся к выходному сечению сопла, отметим увеличение m_a на 13 % для состава ВЭМ с AlB_2 за счет образования B_2O_3 в КПС. В случае составов ВЭМ с Alex и АСД-4 добавки металлов снижают массовую долю КПС на выходе из сопла.

Определены значения времени задержки зажигания ВЭМ в воздухе при нормальных условиях с использованием установки лучистого нагрева на основе CO_2 -лазера. На рис. 1 представлены экспериментальные значения времени задержки зажигания в зависимости от плотности теплового потока излучения.

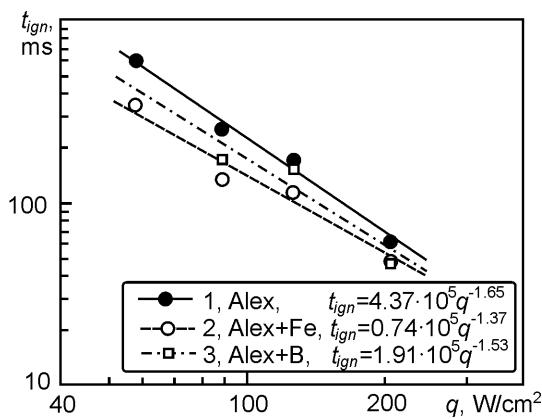


Рис. 1. Времена задержки зажигания ВЭМ в зависимости от плотности теплового потока излучения

Добавка 2 масс. % УДП железа в ВЭМ с Alex приводит к уменьшению времени задержки зажигания в 1.3–1.9 раза в диапазоне плотности теплового потока излучения 55–220 Вт/см². Добавка УДП бора в состав ВЭМ уменьшает времена задержки зажигания в 1.2–1.4 раза. При этом время задержки газификации ВЭМ с Alex в 24 раза меньше, чем для состава с железом и в 35 раз меньше, чем для состава с бором, и составляет $t_{gas} = 14$ мс при значении плотности теплового потока 65 Вт/см². Отметим, что значения времени задержки зажигания и газификации для составов ВЭМ с Alex/Fe и Alex/B равны, для состава с Alex t_{gas} меньше t_{ign} в 39 раз. Значения реактивной силы оттока продуктов газификации с торцевой поверхности образцов в процессе зажигания ВЭМ составляет 3.3 мН для состава с Alex, 4.2 мН для состава с Alex/Fe и 3.6 мН для состава с Alex/B.

Таким образом, результате термодинамического расчета параметров горения ВЭМ установлено, что при повышении дисперсности алюминия по ряду АСД-4→АСД-6→АСД-10→Alex происходит снижение удельного импульса J и температуры горения T_{ad} ВЭМ за счет уменьшения массовой доли активного алюминия в исходных порошках. Частичная или полная замена алюминия на добавки других металлов металлов или сплавов (В, Mg, AlB_2 ,

Al/Mg , Cu, Fe, Ti и Zr) в составе ВЭМ также приводит к снижению значений удельного импульса и температуры горения. Замена порошка алюминия на В и AlB_2 приводит к снижению массовой доли m_c конденсированных частиц в продуктах сгорания на 24 и 36 %, соответственно, относительно базового состава ВЭМ с Al^* .

Добавка УДП железа в состав ВЭМ с Alex приводит к уменьшению времени задержки зажигания в 1.3–1.9 раза в зависимости от плотности теплового потока за счет каталитического эффекта оксида железа с окислителем, уменьшающего температуру начала интенсивного разложения ВЭМ. Добавка УДП бора в состав ВЭМ с Alex уменьшает времена задержки зажигания в 1.2–1.4 раза.

Благодарность

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-03-00630а.

Литература

1. Де Лука Л.Т., Галфетти Л., Саверини Ф., Меда Л., Марра Ж., Ворожцов А.Б., Седой В.С., Бабук В.А. Горение смесевых твердых топлив с наноразмерным алюминием // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41. – № 6. – С. 80–94.
2. Архипов В.А., Бондарчук С.С., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Громов А.А., Волков С.А., Ревягин Л.Н. Влияние дисперсности алюминия на характеристики зажигания и нестационарного горения гетерогенных конденсированных систем // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48. – № 5. – С. 148–159.
3. Jayaraman K., Anand K.V., Chakravarthy S.R., Sarathi R. Effect of nano-aluminium in plateau-burning and catalyzed composite solid propellant combustion // Combustion and Flame. – 2009. – Vol. 156. – P. 1662–1673.
4. Бернер М.К., Зарко В.Е., Талавар М.Б. Наночастицы энергетических материалов: способы получения и свойства (обзор) // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49. – № 6. – С. 3–30.
5. Комарова М.В., Комаров В.Ф., Вакутин А.Г., Яценко А.В. Влияние наноразмерных биметаллических частиц на характеристики горения смесевого топлива // Ползуновский вестник. – 2010. – № 4-1. – С. 112–116.
6. Архипов В.А., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т., Раздобрев А.А., Евсеенко И.А. Влияние дисперсности порошка алюминия на характеристики зажигания смесевых композиций лазерным излучением // Химическая физика. – 2011. – Т. 30. – № 7. – С. 68–76.
7. V.A. Arkhipov, A.G. Korotkikh The influence of aluminum powder dispersity on composite solid propellants ignitability by laser radiation // Combustion and Flame. – 2012. – Vol. 159. – P. 409–415.
8. Коротких А.Г., Архипов В.А., Глотов О.Г., Кискин А.Б., Зарко В.Е. // Влияние порошка железа на характеристики зажигания и горения смесевых твердых топлив // Химическая физика и мезоскопия. – 2015. – Т. 17. – № 1. – С. 12–22.
9. Трусов Б.Г. Программная система моделирования фазовых и химических превращений // Инженерный журнал: наука и инноваций. – 2012. – № 1. – С. 21–30.

САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩИЙСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СИНТЕЗ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ Ti-Si-C-N

О.К. Лепакова, В.И. Итин, И. Глейкин, Н.И. Афанасьев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Томский научный центр Сибирского отделения
Российской Академии Наук
634021. Томск, пр. Академический, 10/3
E-mail: lepakova@sibmail.com

Повышение эксплуатационных характеристик различных деталей машин и инструмента является одной из приоритетных задач современного материаловедения. В связи с этим проводится активная работа по поиску новых материалов и покрытий, обладающих повышенными значениями твердости, износостойкости, прочности ударной вязкости, жаропрочности и жаростойкости. Для этих целей в последнее время предлагается новый класс материалов на основе МАХ-фаз. Интерес к МАХ-фазам связан с уникальным набором физико-механических свойств, сочетающих в себе достоинства как керамических, так и металлических материалов. Уникальность свойств МАХ-фаз обусловлена природой их особого кристаллического строения [1].

В области инженерии поверхности в настоящее время активно ведется разработка новых составов катодных материалов (мишеней) для нанесения многофункциональных покрытий методами вакуумного ионно-плазменного осаждения. Одним из наиболее перспективных методов ионно-плазменного осаждения защитных покрытий является магнетронное распыление с использованием композиционных мишеней-катодов [2], в составе которых имеются все необходимые элементы, что существенно упрощает процесс осаждения покрытий.

Применение в качестве многокомпонентных мишеней-катодов композиционных керамических керамик на основе МАХ-фаз, в составе которых имеются необходимые элементы, позволит существенно упростить процесс магнетронного распыления.

Настоящая работа посвящена поиску перспективных для магнетронного напыления многокомпонентных покрытий. Целью данной работы являлось исследование продуктов горения систем Ti-Si-C и Ti-Si-C-N.

Материалы и методы исследования

Для приготовления реакционных смесей использовали элементарные порошки (таблица 1), из которых готовили смеси заданных составов. Составы приготовленных смесей представлены в таблице 2.

Экспериментальная часть работы включала в себя: СВ-синтез композиционного материала $Ti_3SiC_2+15\%TiC$. Этот материал измельчали, просеивали через сито для получения порошка дисперсностью менее 80 микрон. Порошок этой фракции смешивали со смесью порошков состава

$3Ti-1.2Si-2C$ (таблица 2). Полученную реакционную смесь определённого состава засыпали в изготовленный из металлической сетки цилиндрический стаканчик, который помещали в реакционную камеру и осуществляли СВ-синтез в атмосфере азота.

Таблица 1. Характеристика исходных порошков

Наименование	Формула	ГОСТ или ТУ
Титан ТПП – 8	Ti	ТУ – 1791 – 449 – 05785.388 – 99 «АВИСМА»
Кремний КР- 1	Si	ГОСТ 2169-69
Углерод ПМ-75	C	ГОСТ 7885-77
Азот	N ₂	ГОСТ 9293-74

Таблица 2. Составы шихтовых смесей для самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) в азоте

Компонент	Массовая доля исходных компонентов, %						
	Смесь 1	Смесь 2	Смесь 3	Смесь 4	Смесь 5	Смесь 6	Смесь 7
Ti	57	42	29	14	7	3	-
Si	13	10	7	4	1.8	1.3	-
C	10	8	4	2	1.2	0.7	-
85%Ti 3SiC ₂ + 15%Ti C	20	40	60	80	90	95	100

Рентгеноструктурные исследования синтезированных продуктов осуществляли на рентгеновской установке «XRD - 6000» Shimadzu (CuK_α-излучение). Количественный анализ состава образцов производили с помощью программы Powder Cell 2.4. Для изучения микроструктуры использовали оптический микроскоп Axiovert 200M(Carl Zeiss).

Результаты и обсуждение.

Самораспространяющийся высокотемпературный синтез в системе 3 Ti-1.2Si-

2C приводит к образованию композиционного материала состава $85\% \text{Ti}_3\text{SiC}_2 + 15\% \text{TiC}$ (рис.1).

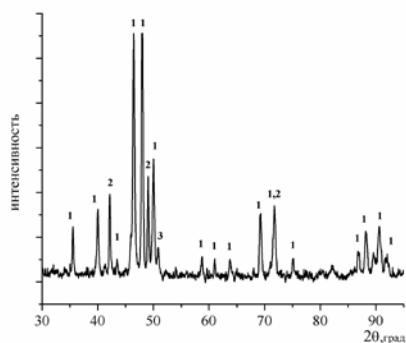


Рис.1. Дифрактограмма СВС-продукта системы 3Ti-1.2Si-2C (состав 7). 1- Ti_3SiC_2 , 2-TiC, 3- TiSi_2

На рис.2 приведена типичная фрактограмма поверхности излома СВС-продукта состава $85\% \text{Ti}_3\text{SiC}_2 + 15\% \text{TiC}$. Как видно, микроструктура образца состоит из грубых пластинчатых зерен Ti_3SiC_2 , которые сами состоят из слоистых микроламель.

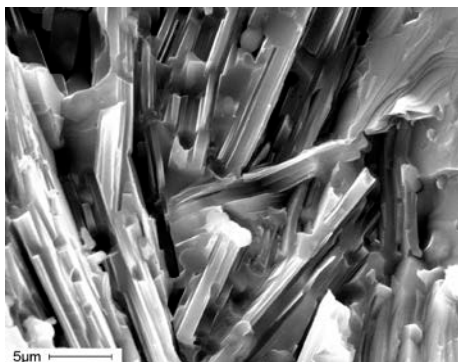


Рис.2.Фрактограмма поверхности излома СВС-продукта системы 3Ti-1.2Si-2C

Поскольку смесь 7 в атмосфере азота не горит, её разбавляли исходными продуктами ($3\text{Ti}+1.2\text{Si}+2\text{C}$). В ходе работы были получены и проанализированы рентгенограммы для всех указанных в таблице 2 смесей. В работе приведены наиболее существенные рентгенограммы.

На рис.3 приведены дифрактограммы продуктов горения в азоте составов 2, 3 и 4, а в таблице 3 показано объёмное содержание идентифицированных фаз в составе синтезированных продуктов.

Из таблицы можно видеть, что по мере разбавления исходной смеси СВС-продуктом количество фазы Ti_3SiC_2 распадается и появляется больше фаз прореагировавших с азотом, таких, например, как Ti_2CN и TiCN . Эти фазы обладают очень высокой твердостью порядка 40 ГПа.

На рисунке 4(а) приведен внешний вид сгоревшего образца состава 5, а на рис. 4(б) микроструктура этого продукта.

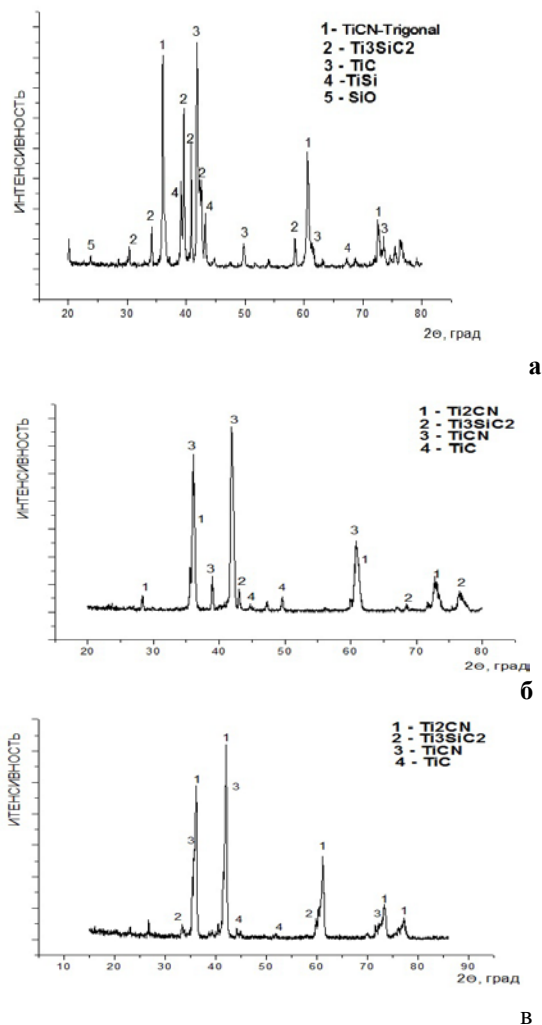


Рис.3. Дифрактограммы продуктов горения в азоте смесей: а-2, б-3, в-4.

Таблица 3.Фазовый состав продуктов горения

Исходный состав	Фазовый состав (объём %)					
	$\text{Ti}_2\text{CN-СUBIC}$	Ti_3SiC_2 -194	TRIGONAL- TiCN	SiO_2	TiSi	TiC- 225
Смесь 2	-	33. 22	14.19	2.72	10. 97	38.90
Смесь 3	28,3 7	9.6 0	56.86	-	-	5.17
Смесь 4	47.78	1.4 9	48.72	0.77	-	1.24

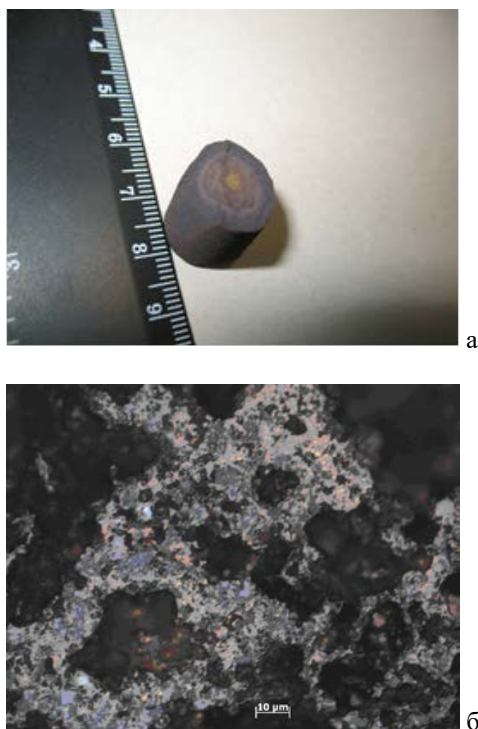


Рис.4. а – внешний вид сгоревшего образца состава (5), б – микроструктура синтезированного продукта состава (5)

В продуктах горения системы Ti-Si-C-N были определены также структурные параметры фаз (таблица 4).

Из анализа этой таблицы следует, что были получены материалы в наноструктурном состоянии.

Проведен самораспространяющийся высокотемпературный синтез в системах Ti-Si-C и Ti-Si-C-N. Установлен фазовый состав и структурные параметры конечных продуктов горения в системе Ti-Si-C-N. В продуктах горения обнаружены фазы Ti_2CN и $TiCN$ обладающие очень высокой твердостью (38 ГПа). Синтезированные композиционные материалы систем Ti-Si-C и Ti-Si-C-N могут быть использованы для получения многокомпонентных катодов-мишеней для нанесения покрытий методом магнетронного распыления.

Таблица 4. Структурные параметры фаз в продуктах горения системы Ti-Si-C-N

Фазы	Параметры решетки, Å	Средний размер структурного элемента, нм	Величина упругих микронапряжений, 10^3
Ti_2CN	Кубическая решетка $a = 4.2985$	14	0.8
Ti_3SiC_2	Гексагональная решетка $a = 3.0697$ $c = 17.6784$	42	1.2
$TiCN$	Тригональная решетка $a = 3.0697$ $c = 14.9758$	124	0.2
SiO_2	Гексагональная решетка $a = 4.9295$ $c = 5.3053$	15	9.1
$TiSi$	$a = 8.3174$ $b = 4.7145$ $c = 8.4731$	20	1.1
TiC	Кубическая решетка $a = 4.6064$	17	2.3

Литература

1. Barsoum M.W. The $Mn+1AX_n$ phases: A new class of solids. Thermodynamically stable nanolaminates//Prog. Solid State Ch. 2000. №28. P.201-281.
2. Levashov E.A., Rogachev A.S., Shtansky D.V., Senatulin B.R., Grigoryan H.E., Leyland A., Suchentrunk R. // Galvanotechnik. 2005. № 5. P.1202.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СИНТЕЗ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ПИГМЕНТОВ В ВОЛНЕ ГОРЕНИЯ

О.В. Львов, Н.И. Радишевская, А.Ю. Назарова, Н.Г. Касацкий

Научно-исследовательский Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН
634021, г.Томск, пр. Академический 10/3
E-mail: Lvov@vtomske.ru

В последнее время при разработке технологических решений вопросы энергосбережения и экологии становятся определяющими, поэтому СВС метод, основанный на быстроте процесса и относительно простом оборудовании, является альтернативным существующим и общепринятым технологиям получения неорганических пигментов (керамическому, золь-гель методу).

Пигменты шпинельной структуры, выдерживающие высокие температуры, УФ-облучение, агрессивные среды, относятся к одним из лучших керамических пигментов и широко применяются в керамическом производстве. Однако высокая твердость алюмошпинелей (7÷8 по шкале Мооса) требует значительных затрат при их измельчении, что усложняет технологический процесс, поэтому получение СВС-пигментов шпинельного типа в мелкодисперсном состоянии непосредственно в волне горения - задача актуальная.

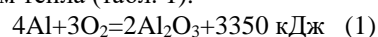
Целью данной работы является получение мелкодисперсных шпинельсодержащих пигментов в волне горения и изучение их фазового состава и структуры.

Для синтеза пигментов сине-голубой гаммы применялись оксиды кобальта Co_2O_3 , Co_3O_4 , оксиды ZnO , MgO и гидроксид алюминия $\text{Al}(\text{OH})_3$. В качестве металла-восстановителя использовался порошок алюминия марки АСД-4. Синтез пигментов проводился в установке постоянного давления на воздухе. Для обеспечения стационарного режима послойного горения смесь подогревалась до температур 300÷500 °С, поджиг осуществлялся от электроспираль с торца образца.

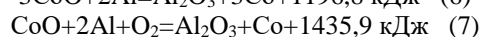
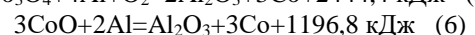
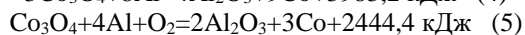
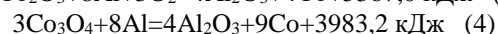
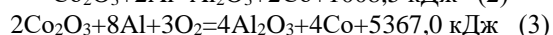
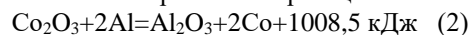
Разнообразие физических, химических и структурных превращений при СВС определяет необходимость применения широкого комплекса методов для изучения этого процесса и продуктов СВ-синтеза. Так, термическое поведение веществ изучалось на термоанализаторе STD Q-600 в интервале температур 25÷1300 °С со скоростью нагрева 10 град/мин, масс-спектроскопические

исследования газов, выделившихся в процессе нагрева, осуществлялись на совмещенном с термоанализатором масс-спектрометре Prolab VG. Фазовый состав исходных веществ и продуктов синтеза изучался с помощью РФА метода (Дрон-УМ-1, фильтрованное CoK_α -излучение). Микроструктура образцов исследовалась с помощью растровой электронной микроскопии (Philips SEM 515). Дисперсный состав определялся на анализаторе DelsaMax PRO.

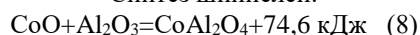
При получении кобальтсодержащих пигментов шпинельной структуры ведущими реакциями, ответственными за осуществление СВС в режиме горения, являются параллельные реакции: окисление алюминия и металлотермические реакции [1]. Они сопровождаются значительным выделением тепла, в результате которого происходит саморазогрев шихты до температур синтеза самих шпинелей, протекающих также с выделением тепла (табл. 1).



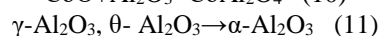
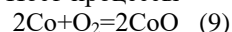
Алюмотермические реакции:



Синтез шпинелей:



Пост-процессы



Для снижения температуры синтеза и предотвращения спекания и сплавления продуктов реакций, исходные смеси на основе термита (оксид кобальта + алюминий) разбавлялись оксидом или гидроксидом алюминия. Температуры плавления и твердость алюмошпинелей приведены в табл. 2. При использовании оксида алюминия в составе шихты, играющего двойную роль, пигменты имели дисперсность 6÷9 мкм.

Таблица 2. Физические свойства алюмошпинелей.

формула	название	цвет	сингония	ρ , г/см ³	$T_{пл}$, °С	Твердость по Моосу
MgAl_2O_4	шпинель	белый	кубич.	3,58	2135	8
CoAl_2O_4	теранова синь	синий	кубич.	4,37	1960	>7
			тетрагон.	4,45	2020	
ZnAl_2O_4	ганит	белый	кубич.	4,58	1930	7,5÷8

При малых температурах синтеза Al_2O_3 является инертном, а при высоких – исходный компонент синтезируемых шпинелей. В результате замены Al_2O_3 на $\text{Al}(\text{OH})_3$ удалось синтезировать СВС-пигменты с размером частиц $\sim 1\text{-}2$ мкм. Для лучшего понимания СВС пигментов исследовалось термическое разложение $\text{Al}(\text{OH})_3$. В таблице 3 представлены стадии термического разложения $\text{Al}(\text{OH})_3$ при его нагреве до 1300°C .

Таблица 3. Стадии термического разложения $\text{Al}(\text{OH})_3$

№	T, °C	Протекающий процесс	примечание
1	248,0	$\text{Al}(\text{OH})_3$ (байерит) $\rightarrow \eta\text{-Al}_2\text{O}_3$	эндоэффект
2	290,0	$\text{Al}(\text{OH})_3$ (гиббсит) $\rightarrow \gamma\text{-AlOOH}$ (бемит)	эндоэффект
3	515,6	$\gamma\text{-AlOOH}$ (бемит) $\rightarrow \gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$	эндоэффект
4	550-880	$\eta\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \theta\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \delta\text{-Al}_2\text{O}_3$, разложение остатков бемита	размытый
5	1071,6	$\delta\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \theta\text{-Al}_2\text{O}_3 + \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	эндоэффект
6	1176,6	$\theta\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$	эндоэффект

Термический анализ гидроксида алюминия показал, что его дегидратация протекает в два этапа и сопровождается эндотермическим эффектом, характеризующимся наличием двух пиков при $248,0^\circ\text{C}$ и 290°C , при этом образуются моногидроксид алюминия $\gamma\text{-AlOOH}$ и $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$ [2]. Как показали масс-спектроскопические исследования, вода из $\text{Al}(\text{OH})_3$ удаляется в 17 и 18 массами в температурном интервале $220\div 380^\circ\text{C}$ с максимумом при 290°C .

При дальнейшем повышении температуры наблюдается эндоэффект при $515,6^\circ\text{C}$,

сопровождающийся дегидратацией бемита с образованием $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$. Незначительное снижение массы до температуры 880°C связано с дальнейшей дегидратацией $\gamma\text{-AlOOH}$, в этом же интервале происходит постепенный переход $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ в $\delta\text{-Al}_2\text{O}_3$ и $\eta\text{-Al}_2\text{O}_3$ в $\theta\text{-Al}_2\text{O}_3$.

Высокотемпературные эффекты, связанные с поглощением тепла при $1071,6^\circ\text{C}$ и $1176,6^\circ\text{C}$, вызваны переходом метастабильных форм оксида алюминия в $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ [2]. Рентгенофазовый анализ подтверждает образование бемита $\gamma\text{-AlOOH}$ и широкого набора кристаллографических разновидностей Al_2O_3 .

На рис. 1 приведены гистограммы распределения частиц по размерам в исходном гидроксида алюминия до и после термической обработки его при 500°C . Максимум на гистограмме исходного $\text{Al}(\text{OH})_3$ в диапазоне радиусов $0,1\div 1,1$ мкм относится к частицам диаметром ~ 1 мкм. Нагрев гидроксида алюминия до $500\div 550^\circ\text{C}$ приводит к образованию частичек $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ преимущественно одного, меньшего, размера ($\sim 0,6$ мкм). Как показали исследования, длительная выдержка $\text{Al}(\text{OH})_3$ в печи при температуре $\sim 500^\circ\text{C}$ или нагрев до $\sim 1000^\circ\text{C}$ приводит к укрупнению этих частиц.

В отличие от печного способа, скоростные СВС процессы способствуют достижению высоких температур за короткое время, благодаря чему структура гидроксида быстро разрушается с выделением газообразных продуктов реакции с образованием субмикронного и активного оксида алюминия, который под действием высоких температур вступает в реакцию с оксидом кобальта, образуя мелкодисперсную структуру шпинели (рис. 2). Исследование микроструктуры образцов с помощью растровой электронной микроскопии (Philips SEM 515) подтверждает это (рис. 3).

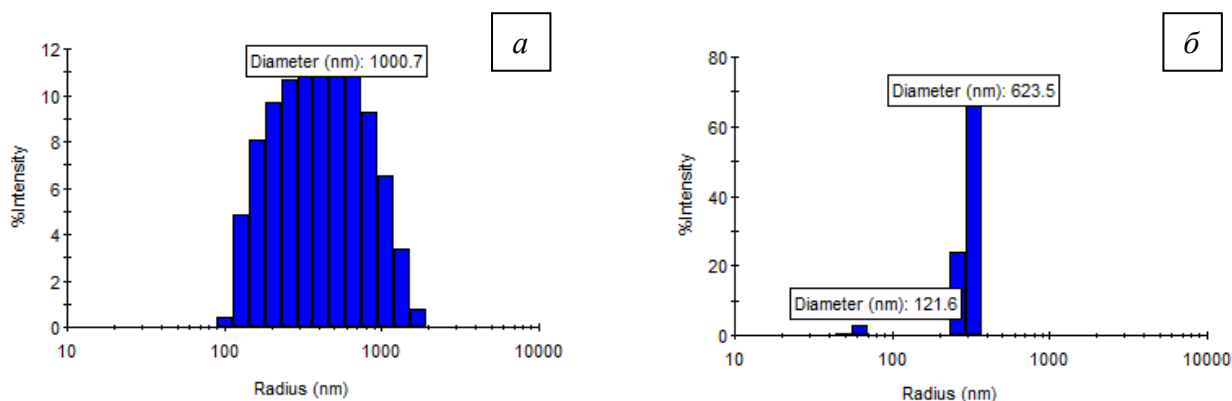


Рис. 1. Гистограмма распределения частиц по размерам: а) в исходном $\text{Al}(\text{OH})_3$, б) в $\text{Al}(\text{OH})_3$ после его нагрева до 500°C .

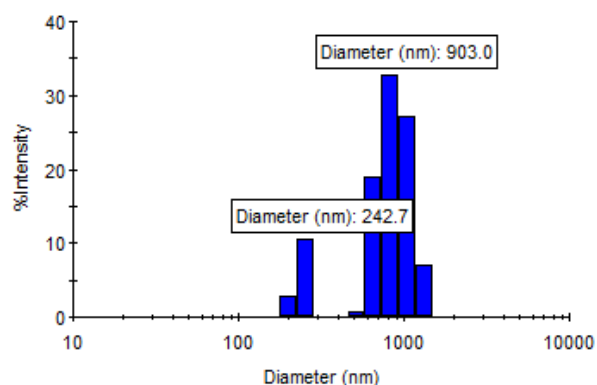


Рис. 2. Гистограмма распределения частиц по размерам в шпинельсодержащем пигменте системы $\text{ZnO-MgO-CoO-Al}_2\text{O}_3$.

Следует отметить, что пигменты дисперсностью $\sim 1 \div 2$ мкм с качественными характеристиками цвета получаются только при скоростном СВС процессе.

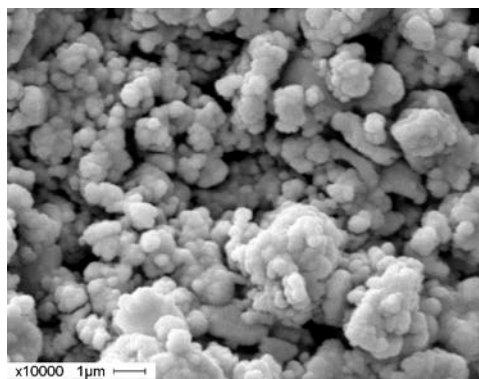


Рис. 3 Микрофотография пигмента системы $\text{ZnO-MgO-CoO-Al}_2\text{O}_3$, растровое изображение (Philips SEM 515).

На рис. 4 представлена термограмма СВ-синтеза кобальтсодержащего пигмента шпинельного типа. Синтез осуществлялся на образцах диаметром 40 мм. Скорость распространения волны горения $1 \div 2$ мм/сек, максимальная температура синтеза 1180°C .

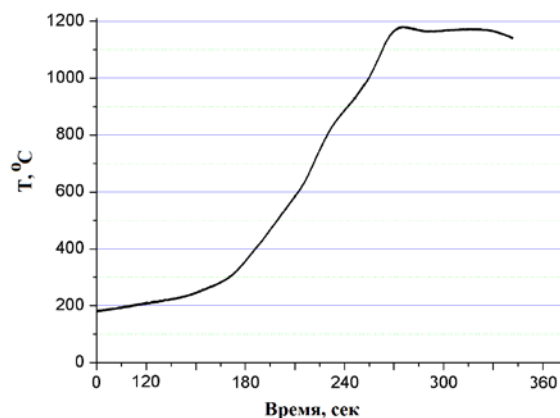


Рис.4 Термограмма СВ-синтеза пигмента системы $\text{ZnO-MgO-CoO-Al}_2\text{O}_3$

При печном способе синтеза наблюдается появление серого оттенка за счет образования смешанной (частично обращенной) шпинели.

Синтезируемые пигменты не требуют измельчения, благодаря чему упрощается технологическая схема их получения, требуется только процесс деагрегации.

Шпинели на основе оксидов цинка, магния, кобальта легко образуют между собой твердые растворы замещения, что позволяет получить пигменты сине-голубой гаммы различных оттенков.

Таким образом, использование в составе шихты гидроксида алюминия $\text{Al}(\text{OH})_3$ способствует получению пигментов шпинельного типа с размером частиц $\sim 1 \div 2$ мкм.

Литература

1. Радишевская Н.И., Львов О.В., Касацкий Н.Г., Чапская А.Ю., Лепакова О.К., Китлер В.Д., Найбороденко Ю.С. Особенности самораспространяющегося высокотемпературного синтеза пигментов шпинельного типа. //Физика горения и взрыва. - 2012, - Т.48, №1.- С.64-70.
2. Носков А.С. Промышленный катализ в лекциях №8. 2009. М.: Калвис. 2009. 112 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ AL-TI-B В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДИСПЕРСНОСТИ ИСХОДНЫХ ПОРОШКОВ

А.Е. Матвеев¹, И.А. Жуков^{1,2}, В.В. Промахов^{1,2}, Зиятдинов М.Х.²

¹Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, г. Бийск

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск

Перспективным направлением в решении комплекса прикладных задач, связанных с необходимостью разработки материалов с высокой и контролируемой скоростью горения является исследование закономерностей горения порошковых смесей на основе титана и бора [1-3].

В данной работе изучено влияние дисперсности исходных порошков на закономерности горения системы Ti-B.

В качестве материалов для исследований использовались порошки титана марок ПТОМ-1, ПТМ-1, ПТС-1, а также порошки бора аморфного. Согласно маркировке, в состоянии поставки, порошки ПТОМ-1, ПТМ-1 и ПТС-1 имели дисперсность 0-40 мкм, 0-100 мкм и 0-280 мкм, соответственно. Анализ порошков титана различной дисперсности с использованием растровой электронной микроскопии показал, что порошки марки ПТОМ-1 представлены обособленными частицами сферической формы и частицами титана неправильной формы, рисунок 1. Максимальный размер частиц не превышал 40 мкм. Элементный анализ (рисунок 2), показал, что содержание титана в порошках составляло 100%.

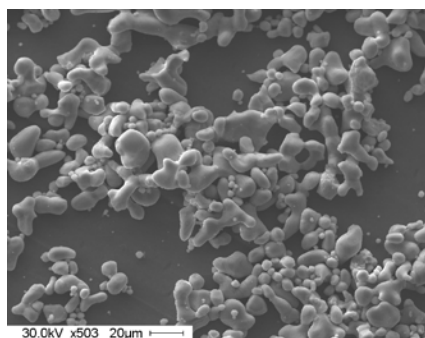


Рисунок 1 - РЭМ изображение порошка титана марки ПТОМ-1(0-40 мкм) в состоянии поставки

Результаты исследований порошков марки ПТМ-1 представлены на рисунке 3. Выявлено меньшее содержание частиц сферической формы относительно порошков марки ПТОМ-1. Видно, что в порошках содержатся агломераты частиц, однако максимальный размер частиц и их агломератов не превышал 100 мкм. Примесей в порошках марки ПТМ-1 в состоянии поставки не обнаружено, что подтверждается соответствующими исследованиями элементного состава.

Исследования порошков марки ПТС-1 показали, что максимальный размер частиц не превышал 280 мкм, что соответствует маркировке, однако наблюдались крупные «спеки» частиц и

агломераты частиц титана, рисунок 4. Обнаружено лишь незначительное содержание обособленных сферических частиц. При этом примесей не выявлено.

В состоянии поставки порошки бора аморфного представлены обособленными частицами средним размером 650 нм (рисунок 5).

Процесс подготовки шихты для изготовления образцов включал получение стехиометрических смесей. Оптимальные параметры формования порошковых смесей определены на основании экспериментальных исследований. При этом измерялись плотность образцов и скорость их горения в зависимости от компонентного состава, усилия прессования и добавки органического связующего в шихту.

В процессе изготовления образцов использовалось формование без связующего и с органическим связующим. Прессование экспериментальных образцов проводили в стальной пресс-форме диаметром 10 мм. Навеска порошковой смеси составляла 1.4 грамма. Определение плотности образцов проводили путем их взвешивания на аналитических весах и измерения геометрических параметров образцов.

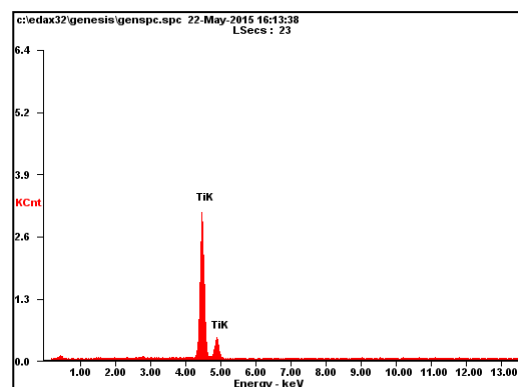


Рисунок 2 – Элементный анализ порошка титана марки ПТОМ-1(0-40 мкм) в состоянии поставки

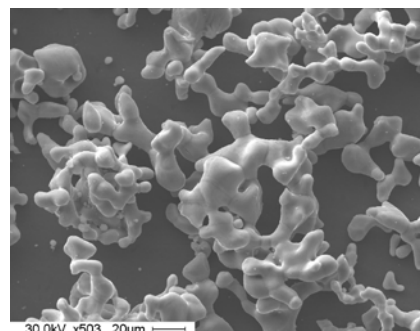
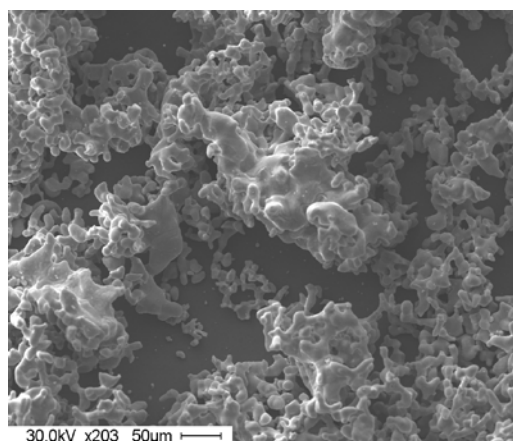
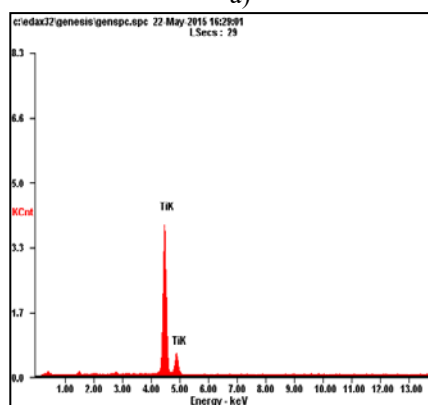


Рисунок 3 – РЭМ изображения порошка титана марки ПТМ-1(0-100 мкм) в состоянии поставки



а)



б)

Рисунок 4 – Порошки титана марки ПТС-1 (0-280 мкм) в состоянии поставки
а) – РЭМ изображения порошков;
б) – элементный анализ порошков.

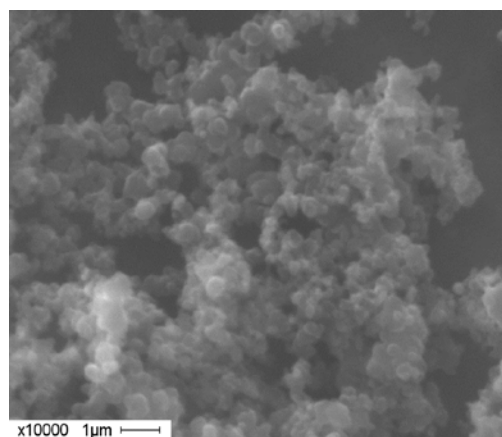


Рисунок 5 – РЭМ изображение порошка бора аморфного

С учетом проведенных исследований установлено, что оптимальной технологией для формования образцов является смешивание порошковой шихты с органическим связующим. Установлено, что оптимальное содержание связующего составляет 1 масс. % (сверх 100 %). Указанное значение содержания связующего позволяет получить достаточно прочные образцы с высокой скоростью горения.

По результатам предварительного анализа выбраны четыре композиции (А1–А4) для дальнейших исследований. Компонентные

составы композиций А1–А4 приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Компонентные составы композиций

Состав	ПТОМ-1	ПТМ-1	ПТС-1	Аморфный бор	Связующее
А1	69 %	–	–	31 %	–
А2	69%	–	–	31%	1 масс. %
А3	–	69 %	–	31 %	–
А4	–	–	69 %	31 %	–

Общие данные, иллюстрирующие результаты проведенных исследований представлены на рисунках 6 – 8. Установлено, что независимо от марки (дисперсности) порошков титана при увеличении давления прессования увеличивается плотность образцов. Однако увеличение плотности возможно только до определенного предела, после которого образцы расслаиваются вследствие перепрессовки. Выявлено, что с уменьшением дисперсности порошков титана уменьшается предельно достигаемая до перепрессовки плотность, а в случае порошка марки ПТС-1, значения давлений прессования, при которых образцы разрушаются, не достигнуты. По-видимому, такая зависимость обусловлена увеличением содержания агломератов частиц титана (а в случае порошков марки ПТС-1 присутствием «спеков» частиц), что, естественным образом, увеличивает плотность порошков.

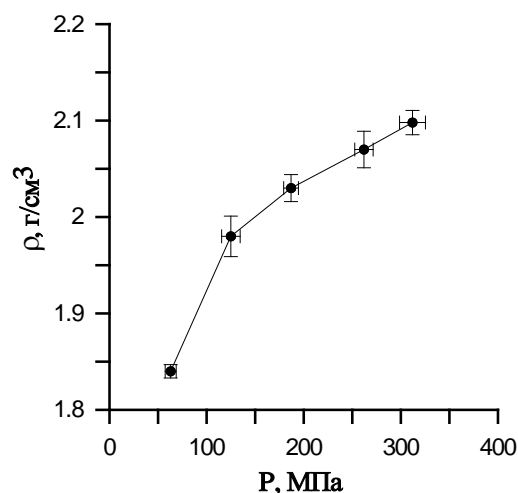


Рисунок 6 – Зависимость плотности от давления прессования образцов состава А4

Несмотря на увеличение плотности, однозначной зависимости плотности от скорости горения для различных порошков титана не установлено. При этом следует отметить незначительный разброс скорости горения – (7-8) см/с в зависимости от марки порошков титана.

Таким образом, основным критерием при выборе дисперсности порошков титана стала равномерность их распределения в шихте. В образцах из порошков ПТМ-1 и ПТС-1 наблюдались области с повышенным содержанием частиц титана (за счет большого содержания

агломератов), что приводит к структурным неоднородностям, определяющим разнородные характеристики материала.

В результате проведенных исследований в качестве базового был выбран более мелкий порошок титана марки ПТОМ-1. С учетом выбора органического связующего получены экспериментальные образцы при разном давлении прессования, измерена скорость горения.

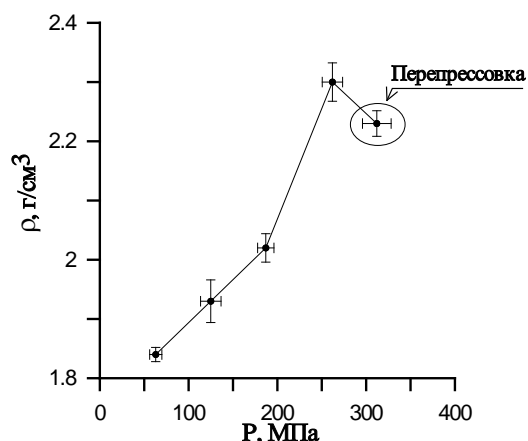


Рисунок 7 – Зависимость плотности от давления прессования образцов состава АЗ

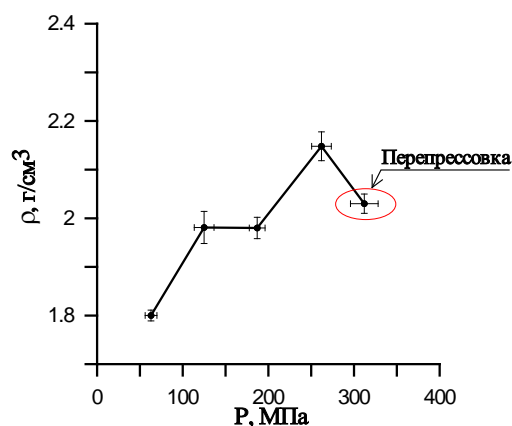


Рисунок 8 – Зависимость плотности от давления прессования образцов

В серии экспериментов измерялась линейная стационарная скорость горения образцов диаметром 10 мм. Полученные результаты представлены в таблице 2.

На основе полученных данных была выявлена зависимость скорости горения от плотности образцов. Графики зависимости для каждого из составов представлены на рисунке 9. Установлено, что в присутствии пластификатора, с увеличением плотности увеличивается скорость горения от 7,9 см/с до 8,6 см/с, рисунок 10.

Таблица 2– Скорость горения образцов системы Ti-B

Состав	Давление прессования шихты, P (МПа)	Плотность образцов, ρ (г/см³)	Скорость горения в атмосфере инертного газа, см/с
A1	110±15	1,98±0,14	6,8±0,17
A2	55±5	1,71±0,09	7,9±0,15
A2	125±15	1,811±0,11	8,4±0,17
A2	187±22	1,85±0,05	8,6±0,12
A2	262±15	2±0,11	8,62±0,15
A3	63±5	1,84±0,12	6±0,15
A3	125±8	1,93±0,07	6,9±0,2
A3	187±13	2±0,18	8,3±0,25
A4	63±13	1,84±0,25	8,4±0,35
A4	125±22	1,84±0,25	6±0,25

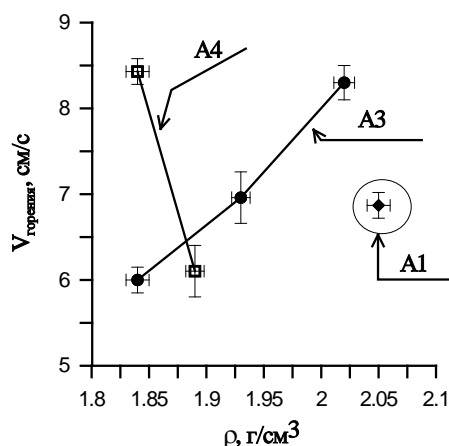


Рисунок 9 – Зависимость скорости горения от плотности образцов на основе различных порошков Ti без добавления связующего

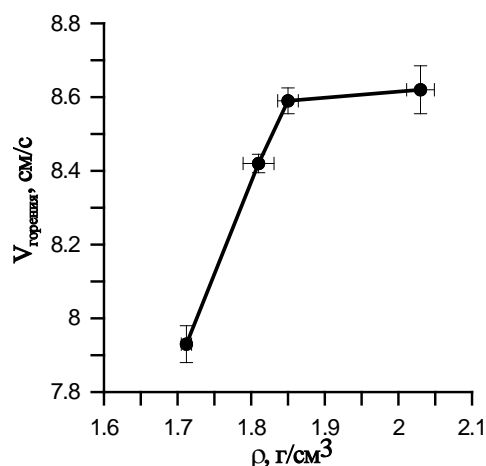


Рисунок 10 – Зависимость скорости горения от плотности образцов состава А2 с добавлением связующего

Выявлено, что при добавке к системе 69 % Ti-31 % В 2,5 масс. % порошка алюминия со средним размером частиц ~ 100 мкм скорость горения системы, получаемой после формования с 1 масс. % связующего, составляет ~ 120 мм/с при внешнем давлении вплоть до 6 МПа.

Таким образом, было проведено исследование по подбору быстрогорящего состава, пригодного для изготовления образцов с высокой (более 70 мм/с) скоростью горения. В качестве исходных материалов были выбраны и изучены порошки бора и титана различной дисперсности. Определены зависимости скорости горения от плотности получаемых образцов и дисперсности используемых в исходной шихте порошков титана. Показано, что скорость горения полученных образцов незначительно зависит от дисперсности исходных порошков титана и для системы 69 % Ti – 31 % В составляет 70 – 80 мм/с. При добавке к системе 69 % Ti-31 % В 2,5 масс. % порошка

алюминия со средним размером частиц ~ 100 мкм скорость горения системы, получаемой после формования с 1 масс. % связующего, составляет ~ 120 мм/с при внешнем давлении до 6 МПа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-60028 мол_а_дк.

Литература

1. Авиационные и ракетные двигатели. Т. 1. Процессы горения топлив в РДТТ [Текст] / Под ред. А.З. Чулкова. – М.: ВИНТИ, 1974. – 217 с.
2. Новиков Н.П. Зависимость состава продуктов и скорости горения в системах металл–бор от соотношения реагентов [Текст] / Н.П. Новиков, И.П. Боровинская, А.Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 1974. – Т. 10, № 2. – С. 201–206.
3. Азатян Т.С. О механизме распространения волны горения в смесях титана с бором [Текст] / Т.С. Азатян, В.М. Мальцев, А.Г. Мержанов, В.А. Селезнев. // Физика горения и взрыва. – 1980. – № 2. – С. 37–42.

ВЛИЯНИЕ ВЫХОДА ЛЕТУЧИХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ПОЛИДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

А. Ю. Крайнов¹, К. М. Моисеева¹, Д. Ю. Палеев²

¹Томский государственный университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина 36

²Институт угля СО РАН
650065, Россия, Кемерово, пр. Ленинградский 10
E-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

На характеристики горения газовзвеси угольной пыли оказывают влияние свойства и состав пыли, к которым относятся: процентное содержание углеводородов, летучих компонентов и инертных составляющих в смеси, а также размер и распределение по фракциям частиц угольной пыли [1 – 4]. Летучие компоненты при нагреве угольной пыли интенсивно выделяются и влияют на характеристики воспламеняемости газовзвеси угольной пыли. Инертные частицы пыли не принимают участия в горении и являются ингибиторами процесса.

В работе [4] было выполнено исследование воспламенения и сгорания газовзвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси в случае, когда инертные частицы составляли 10% от общего количества частиц. Показано, что при малых массах угольной пыли увеличение процентного содержания летучих в смеси приводит к увеличению максимального давления в объеме. При больших массах угольной пыли с увеличением процентного содержания летучих в пыли величина максимального давления уменьшается. Содержание инертных частиц во взвеси угольной пыли также может оказать влияние на величину максимального давления, достигаемого в объеме.

Целью настоящей работы является определение влияния состава угольной пыли (процентного содержания летучих компонентов и инертных частиц) на характеристики воспламеняемости взвеси угольной пыли в метановоздушной смеси.

Рассматривается замкнутый сферический объем V , заполненный полидисперсной реагирующей газовзвесью, которая состоит из 6% метано-воздушной смеси (МВС) и частиц угольной пыли. Полагалось, что угольная пыль представляет собой смесь инертных и реагирующих частиц разного размера. Данные о размерах частиц и их счетной концентрации взяты из [2], где представлены результаты исследования влияния наноразмерной фракции угольной пыли на характеристики горения реагирующей газовзвеси.

Физико-математическая постановка задачи учитывает выход летучих компонентов из частиц при их нагреве, излучение от частиц в окружающую среду, теплоотдачу от газа в окружающую среду через боковую поверхность сферического объема. Коэффициент массоотдачи частиц соответствует [5], учитывается зависимость коэффициента теплопроводности газа от температуры.

Учитывается полидисперсность угольной пыли. В уравнении изменения плотности окислителя учитывается расход окислителя на две реакции: гетерогенную на поверхности частиц и гомогенную в газе. Экзотермические химические реакции в газе определяются Аррениусовской кинетикой второго порядка. Гетерогенная реакция на частицах задается реакцией первого порядка. Для заданных допущений математическая постановка имеет вид:

$$\frac{dT_g}{dt} = \frac{\alpha_S S}{V c_g \rho_g} (T_S - T_g) + \frac{Q_1 \rho_1 \rho_2 k_{01}}{c_g \rho_g} \exp\left(\frac{-E_1}{RT_g}\right) + \frac{1}{c_g \rho_g} \sum_{i=1}^{N_{ch}} \left[\alpha_{k,i} S_{k,i} n_i (T_{k,i} - T_g) - n_i (c_k T_{k,i} - c_g T_g) \frac{dm_{k,i}}{dt} \right] \quad (1)$$

$$c_k \rho_{k,i} V_{k,i} \frac{dT_{k,i}}{dt} = [Q_2 S_{k,i} j_{1,i} - Q_3 V_{k,i} j_{2,i}] - \alpha_{k,i} S_{k,i} (T_{k,i} - T_g) + \frac{\alpha_{iz,i} S}{V n_i} (T_S - T_{k,i}), i = 1..N_{ch} \quad (2)$$

$$\frac{dm_{k,i}}{dt} = 4\pi r_{k,i}^2 \rho_{k,i} \frac{dr_{k,i}}{dt} + \frac{4}{3} \pi r_{k,i}^3 \frac{d\rho_{k,i}}{dt}, i = 1..N_{ch} \quad (3)$$

$$\frac{dr_{k,i}}{dt} = -\frac{j_{1,i}}{\rho_{k,i}}, i = 1..N_{ch} \quad (4)$$

$$\frac{d\rho_{k,i}}{dt} = j_{2,i}, i = 1..N_{ch} \quad (5)$$

$$\frac{d\rho_1}{dt} = -\alpha_1 \rho_1 \rho_2 k_{01} \exp\left(\frac{-E_1}{RT_g}\right) - \sum_{i=1}^{N_{ch}} \alpha_2 S_{k,i} j_{1,i} n_i \quad (6)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} = -\alpha_3 \rho_1 \rho_2 k_{01} \exp\left(\frac{-E_1}{RT_g}\right) - \sum_{i=1}^{N_{ch}} \alpha_4 V_{k,i} j_{2,i} n_i \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^{N_{ch}} n_i m_{k,i} + \rho_g \right) = 0 \quad (8)$$

$$P = \rho_g T_g \frac{R}{\mu_g} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} T_g(0) &= T_{g,st}, T_{k,i}(0) = T_{k,st}, \rho_{k,i}(0) = \rho_{k,st}, \\ m_{k,i}(0) &= \frac{4}{3} \pi r_{st,i}^3 \rho_{k,st}, \rho_g(0) = \rho_{g,st}, \\ r_{k,i}(0) &= r_{st,i}, \rho_1(0) = \rho_{1,st}, \rho_2(0) = \rho_{2,st}, \\ m_{k,i}(0) &= \frac{4}{3} \pi r_{st,i}^3 \rho_{k,st}, P(0) = \frac{\rho_{g,st} T_{g,st} R}{\mu_g} \end{aligned} \quad (10)$$

В уравнениях (1) – (10) $\alpha_s = \lambda_g(T) Nu / r_s$ – коэффициент теплообмена газа с боковой поверхностью сферического объема; $\alpha_{k,i} = \lambda_g(T) Nu / r_{k,i}$ – коэффициент теплообмена газа с i -ой частицей; $\alpha_{iz,i} = \sigma \varepsilon (T_{k,i}^2 + T_S^2) (T_{k,i} + T_S)$ – коэффициент теплообмена излучением от общей массы i -ых частиц в окружающую среду; $\beta_{m,i} = \frac{\lambda_g(T) Nu_D}{c_g \rho_g r_{k,i}}$ – коэффициент массоотдачи i -ых частиц [5]; $j_{1,i} = \rho_1 \frac{\beta_{m,i} k_{02} \exp(-E_2/(RT_{k,i}))}{\beta_{m,i} + k_{02} \exp(-E_2/(RT_{k,i}))}$ – скорость гетерогенной реакции i -ой частицы; $j_{2,i} = -(\rho_{k,i} - \rho_T) k_{03} \exp(-E_3/(RT_{k,i}))$ – скорость гомогенной реакции газификации летучей компоненты i -ой частицы; $\lambda_g(T) = \lambda_{g,st} (T_g/T_{g,st})^s$ – коэффициент теплопроводности газа.

В постановке задачи использованы следующие обозначения: T – температура; c – теплоемкость; m – масса; n – количество частиц в единице объема; R – универсальная газовая постоянная; r – радиус; V – объем; S – площадь поверхности; j_1 – скорость гетерогенной реакции; j_2 – скорость гомогенной реакции газификации летучих компонентов; Q – тепловой эффект реакции; E – энергия активации; k_0 – предэкспонент в законе Аррениуса; ρ_g – плотность газа; ρ_k – распределенная плотность частиц i -ой фракции; ρ_1 – парциальная плотность окислителя в смеси; ρ_2 – парциальная плотность горючего в смеси; μ – молярная масса; $\alpha_{1..4}$ – стехиометрические коэффициенты гомогенной и гетерогенной реакций; λ – коэффициент теплопроводности; σ – постоянная Стефана-Больцмана; ε – степень черноты в законе Стефана-Больцмана. Индексы: g – параметры газа; k,i – параметры частиц; S – параметры окружающей среды и реактора; iz – излучение; st – начальные параметры.

Задача (1) – (10) решалась методом Рунге-Кутты-Мерсона с автоматическим выбором шага. Достоверность расчетов проверялась путем решения частных постановок задачи. Согласно проверке на достоверность погрешность расчета составляет не более 3 %.

Расчеты проводились для параметров [4]: $Nu = 1$; $Q_1 = 50 \text{ МДж/кг}$; $Q_2 = 29 \text{ МДж/кг}$; $Q_3 = 2 \text{ МДж/кг}$; $k_{01} = 2,2 \cdot 10^{10} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с})$; $k_{02} = 79 \cdot 10^3 \text{ м/с}$; $k_{03} = 14,2 \text{ с}^{-1}$; $V = 10^{-2} \text{ м}^3$; $E_1 = 132 \text{ кДж/моль}$; $E_2 = 135 \text{ кДж/моль}$; $E_3 = 29,3 \text{ кДж/моль}$; $R = 8,31 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$; $\alpha_1 = 4$, $c_g = 1150 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$; $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = 1$, $\alpha_4 = 1$; $c_k = 1464,4 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$; $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$; $\rho_{k,st} = 1400 \text{ кг/(м}^3)$; $\rho_{g,st} = 1,187 \text{ кг/м}^3$; $\varepsilon = 0,95$, $s = 0,67$. Общая счетная концентрация частиц взята равной 10^{12} частиц на объем V [2].

Полагалось, что наноразмерная фракция угольной пыли составляет 90% всей счетной концентрации частиц. Наноразмерная фракция

подразделялась на частицы радиуса 75 нм и 10 нм. Выбор количества и размеров наноразмерной фракции частиц основан на работе [2]. Более крупные частицы (кластеры) составляли 10 % счетной концентрации частицы. Радиус кластерных частиц в расчетах варьировался от $r_{kl} = 1 \text{ мкм}$ до $r_{kl} = 9 \text{ мкм}$. Полагалось, что частицы могут быть, как реагирующими, так и инертными. В расчетах было принято, что частицы каждого размера (75 нм, 10 нм, r_{kl}) пропорционально делятся на реагирующие и инертные, число инертных частиц варьировалось от 10% до 40%. Процентное содержание летучих, $N_{let,\%}$, в смеси задавалось равным 10 % и 70%.

На рис. 1 представлена зависимость максимального давления, достигаемого в объеме, от размеров кластерных частиц, содержащихся в смеси. Кривые 1 – 4 соответствуют содержанию инертных частиц в угольной пыли от 10 до 40 процентов соответственно.

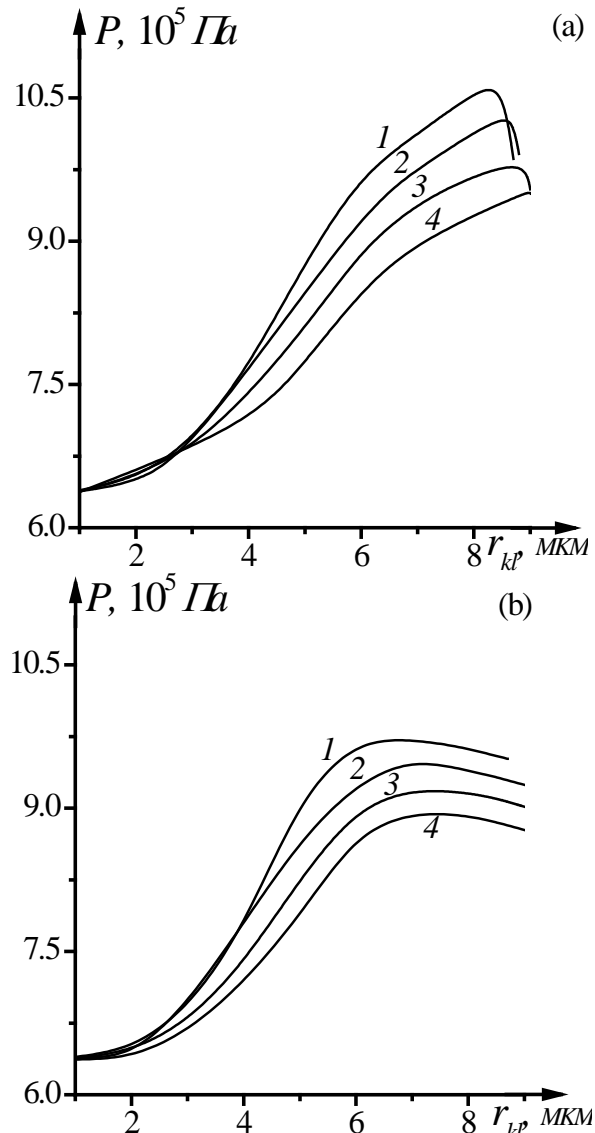


Рис. 1. Максимальное давление в объеме в зависимости от размера кластерных частиц. Процентное содержание летучих: 10% (а), 70% (б). Процентное содержание инертных частиц: 1 – 10 %, 2 – 20 %, 3 – 30 %, 4 – 40 %

Согласно полученным результатам для крупных кластерных частиц увеличение процентного содержания инертных компонентов смеси приводит к уменьшению максимального давления достигаемого в объеме. Максимальное давление в объеме увеличивается с увеличением размеров частиц. Это связано с тем, что счетная концентрация частиц в расчетах оставалась постоянной, и увеличение размеров кластерных частиц приводило к увеличению общей массы угольной пыли.

Как было показано в [4] процентное содержание летучих в смеси существенно влияет на величину максимального давления, достигаемого в объеме. Для сравнительного анализа влияния процентного содержания летучих компонентов на величину максимального давления, достигаемого в объеме, кривые 1, рис. 1 на рис. 2.

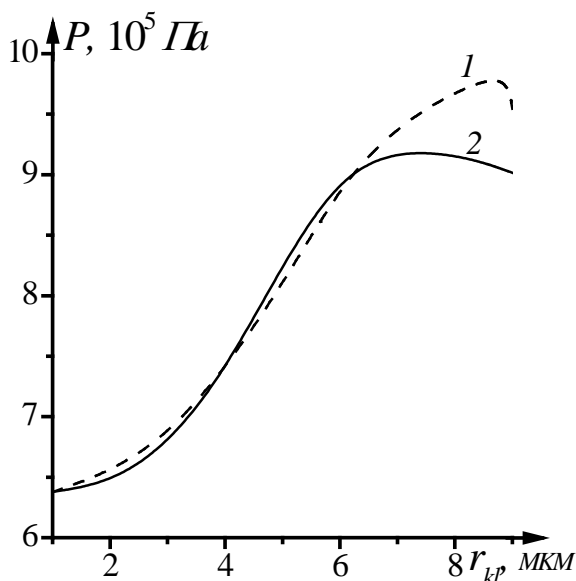


Рис. 2. Максимальное давление в объеме в зависимости от размера кластерных частиц. Процентное содержание летучих: 10% (кривая 1), 70% (кривая 2). Процентное содержание инертных частиц – 30 %

Согласно рис. 2 для кластерных частиц, размером менее 4 мкм, кривая 1 проходит выше

кривой 2. Для частиц размером от 4 мкм до 6.5 мкм кривая 1 находится ниже кривой 2. Для кластерных частиц радиуса более 6.5 мкм кривая 1 проходит выше кривой 2. Таким образом, при сжигании малого или чрезмерно большого количества угольной пыли большее давление достигается для пыли с наименьшим содержанием летучих компонентов. Для смеси со средней массой пыли максимальное давление достигается для пыли с наибольшим содержанием летучих.

Выводы.

Выполнено численное исследование воспламенения и сгорания полидисперсной взвеси частиц угольной пыли в метано-воздушной смеси в зависимости от состава пыли. Показано влияние процентного содержания летучих компонент и инертных частиц в пыли на величину максимального давления, достигаемого в объеме.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 15-03-02578 а.

Литература

1. Рубцов Н. М., Сеплярский Б. С., Цветков Г. И., Черныш В. И. Воспламенение угольных порошков в присутствии природного газа, кислорода и химически активных добавок// Кинетика и катализ. 2011. Т. 52, № 3. С. 358–362.
2. Бакланов А. М., Валиулин С. В., Дубцов С. Н., Замашников В. В., Клишин В. И., Конторович А. Э., Коржавин А. А., Онищук А. А., Палеев Д. Ю., Пуртов П. А. Наноаэрозольная фракция в техногенной угольной пыли и ее влияние на взрывоопасность пыле-метано-воздушных смесей// Доклады академии наук. 2015. Т. 461, № 3. С. 295–299.
3. Крайнов А. Ю. Моделирование распространения пламени в смеси горючих газов и частиц// Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 3–9.
4. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М., Палеев Д. Ю. Численное исследование сгорания полидисперсной газозвеси угольной пыли в сферическом объеме// Компьютерные исследования и моделирование. 2016. Т. 8, № 3, С. 531–539.
5. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.

МАХЕ-ЭФФЕКТ ПРИ ГОРЕНИИ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

А. Ю. Крайнов, К. М. Моисеева

Томский государственный университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина 36
E-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

Одним из методов экспериментального определения нормальной скорости пламени является сжигание газа в сферическом объеме [1, 2]. При горении газа в замкнутом объеме повышается давление, температура после сгорания выше по сравнению с горением в открытом пространстве [1, 2]. При зажигании смеси в центре сферического объема максимальная температура продуктов реакции в конце горения устанавливается в центре объема, а минимальная – вблизи стенок сосуда (Махе-эффект, [1, 2]), наблюдается всплеск излучения, ускорение роста давления в конце горения [2-4].

В [5] представлена математическая модель и результаты исследования критической энергии зажигания искрой горючей газовой смеси, где учитывается тепловое расширение газа и его движение при искровом зажигании.

Целью настоящей работы является численное исследование горения метано-воздушных смесей с содержанием метана меньше стехиометрического значения в замкнутом сферическом объеме.

Метано-воздушная смесь с объемной концентрацией метана a_{vol} находится в сферическом объеме V радиуса r_s . Стенки объема теплоизолированы. Зажигание газовой смеси осуществляется очагом радиуса r_0 , расположенным в центре объема. Коэффициенты диффузии и теплопроводности зависят от температуры [6]. Влиянием состава смеси на газовую постоянную пренебрегается. Учитывается движение газа, обусловленное тепловым расширением газа при повышении температуры. В метано-воздушной смеси проходят экзотермические химические реакции по закону Аррениуса, скорость реакции описывается кинетикой первого порядка по метану.

Математическая постановка задачи основана на модели [5] и для сформулированных допущений имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} = -\frac{2\rho u}{r}. \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} = -\frac{2\rho u^2}{r}. \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho(\varepsilon + u^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial[\rho u(\varepsilon + u^2/2) + pu]}{\partial r} = \\ & = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q k_0 \rho_{CH_4} \exp\left(-\frac{E}{R_u T}\right) - \frac{2(\rho u(\varepsilon + u^2/2) + pu)}{r}. \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_{CH_4}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{CH_4} u}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D(T) \frac{\partial \rho_{CH_4}}{\partial r} \right) - k_0 \rho_{CH_4} \exp\left(-\frac{E}{R_u T}\right) - \frac{2\rho_{CH_4} u}{r}. \quad (4)$$

$$p = R \rho T. \quad (5)$$

Начальные условия:

$$T(r, 0) = \begin{cases} T_z, & 0 \leq r \leq r_0 \\ T_b, & r_0 < r \leq r_s \end{cases}, \quad \rho_{CH_4}(r, 0) = \rho_{CH_4, b}, \quad (6)$$

$$u(r, 0) = 0, \quad p(r, 0) = p_b.$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{CH_4}(0, t)}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial \rho(r_s, t)}{\partial r} = \frac{\partial T(r_s, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{CH_4}(r_s, t)}{\partial r} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon = \frac{p}{\rho(\gamma-1)}$ – внутренняя энергия газа,

$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты, ρ – плотность, ρ_{CH_4} –

парциальная плотность метана, u – скорость газа, t – время, r – координата по радиусу, p – давление, λ – коэффициент теплопроводности, D – коэффициент диффузии, Q – тепловой эффект реакции, k_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса, T – температура, E – энергия активации, R_u – универсальная газовая постоянная, R – газовая постоянная, r_0 – радиус границы высокотемпературной области (очага), r_s – радиус сферического объема. Индексом b отмечены начальные значения параметров состояния метано-воздушной смеси.

Переменная ρ_{CH_4} определяет значение парциальной плотности метана в смеси, $\rho_{CH_4} = a_{CH_4} \rho$, где a_{CH_4} – массовая концентрация метана. Связь между массовой и объемной концентрацией метана в смеси определяется

$$\text{соотношением: } a_{CH_4} = \frac{a_{vol} \mu_{CH_4}}{(100 - a_{vol}) \mu_{air} + a_{vol} \mu_{CH_4}}.$$

Здесь a_{vol} – объемная процентная концентрация метана в смеси, μ_{CH_4} – молярная масса метана, μ_{air} – молярная масса воздуха. Зависимость коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры определяются выражениями:

$$\lambda = \lambda_{st} \left(\frac{T}{T_b} \right)^s, \quad D = \frac{\lambda(T)}{c_p \rho} \quad [6, 7], \quad \lambda_{st} - \text{значение}$$

коэффициента теплопроводности при $T = 300 \text{ K}$.

Задача (1) – (7) решалась численно методом С. К. Годунова [8]. Слагаемые в правых частях уравнений (3), (4), описывающие теплопроводность и диффузию, аппроксимировались явно на трехточечном шаблоне. Шаг по пространству задавался, таким, чтобы обеспечить в зоне реакции и прогрева перед фронтом горения достаточное количество точек разностной схемы, $\Delta h = 10^{-5}$ м, [7]. Величина схемной диффузии при выбранном шаге Δh была много меньше коэффициента диффузии D [9]. Шаг по времени определялся из условия устойчивости Куранта, $\Delta t = \frac{0.8 \Delta h}{\max[c + |u|]}$, где c –

скорость звука.

Тестирование методики численного решения и программы ЭВМ проводилось путем сравнения расчетных и аналитических значений адиабатической температуры и давления при тепловом взрыве метано-воздушной смеси в объеме. При начальной температуре смеси во всем объеме равной $T_b = 1500$ К был выполнен расчет для определения адиабатической температуры и конечного давления газа, устанавливающихся после сгорания горючей компоненты. Для начальных значений $p_b = 0.1$ МПа, $a_{vol} = 6\%$, $Q = 55.7$ МДж/кг, $c_v = 768.2$ Дж/(кг·К), $p_b = p_b / (RT_b)$ адиабатическая температура и давление газа в конце горения, полученные из расчета по разработанной методике и программе ЭВМ, равнялись $T_{ad}^{ch} = 3997.15$ К, $p_{e,ch} = 0.266$ МПа. Аналитическое значение адиабатической температуры определяется по формуле: $T_{ad}^{an} = T_b + \frac{Q \rho_{CH4}}{c_v \rho_b}$ [1], и для заданной

величины a_{vol} составляет $T_{ad}^{an} = 4039.38$ К. Аналитическое значение давления в конце горения определяется из уравнения состояния идеального газа $p_{e,an} = \rho_b R T_{ad}^{an}$ (плотность газа в замкнутом объеме при тепловом взрыве не меняется), $p_{e,an} = 0.269$ МПа. Из сравнения аналитических и численных значений погрешность расчета составила 1.1 %.

При решении задачи о распространении пламени метано-воздушной смеси в замкнутом объеме начальное условие (6) задавалось таким образом, чтобы с одной стороны обеспечить достаточное количество энергии для зажигания метано-воздушной смеси, с другой стороны не внести большого количества тепловой энергии в объем. В расчетах задавались значения $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м,

$T_z = 1500$ К, $\rho_z = \frac{p_b}{RT_z}$. При этих значениях

количество тепловой энергии, передаваемой газовой смеси источником зажигания, составляет $Q_z = c_p \rho_z \frac{4}{3} \pi r_0^3 \Delta T = 0.011$ Дж. Минимальная

энергия зажигания метано-воздушной смеси стехиометрического состава составляет 0.28 мДж

[2, 10]. Энергия, полученная от сжигания 6 % метано-воздушной смеси в сферическом объеме величины $V = 10^{-2}$ м³ равна 23352 Дж. Таким образом, количество энергии, переданное смеси от источника зажигания, много меньше количества энергии, выделившейся при сгорании метано-воздушной смеси, и больше, чем критическая энергия зажигания метано-воздушных смесей.

Расчет задачи (1) – (7) проводился при следующих значениях размерных величин [1, 2, 7]: $Q = 55.7$ МДж/кг, $k_0 = 2.1 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $p_b = 0.1$ МПа, $E = 239$ кДж/моль, $c_p = 1065$ Дж/(кг·К), $c_v = 768.2$ Дж/(кг·К), $s = 2/3$, $\lambda_{st} = 0.025$ Вт/(м·К), $R_u = 8.31$ Дж/(моль·К), $R = 296.8$ Дж/(кг·К), $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $T_b = 300$ К, $T_z = 1500$ К, $V = 10^{-2}$ м³, $r_s = 0.134$ м. В расчетах варьировалась величина объемного содержания метана в смеси, a_{vol} , в диапазоне от 6.5 % до 5.3 % (нижний предел воспламеняемости газовой смеси [2]). Результаты исследования представлены на рис. 1 – 4.

На рис. 1 представлены распределения температуры газа по пространству в различные моменты времени. Кривые на рис. 1 определяют продвижение волны горения через 0.04 с. Волна горения доходит до стенок сферического объема за 0.38 с. Максимальная температура газа в объеме достигается в его центре, минимальная температура газа – вблизи стенки объема. Полученная закономерность в распределении температуры соответствуют Махе-эффекту [1, 2].

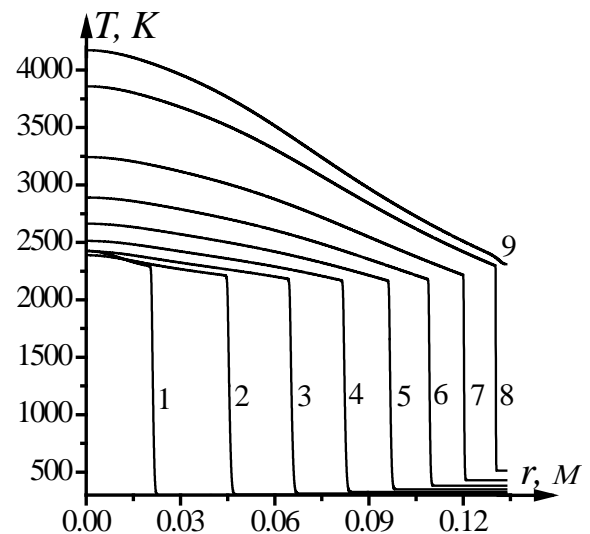


Рис. 1. Распределение температуры газа по пространству в различные моменты времени. $a_{vol} = 6\%$; 1 – $t = 0.02$ с, 2 – $t = 0.06$ с, 3 – $t = 0.1$ с, 4 – $t = 0.14$ с, 5 – $t = 0.18$ с, 6 – $t = 0.22$ с, 7 – $t = 0.26$ с, 8 – $t = 0.3$ с, 9 – $t = 0.38$ с.

Изменение давления в центре сосуда во времени при сгорании 6 % метано-воздушной смеси представлено на рис. 2. При полном сгорании смеси в замкнутом объеме максимальное давление в объеме составляет $9.5 \cdot 10^5$ Па.

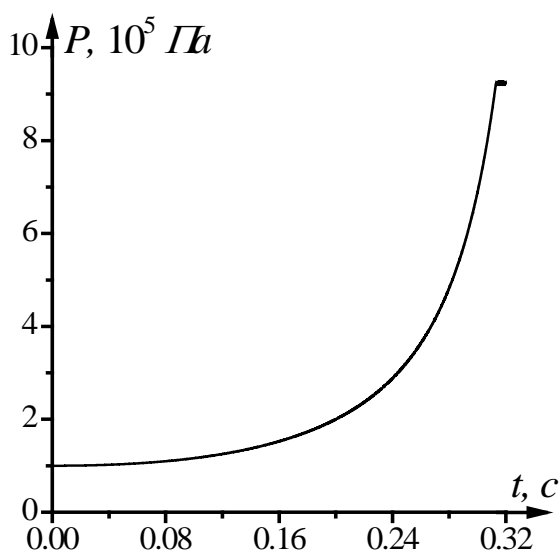


Рис. 2. Изменение давления в центре объема во времени. $a_{vol} = 6\%$

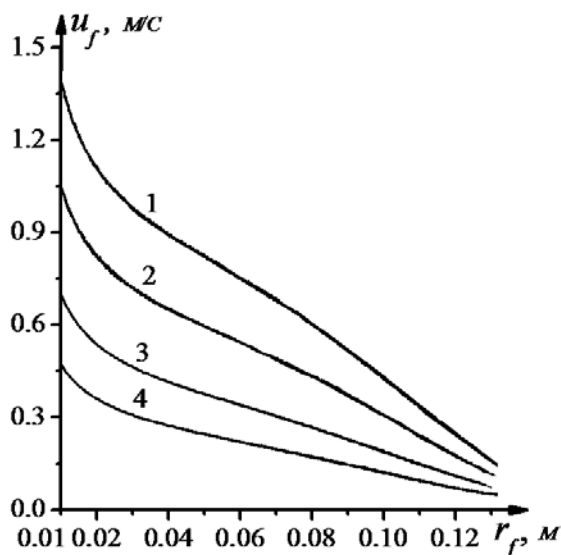


Рис. 3. Зависимость скорости перемещения фронта горения от координаты. 1 – $a_{vol} = 6.5\%$, 2 – $a_{vol} = 6\%$, 3 – $a_{vol} = 5.7\%$, 4 – $a_{vol} = 5.3\%$

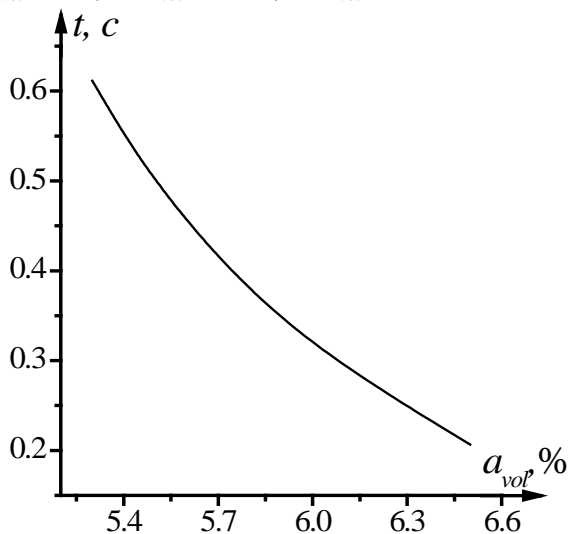


Рис. 4. Зависимость времени сгорания метано-воздушной смеси в сферическом объеме $V = 10^{-2} \text{ м}^3$ от процентного содержания метана в смеси

При уменьшении процентного содержания метана в смеси скорость распространения волны горения по объему уменьшается. На рис. 3 представлены зависимости скорости перемещения фронта горения от координаты для $a_{vol} = 5.3 \div 6.5\%$. На рис. 4 представлена зависимость времени сгорания метано-воздушной смеси, t_k , в сферическом объеме $V = 10^{-2} \text{ м}^3$ от процентного содержания метана в смеси. Видно, что при стремлении объемного содержания метана к нижней границе воспламеняемости время сгорания газа увеличивается.

Выводы.

На основе физико-математической модели горения сжимаемого теплопроводного газа проведено численное исследование скорости распространения фронта горения метано-воздушной смеси в замкнутом сферическом объеме при зажигании в центре объема от концентрации метана. Показана неоднородность распределения температуры продуктов реакции в объеме в конце горения, максимальная температура газа достигается в центре объема, а минимальная – вблизи стенок (Махе эффект). Получены зависимости скорости распространения фронта горения от координаты, зависимости давления в сосуде от времени при различных значениях концентрации метана в метано-воздушной смеси

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта №16-33-60091 мол_а_дк.

Литература

1. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. – М.: Наука, 1980. – 478 с.
2. Льюис Б., Эльбе Г. [Lewis B, Von Elbe G]. Горение, пламя и взрывы в газах/ пер. с англ. под ред. К.И. Щелкина, А.А. Борисова. – М.: Мир, 1968. – 591 с.
3. Щетинков Е.С. Физика горения газов. – М.: Наука, 1965. – 740 с.
4. Розловский А.И. Взрывобезопасность паро-газовых систем в технологических процессах. – М.: Химия, 1973. – 130 с.
5. Крайнов А.Ю., Баймлер В.А. Влияние термического расширения на минимальную энергию искрового зажигания газа // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т.38, №4. – С.9-13.
6. Шкадинский К.Г., Барзыкин В.В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики // Физика горения и взрыва. – 1968. – Т.4, №2. – С.176-181.
7. Крайнов А. Ю., Моисеева К. М. Горение бедных метано-воздушных смесей в щелевой горелке с адиабатическими внешними стенками // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т.52, №1. – С. 51 – 59.
8. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
9. Беляев Н. М., Хрущ В. К. Численный расчет сверхзвуковых течений газа. – Киев: Вища школа, 1984. – 223 с.
10. Система стандартов безопасности труда. Пожарная безопасность. Общие требования. ГОСТ 12.1.004-91 – Введ. 1992-07-01 – М.: Стандартиформ, 2006.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ РАЗГРУЗКИ НА ЛАЗЕРНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ТЭНА

Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Нелюбина Н.В., Никитин А.П.

Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН

650000, Кемерово, просп. Советский, 18

lesinko-iuxm@yandex.ru

В работе проведено исследование влияния условий газодинамической разгрузки на лазерное инициирование тэна. Показано, что при блокировке газодинамической разгрузки образца при лазерном инициировании (1064 нм, 532 нм, 14 нс) взрывчатое разложение происходит при меньших плотностях энергии лазерного импульса. Изменение условий газодинамической разгрузки влияет на величину порога инициирования взрыва одинаковым образом при воздействии первой и второй гармониками неодимового лазера.

Ключевые слова: тэн, лазерное инициирование, газодинамическая разгрузка, наночастицы

ВВЕДЕНИЕ

Лазерное инициирование бризантных взрывчатых веществ много лет привлекает внимание исследователей [1-6]. Одной из важнейших характеристик является порог инициирования. Эта характеристика зависит от многих факторов: дисперсности ВВ, плотности образцов, длины волны лазерного излучения, длительности импульса, наличие инородных включений и т.д. [1].

Примечательно, что лазерное инициирование взрыва ВВ достигается только в том случае, если облучаемая поверхность накрыта прозрачной подложкой.

В работе [7] показано, что при уменьшении толщины подложки от 1.7 до ≈ 0.1 мм пороговая энергия инициирования тэна остается постоянной, а при дальнейшем уменьшении толщины подложки она растет. Открытая поверхность тэна не инициируется при энергиях, много больших энергии тэна с подложками.

Авторы [7] связывают зависимость порога при уменьшении толщины подложки от 0.1 до 0.01 мм с уменьшением времени волновой циркуляции в ней по сравнению с длительностью инициирующего импульса, в результате характер разгрузки поверхности образца приближается к характеру открытой поверхности ВВ. Тем не менее, энергия инициирования тэна при таких подложках лишь в 1.2 раза выше энергии инициирования при толстых (~ 1 мм) подложках.

В выводах авторов [7], по-видимому, есть рациональное зерно. Однако с нашей точки зрения, на абсолютную величину порога взрывчатого разложения оказывает влияние частичной газодинамической разгрузки за счет не плотного контакта прозрачной подложки и поверхности ВВ.

Проверка этого предположения и является целью настоящей работы. Отметим, что в некоторых практических случаях, например, при разработке конструкции работы светодетонаторов, необходимо

достижение минимального значения порога взрывчатого разложения ВВ.

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве источника инициирования использовалась первая ($\lambda = 1064$ нм) и вторая ($\lambda = 532$ нм) гармоника Nd:YAG – лазера, работающего в режиме модулированной добротности с длительностью импульса $\tau = 14$ нс. Распределение интенсивности излучения по сечению пучка было близким к прямоугольному.

Для изготовления экспериментальных образцов использовался порошок тэна с узким гранулометрическим распределением. Размер зерен в максимуме распределения составлял 1 – 2 мкм. Образцы изготавливались методом прессования в медном держателе, в центре которого имелось диаметром 3 мм. Плотность образцов составляла $\rho = 1.73$ г/см³. Использовались образцы, изготовленные из тэна без включений и с включениями Al 0.1% по массе размером в максимуме распределения 100 – 120 нм, на которых ранее получен наиболее низкий порог взрывчатого разложения [8].

Методика изготовления и отбора образцов более подробно изложена в работе [9, 10].

Использовались два типа экспериментальных ячеек, конструкции которых представлены на рис. 1. В конструкции рис. 1а, как и в прежних наших работах [8-12] образец (1) накрывался со стороны облучения пластиной (2) из оптического стекла толщиной 2 мм. Во втором случае (рис. 1б) на стеклянную пластину накладывалась медная пластина (3) с отверстием в центре для ввода излучения, которая плотно прижимала стеклянную пластину к поверхности образца с помощью винтов (4).

Излучение фокусировали на образец с помощью линзы, диаметр пятна составил 2 мм. Для контроля энергии в импульсе часть излучения отводилось с помощью стеклянной пластины и регистрировалось с помощью приемника OPHIR PE50BF-C.

За факт взрыва принимался громкий звуковой сигнал и отпечаток на пластине свидетеле (5) (рис. 1), диаметром равным диаметру образца.

Измерялись зависимости вероятности взрыва от плотности энергии пучка лазера (кривые частоты). Методика измерений аналогична, применяемой в работах [7-10]. Из кривых частоты определялась критическая плотность энергии, соответствующая 50% вероятности взрыва при воздействии первой и второй гармониками лазера с использованием геометрии экспериментов рис. 1а и 1б. Результаты для H_{cr} представлены в таблицах. Отметим, что при

использовании геометрии рис. 1а при максимальной плотности энергии, достижимой в условиях эксперимента ($H = 35 \text{ Дж/см}^2$) из 10 образцов взорвались 2, поэтому в таблице 1 указана плотность энергии при вероятности $P = 0.2$. В остальных случаях H_{cr} указаны для $P = 0.5$.

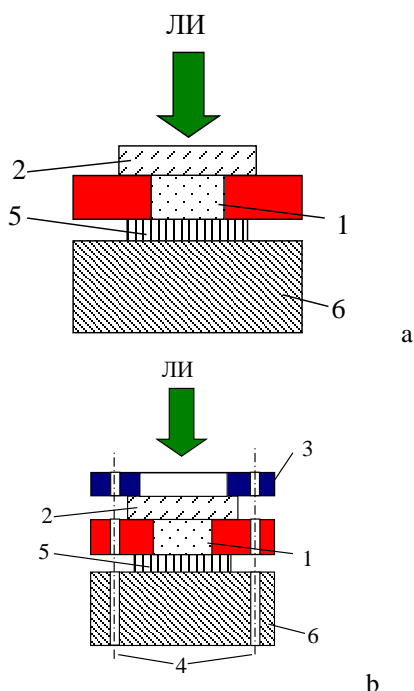


Рис. 1. Конструкция экспериментальных ячеек. 1. – образец в медном держателе; 2 – пластина оптического стекла; 3 – прижимная медная пластина; 4 – винты; 5 – пластина-свидетель; 6 – массивное основание; ЛИ – лазерное излучение

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты экспериментов, представленные в таблице 1 и 2, свидетельствуют о том, что порог взрыва H_{cr} существенно зависит от условий газодинамической разгрузки. При достижении определенной энергии воздействия в образце инициируется химическая реакция, сопровождающаяся газовыделением. Если газовыделение не блокировать (например, стеклянной пластиной), наблюдается выброс вещества (каверны) и взрыв не наблюдается. Если газовыделение заблокировано, то давление газов создает условие для дальнейшего развития химической реакции, приводящей к взрыву. Чем лучше заблокирована газодинамическая разгрузка, тем при меньшем H_{cr} достигается взрывчатое разложение. Рассмотрим результаты экспериментов на чистом тэне. Как видно из таблицы 1 эффект изменения условий газодинамической разгрузки максимален при воздействии первой гармоникой лазера (H_{cr} изменяется примерно на порядок).

Этот факт свидетельствует о том, что на инициирование ВВ существенно влияет тонкий слой, прилегающей к подложке. Согласно [1] поглощение излучения происходит на дефектах структуры образца, содержание которых наиболее велико вблизи поверхности образца. Поэтому развитие реакции происходит непосредственно на

поверхности и изменение условий газодинамической разгрузки так существенно.

Таблица 1. Пороги лазерного инициирования тэна в зависимости от вида экспериментальной ячейки (рис. 1) и длины волны излучения.

λ , нм	H_{cr} , Дж/см ²	
	ячейка а	ячейка б
1064	35 ($P = 0.2$)	4.9
532	12.3	6.8

При инициирование образцов второй гармоникой, H_{cr} при использовании схемы рис. 1б уменьшается менее чем в два раза, т.е. эффект значительно скромнее. Как показано в работе [12], поглощение излучение второй гармоники происходит в объеме кристалла по двухфотонному механизму. Там же сделана оценка коэффициента двухфотонного поглощения $\beta = 300 \text{ см/ГВт}$. В этом случае распределение поглощенной энергии в объеме происходит по гиперболическому закону, при этом при H_{cr} половина энергии поглощается в слое, толщиной $\approx 35 - 40 \text{ мкм}$, в связи с этим реакции инициируется, по-видимому, не только непосредственно у поверхности, но и в глубине образца. В связи с этим изменение условий газодинамической разгрузки играет меньшую роль относительно инициирования первой гармоникой.

Таблица 2. Пороги лазерного инициирования тэна с включениями наночастиц алюминия 0.1% масс. в зависимости от вида экспериментальной ячейки (рис. 1) и длины волны излучения.

λ , нм	H_{cr} , Дж/см ²	
	ячейка а	ячейка б
1064	1.15	0.5
532	0.7	0.3

В случае использования композитов на основе тэна с включениями наночастиц Al, излучение поглощается в основном наночастицами [10], происходит их нагрев и образование "горячих точек" с инициированием химической реакции. Различие порогов инициирования (таблица 2) первой и второй гармониками связано с тем, что включения применяемых размеров при одинаковой концентрации имеет больший показатель поглощения для второй гармоники [11]. Следовательно, нагрев включений и инициирование химической реакции происходит при меньших H_{cr} для второй гармоники. При используемых концентрациях включений показатель поглощения $k \approx 200 \text{ см}^{-1}$, т.е. 0.63 поглощенной энергии распределено в слое $\approx 50 \text{ мкм}$ [13]. В связи с этим, изменение условий газодинамической разгрузки в данном случае влияет на величину порога одинаковым образом при воздействии первой и второй гармониками (пороги уменьшаются в ~ 2 раза при использовании схемы рис. 1б), поскольку поглощающаяся энергия распределена по глубине образца.

ВЫВОДЫ

1. Ухудшение условий газодинамической разгрузки приводит к уменьшению H_{cr} . Энерговыделение вблизи поверхности образца приводит к развитию ударной волны и взрыву образца.

2. Эффект наиболее сильно проявляется на чистых кристаллах инициированных первой гармоникой, поскольку химическая реакция наиболее интенсивно развивается более тонком поверхностном слое, чем при инициировании второй гармоникой или в случае композитов с включением Al.

Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-33-00510 мол_а и Минобрнауки РФ (НИР № 3603 по заданию №2014/64) на оборудовании КемЦКП ФИЦ УУХ СО РАН.

Литература

1. Быстрое инициирование ВВ. Особые режимы детонации // Сб. научн. статей под ред. В.И. Таржанова. Снежинск.: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ. 1998. 168с.
2. Ng W.L., Field J.E., Hauser H.M. Thermal, fracture, and laser-induced decomposition of pentaerythritol tetranitrate // J. Appl. Phys. – 1986. – V. 12. – P. 3945.
3. Aluker E.D., Krechetov A.G., Mitrofanov A.Y., Nurmukhametov D.R., Kuklja M.M. Laser Initiation of Energetic Materials: Selective Photoinitiation Regime in Pentaerythritol Tetranitrate // J. Phys. Chem. C. – 2011. – Vol. 115, No. 14. – P. 6893-6901.
4. Yang Y., Sun Z., Wang S., and Dlott D. Fast Spectroscopy of Laser-Initiated Nanoenergetic Materials // Journal of Physical Chemistry B. – 2003. – Vol. 107, No. 19. – P. 4485-4493.
5. Александров Е.И., Вознюк А.Г., Ципилев В.П. Влияние поглощающих примесей на зажигание ВВ лазерным излучением // Физика горения и взрыва. – 1989. – Т. 25, № 1. – С. 3-9.
6. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звеков А.А., Зыков И.Ю., Адуев Б.П. Влияние эффективности поглощения лазерного излучения на температуру разогрева включения в прозрачных средах // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 6. – С. 54-58.
7. Таржанов В.И., Зинченко А.Д., Сдобнов В.И. и др. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. – 1996. – Т. 32, № 4. – С. 113-119.
8. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звеков А.А. Регулирование чувствительности пентаэритриттетранитрата к лазерному воздействию с помощью добавок наночастиц металлов никеля и алюминия // Химическая физика. – 2014. – Т. 33, № 6. – С. 37-41.
9. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Ципилев В.П., Фурега Р.И. Влияние добавок ультрадисперсных частиц Al–C на чувствительность тэна к лазерному воздействию // Физика горения и взрыва. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 102-105.
10. Адуев Б.П., Белокуров Г.М., Нурмухаметов Д.Р., Нелюбина Н.В. Светочувствительный материал на основе смеси ТЭНа и наночастиц алюминия // Физика горения и взрыва. – 2012. – Т. 48, № 3. – С. 127-132.
11. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Фурега Р.И., Звеков А.А., Каленский А.В. Взрывчатое разложение тэна с нанодобавками алюминия при воздействии импульсного лазерного излучения различной длины волны // Химическая физика. – 2013, Т. 32, № 8. – С. 39-42.
12. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Лисков И.Ю., Фурега Р.И. Инициирование взрыва тэна при воздействии импульсом второй гармоники неодимового лазера // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 1. – С. 124-129.
13. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Звеков А.А., Каленский А.В., Никитин А.П., Лисков И.Ю. Исследование оптических свойств наночастиц алюминия в тетранитропентаэритрите с использованием фотометрического шара // Журнал технической физики. – 2014. – Т. 84, № 9. – С. 126-131.

СВС ПОРИСТОЙ ОКСИНИТРИДНОЙ КЕРАМИКИ В РЕЖИМЕ ПРИНУДИТЕЛЬНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ БАРОЦИКЛИРОВАНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ СИНТЕЗА

А.С. Мазной*, А.В. Овчинников**, Н.С. Пичугин**

*Томский научный центр СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 10/4

** Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36

E-mail: maznoy_a@mail.ru

Введение. Разработка технологий получения пористых проницаемых материалов, обладающих устойчивостью к разрушающему действию химически агрессивных сред является актуальной практической задачей. Оксинитриды кремния и алюминия (SiAlON) [1] известны износостойкостью и низким коэффициентом теплового расширения, что позволяет превосходить свойства распространённой технической керамики на основе Al_2O_3 и SiO_2 .

Перспективным способом получения азотсодержащих керамик является метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [2]. Для обеспечения полной конверсии исходных реагентов в целевую керамику в процессе синтеза необходимо поддерживать высокую удельную поверхность реакционной среды. Поэтому плавления с коалесценцией конденсированных фаз в зоне волны горения необходимо избегать. Обычно контроль максимальной температуры осуществляется посредством разбавления реакционной шихты термически инертными компонентами. Для получения однофазной керамики в качестве разбавителя необходимо использовать порошок целевого фазового состава. Так как порошки сиаонов не продаются в виде товарных позиций, в качестве разбавителя используется измельченные продукты синтеза с низкой степенью превращения [3]. Используя итеративную схему синтеза, циклы разбавления повторяются до тех пор, пока не получится продукт с полной конверсией: обычно от 2 до 5 циклов. Недостатком данного приема является необходимость проводить затратные операции измельчения. Другим способом контроля максимальной температуры в волне горения может быть управление кинетикой горения посредством контролируемой подачи газового реагента. В работе [4] синтез организован в условиях принудительной фильтрации азота через пористые реакционноспособные образцы, что позволило получить пористые сиаоны при давлении менее 1 МПа. Здесь, при организации спутной фильтрации азота через зону волны горения возникает направленный тепло-, массоперенос, что интенсифицирует процессы азотирования. Предварительные исследования показали, что здесь управление процессом крайне ограничено. Имеется в виду, что в зависимости от расхода синтез либо не происходит (в редких случаях реализуется в нестационарном режиме), либо реализуется с

максимальными параметрами процесса, изменить которые можно только варьируя состав смеси. В настоящей работе предлагается организовать прерывистую подачу газового реагента, что может позволить более гибко управлять горением.

Методики экспериментов. Синтез пористых сиаонов исследовался на примере порошковой системы, нормированной на получение β -сиалона со степенью замещения $z = 4$. Реакционные составы рассчитывались по формуле $46\%[52,63\%\text{SiO}_2 + 47,37\%\text{Al}] + 45\%\text{Si}_2\text{Al}_4\text{O}_4\text{N}_4 + 9\%\text{Al}$. В качестве исходных реагентов использовались порошок алюминия марки АСД-4 (< 10 мкм, РусАл), кремний марки КР-1 (< 10 мкм), природный кварцевый песок (состав 98,15% SiO_2 , 0,67% Al_2O_3 , < 10 мкм), в качестве термически инертного разбавителя использовался порошок $\text{Si}_2\text{Al}_4\text{O}_4\text{N}_4$ ($z = 4$), которые изготавливались самостоятельно по схеме, описанной в [3].

Процедура синтеза в проточном реакторе организуется по методике, описанной в [2]. Использовались цилиндрические образцы массой 100 г, высота 100 мм, диаметр 40 мм, пористость 65%, начальное давление газа в реакторе $P_0 = 870$ кПа, начальный расход газа $Q_0 = 0,26$ г/с при организации спутной фильтрации. Синтез проводился на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 1. Установка позволяет проводить СВС в режиме принудительной фильтрации реакционного газа через образец при давлениях до 1,6 МПа. Реакционная камера представляет собой цилиндр объёмом 0,7 литра с внутренним диаметром 80 мм. Привес образца за счёт поглощения азота определялся путём взвешивания на аналитических электронных весах с точностью ± 10 мг. Степень азотирования продуктов синтеза ν определялась как массовая доля реагента, перешедшая в целевой нитрид или оксинитрид. Фазовый состав продуктов определялся методом рентгенофазового анализа с помощью рентгеновского дифрактометра Shimadzu XRD 6000 и базы данных «PDF4+».

Экспериментальные результаты. На рисунке 2 представлены экспериментальные данные, получаемые при проведении процесса синтеза в условиях бароциклирования при частоте бароциклирования $\gamma = 5$, которая определяется как количество полных циклов открытия/закрытия клапана 13 в минуту. Данный эксперимент был реализован следующим образом. В момент времени $t = 0$ с устанавливается расход 0,26 г/с при заданном

давлении 870 кПа. В момент времени $t=20$ с включается клапан 13 с частотой $\gamma = 5 \text{ мин}^{-1}$. В момент времени $t=70$ с инициируется реакция, которая протекает до $t=240$ с. Здесь, при бароциклировании с частотой $\gamma = 5 \text{ мин}^{-1}$ давление в реакторе меняется от 870 кПа, до 600 кПа.

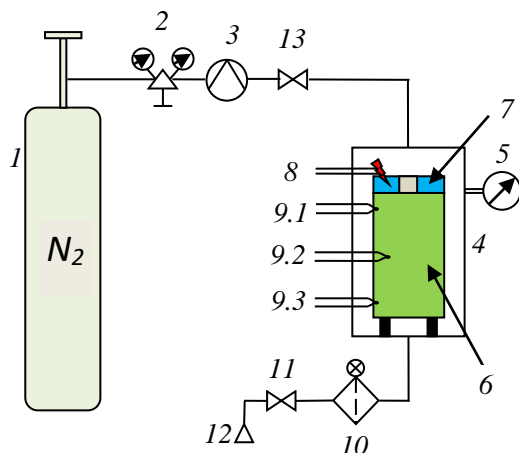


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки для организации СВС в режиме принудительной фильтрации. 1 – баллон, 2 – газовый редуктор, 3 – расходомер Mass-ViewMV-104, 4 – реакционная камера, 5 – манометр ДМ5002, 6 – реакционный пористый образец, 7 – поджигающий состав, 8 – поджигающее устройство, 9 – термопары, 10 – газовый фильтр, 11 – регулировочный клапан, 12 – выпускное отверстие для сброса в атмосферу, 13 – управляемый электромагнитный клапан.

Параметры синтеза при организации бароциклирования при описанных выше условиях, а также при организации синтеза при фиксированных значениях давления, соответствующих $P_{\max} = 870$ кПа и $P_{\min} = 600$ кПа, представлены в таблице 1. Установлено, что при организации бароциклирования степень азотирования увеличивается, температура в зоне волны горения при этом существенно снижается.

Количество азота, необходимое для полного азотирования образца может быть оценено по его химическому составу [4]. В нашем случае необходимо обеспечить 0.12 г азота на 1 см³ образца. При избыточном давлении в реакционной камере 900 кПа плотность азота в порах меньше на порядок и протекание синтеза возможно только в случае фильтрационного поступления. Таким образом, при наблюдаемых в эксперименте скоростях минимально необходимый расход через реакционную зону $Q_{\min} > 0.075$ г/с. Анализируя зависимости $Q(t)$ и $P(t)$ (рис.2) возможно оценить интегральный расход газа через реакционную камеру как:

$$m(t) = Q(t) - Q_{\text{out}}(t) = Q(t) - Q_0 \cdot \frac{P^n(t)}{P_0}, \quad (1)$$

здесь Q_{out} – расход газа через выпускное отверстие для сброса в атмосферу 12, n – показатель степени закона истечения газа, определяемый

экспериментально для заданной позиции регулировочного клапана 11 (в данном эксперименте $n \approx 1$). На рисунке 3 показана зависимость массового расхода $m(t)$ через реакционную камеру.

Таблица 1. Параметры синтеза при различных условиях организации процесса

Условия	$T_m, ^\circ\text{C}$	$U_c, \text{мм/с}$	ν
Бароциклирование $\gamma = 5 \text{ мин}^{-1}$ $P_{\max} = 870 \text{ кПа}$ $P_{\min} = 600 \text{ кПа}$	1550	0.51	0.97
Без бароциклирования $P = 870 \text{ кПа}$	2050	0.50	0.93
Без бароциклирования $P = 600 \text{ кПа}$	1890	0.41	0.90

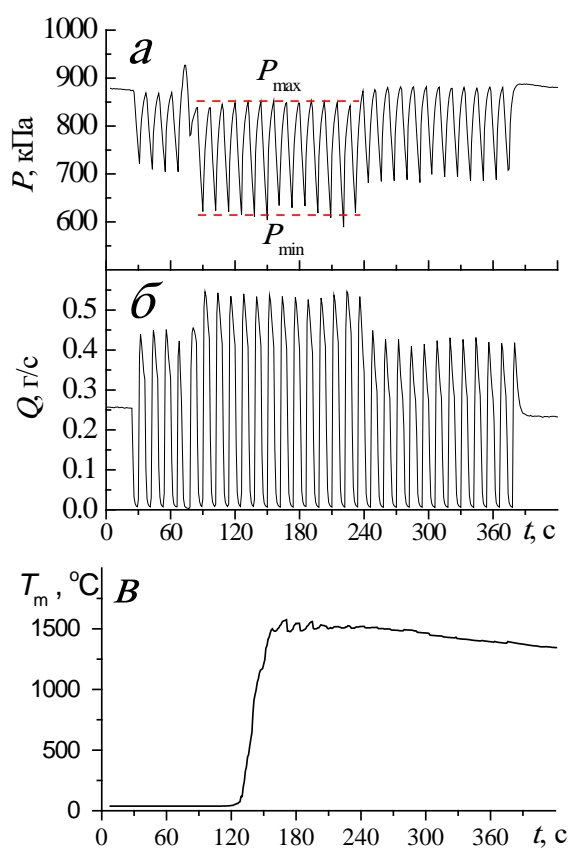


Рисунок 2 – Экспериментальные данные, получаемые при проведении процесса синтеза в условиях бароциклирования, $\gamma = 5 \text{ мин}^{-1}$. Часть а – показания расходомера 4, часть б – показания манометра 7, часть в – показания термопары 9.2

Видно, что в моменты времени, когда клапан 13 перекрывает втекающий поток, расход газа через реакционную камеру $m(t)$ принимает отрицательные значения. Оптимальные условия для синтеза возникают только в периоды, когда клапан 13 находится в открытом положении. Таким образом, наблюдаемое при бароциклировании снижение максимальной температуры в волне горения достигается за счёт кинетических ограничений реакции. Это также подтверждается термограммой

процесса синтеза (рисунок 2в). Металлографический анализ продольных разрезов синтезированных керамик показал, что в образцах, полученных без организации бароциклирования, имеются усадочные трещины в объеме материала. При бароциклировании усадочные трещины не появляются. По всей видимости, повышение степени азотирования материалов при проведении синтеза в условиях.

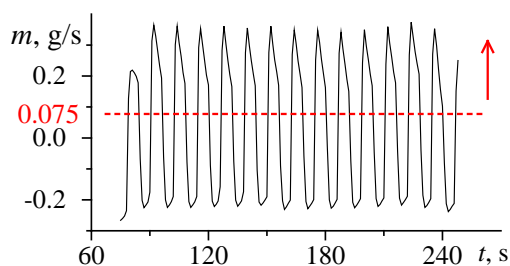


Рисунок 3 – Зависимости массового расхода азота через реакционную камеру $m(t)$ от времени

На рисунке 4 приведены зависимости максимальной температуры в волне горения, скорости синтеза и степени азотирования продуктов синтеза от частоты бароциклирования. Видно, что со снижением частоты происходит увеличение степени азотирования, что связано со снижением максимальной температуры в волне горения. Дальнейшие исследования будут направлены на изучение режимов горения при частоте бароциклирования менее 5 мин^{-1} .

Выводы. Показано, что организация СВС в режиме принудительной фильтрации с бароциклированием позволяет повысить степень азотирования при прочих равных условиях синтеза. Наблюдаемое в экспериментах снижение максимальной температуры в волне горения при проведении синтеза в условиях бароциклирования достигается за счёт кинетических ограничений реакции. Установлено, что максимальная температура в волне горения тем ниже, чем ниже частота бароциклирования. Степень азотирования получаемых материалов при этом растёт.

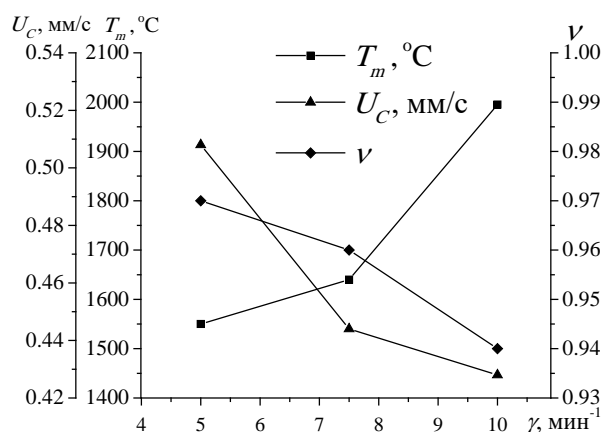


Рисунок 3 – Зависимости массового расхода азота через реакционную камеру $m(t)$ от времени

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект № 14-03-31474 мол_а).

Литература

1. Shveikin C.P., Lukin N.V., Khoroshavin L.B. Sialons. Promising refractory and ceramic materials // *Refractories and Industrial Ceramics*, 2003. V. 44. P. 52-58.
2. Smirnov K.L., Borovinskaya I.P. Combustion synthesis of sialon-based ceramic composites // *Powder Metallurgy and Metal Ceramics*, 2003. V.42. P. 596-602.
3. Shahien M, Radwan M, Kirihara S, Miyamoto Y, Sakurai T Combustion synthesis of single-phase beta-sialons ($z=2-4$) // *Journal of the European Ceramic Society*, 2010. V.30. P.1925-1930
4. Maznoy A.S., Kirdyashkin A.I., Gabbasov R.M. Combustion synthesis of porous oxynitride materials under conditions of forced filtration of reacting gas // *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2016. V. 95. P. 264-271.

ОПТИМИЗАЦИЯ КОНСТРУКЦИИ СОПЛОВОГО БЛОКА АРС

К.Г. Перфильева¹, В.А. Архипов², С.С. Бондарчук³¹Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет^{2,3}Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики ТГУ

634050, пр. Ленина 36, г. Томск, Россия

E-mail: k.g.perfiljeva@yandex.ru

ВВЕДЕНИЕ

Активно-реактивный снаряд (АРС) — артиллерийский снаряд, который имеет вид обычного (активного) снаряда, в корпус которого встроен реактивный двигатель. Начальную скорость АРС сообщают газы, образовавшиеся от воспламенения в камере орудия метательного заряда. А реактивный заряд, сгорая уже на траектории, сообщая дополнительную скорость снаряду. Запуск двигателя происходит после выхода снаряда из ствола с помощью системы зажигания, встроенной в корпус, либо с помощью высокой температуры газов от метательного заряда [1].

Внутренняя баллистика АРС имеет особенность, которая заключается в том, что давление пороховых газов метательного заряда в стволе орудия составляет несколько тысяч атмосфер (артиллерийский диапазон давлений), а рабочее давление в камере сгорания ракетного двигателя — несколько десятков атмосфер (ракетный диапазон давлений). Воздействие газов высокого давления может привести к деформации поверхности заряда ракетного двигателя, нарушению внутренней баллистики и разрушению двигателя. Для предохранения заряда топлива ракетного двигателя от воздействия высоких давлений в стволе орудия при выстреле в конструкциях АРС используют различные виды заглушек, устанавливаемых в сопловом блоке ракетного двигателя и обеспечивающих передачу пламени от пороховых газов к топливному заряду при помощи пиротехнических составов. Однако высокие значения перепадов давления и ускорений сопровождающих процесс выстрела могут привести к погасанию пиротехнического заряда и к отказу в воспламенении топливного заряда ракетного двигателя АРС.

СХЕМА СОПЛОВОГО БЛОКА

Для надежного воспламенения топливного заряда ракетного двигателя АРС предлагается новая схема соплового блока АРС [2]. В сопловом блоке расположен воспламенитель, работа которого и зависит от пороховых газов метательного заряда. Схема воспламенителя показана на рисунке 1. Двигатель содержит корпус 1 с зарядом твердого топлива 2 и сопло 3, перекрытое в критическом сечении прорывной мембраной 22. В диффузоре сопла установлена заглушка 8, которая крышкой 13 с отверстием 12 при помощи завальцовки крепится к выходной части диффузора. На заглушке со стороны заряда закреплен стакан 17, по оси которого размещен подвижный шток 19 с закрепленной на нем консолью 16. На консоли установлены ударники 15, а со стороны заряда консоль через пружину 18 опи-

рается на дно стакана. На заглушке напротив ударников 15 размещены капсули - воспламенители 14. Между дном стакана и прорывной мембраной 22 размещена навеска основного воспламенителя 20. Отверстия 5 в дне стакана связывают внутреннюю полость стакана с воспламенителем 20. На штоке 19 выполнен заостренный наконечник со стороны прорывной мембраны, а коническое основание со стороны заглушки сопряжено с конической полостью в заглушке и заканчивается срезаемым фланцем 10, который зажат между заглушкой и крышкой 13.

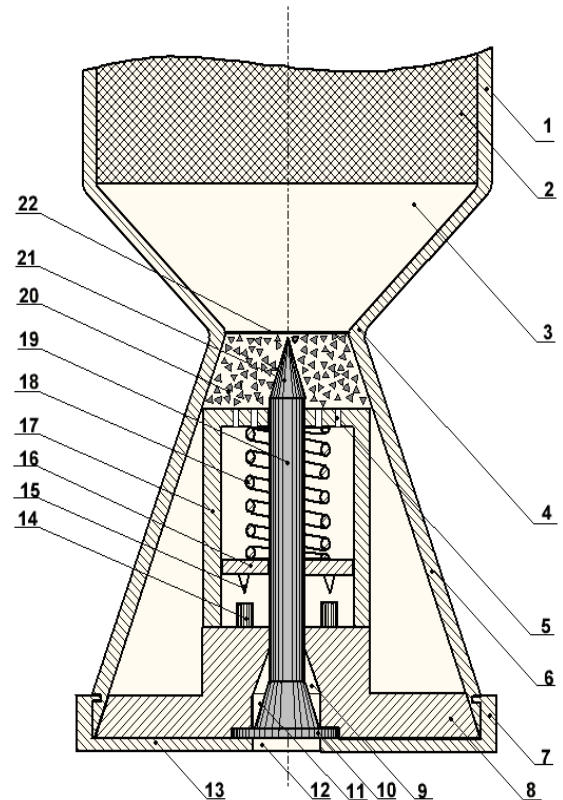


Рисунок 1 – Схема соплового блока АРС

Ракетный двигатель (РДТТ) активно-реактивного снаряда работает следующим образом. При движении снаряда в стволе орудия под действием высокого давления пороховых газов метательного заряда срезается выступающий край фланца 10 и шток 19 перемещается в сторону мембраны 22. При этом коническое основание 11 штока 19 сопрягается с конической выемкой 7 в заглушке 8, препятствуя прорыву пороховых газов во внутреннюю полость стакана. При движении штока 19 пружина 18 сжимается, а наконечник 21 прорывает мембрану 22.

После вылета снаряда из орудия в момент времени $t=0$ (рисунок 2) давление пороховых газов на

дно снаряда резко уменьшается, при этом шток 19 под действием пружины 18 перемещается назад, открывая отверстие в прорывной мембране 22, и воздействует ударниками 15 на капсюль-воспламенители 14. Форс пламени от капсюлей - воспламенителей через отверстия 5 в стакане 17 поджигает основной воспламенитель 20. Продукты сгорания воспламенителя через отверстие в прорывной мембране поступают в камеру сгорания 3 ракетного двигателя и в момент времени t_B при значении давления в камере сгорания p_B (рисунок 2) поджигают заряд твердого топлива 2. При достижении в камере сгорания заданного давления p_k в момент времени $t_{срез}$ (рисунок 2) срезается завальцовка крышки 13 и заглушка выталкивается из соплового блока. В камере сгорания в момент времени $t_{срез}$ (рисунок 2) происходит сброс давления от p_k до рабочего давления p_0 маршевого режима работы двигателя, которое устанавливается в момент времени $t_{стац}$.

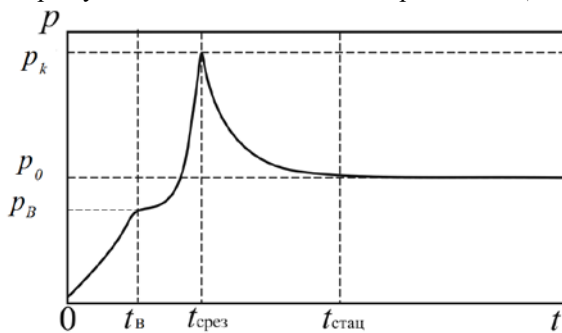


Рисунок 2 – Зависимость значения давления в камере двигателя от времени

Из рисунка 2 следует, что для обеспечения надежного воспламенения твердотопливного заряда давление вскрытия сопловой заглушки p_k должно быть выше рабочего давления p_0 маршевого режима двигателя. При $p_k \leq p_0$ сопловая заглушка вскрывается раньше момента достижения устойчивого горения топливного заряда, вследствие чего возможно его погасание и сброс продуктов сгорания воспламенителя через сопло.

Таким образом, данная схема соплового блока ракетного двигателя АРС обеспечивает надежное инициирование и работу маршевого ракетного двигателя за счет автономного воспламенителя и исключения воздействия газов высокого давления метательного заряда в стволе орудия на ракетный двигатель, а также обеспечивает устойчивое горения заряда ракетного двигателя при вскрытии сопловой заглушки после вылета снаряда из ствола.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАРЯДА УСКОРИТЕЛЯ ИЗ БАЛЛИСТИЧНОГО И СМЕСЕВОГО ТОПЛИВ

Рассмотрим движение в воздушной среде модели АРС, в котором размещен ракетный двигатель с одноканальным цилиндрическим зарядом твердого ракетного топлива (ТРТ).

Площадь поверхности горения одноканально-го цилиндрического заряда находится по формуле

$$S_m = \pi \frac{D^2}{4} - \pi \frac{d^2}{4}, \quad (1)$$

где D – диаметр цилиндрического заряда; d – диаметр канала.

масса заряда ТРТ равна

$$m_m = \rho_m V_m = \rho_m \left(\frac{\pi D^2}{4} \cdot L - \frac{\pi d^2}{4} \cdot L \right), \quad (2)$$

где ρ_m – плотность ТРТ; V_m – объем одноканального цилиндрического заряда; L – длина заряда.

Для расчета движения модели на активном участке траектории необходимо определить тягу РДТТ.

Тяга двигателя рассчитывается по формуле [3]

$$P = J_1 \cdot G_-, \quad (3)$$

где J_1 – единичный импульс; G_- – массовый секундный расход продуктов сгорания через сопло.

Величина единичного импульса определяется характеристиками ТРТ и рассчитывается по формуле [3]

$$J_1 = \sqrt{\frac{2kR_g T}{k-1} \left(1 - \frac{p_a}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (4)$$

где k – показатель адиабаты продуктов сгорания ТРТ; R_g – газовая постоянная продуктов сгорания ТРТ; T – адиабатическая температура горения ТРТ при постоянном давлении; p_a – давление продуктов истечения на срезе сопла.

В стационарном режиме расход равен газоприходу:

$$G_- = G_+ = \rho_m u S_m, \quad (5)$$

где u – скорость горения твердого топлива.

Время сгорания заряда

$$t_* = \frac{L}{u}. \quad (6)$$

Движение инертного тела в воздушной среде, определяется системой уравнений [4]:

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= -\frac{X_a}{m} - g \sin \theta \\ \frac{d\theta}{dt} &= -g \frac{\cos \theta}{U} \\ \frac{dy}{dt} &= U \sin \theta \\ \frac{dx}{dt} &= U \cos \theta \end{aligned}, \quad (7)$$

где U – скорость; t – время; m – масса модели; X_a – сила лобового сопротивления; g – ускорение свободного падения; θ – угол между вектором скорости и линией местного горизонта; y – высоты полета модели; x – дальность полета модели.

Система уравнений (7) движения модели в воздухе на активном участке включает измененное уравнение для скорости движения за счет действия тяги ракетного двигателя и дополнительное уравнение изменения массы снаряда при горении ТРТ:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{P}{m} - \frac{X_a}{m} - g \sin \theta; \quad (8)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\rho_T u S_T, \quad (9)$$

Проведем расчет движения инертной модели снаряда массой 6.28 кг и с РДТТ (масса топлива равна 0.285 кг или 4.5% массы снаряда), работающем на баллиститном ТРТ (порох Н) и смешевом ТРТ (СУН) [5], для разных времен включения двигателя, при выстреле из орудия с начальной скоростью 680 м/с под углом $\theta=45^\circ$.

Результаты расчетов внутрибаллистических параметров для заряда длиной 15 см, диаметром 4 см и диаметром канала 0.8 см при давлении в камере сгорания 8.0 МПа приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметр	t_* , с	G, г/с	J, м/с	P, Н
Порох Н	15.46	18.7	2894	54,2
Топливо СУН	8.1	39.9	3610	144,2

Расчетные зависимости скорости движения моделей от времени приведены на рисунке 3, а траектории движения моделей приведены на рисунке 4.

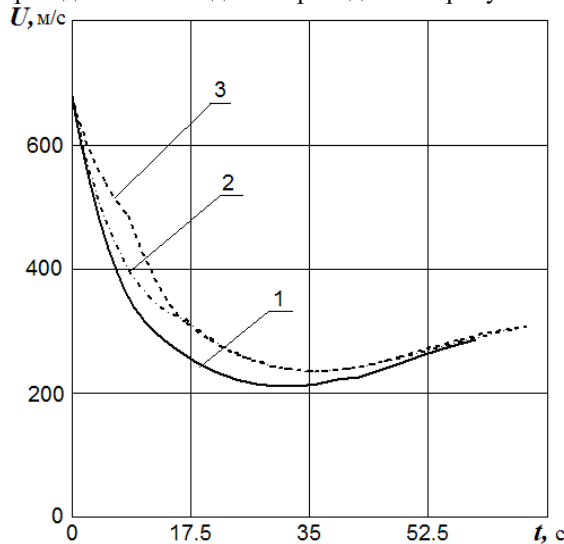


Рисунок 3 Зависимости скорости моделей от времени:

- 1 – инертная модель (без заряда ТРТ);
- 2 – модель с зарядом ТРТ из пороха Н;
- 3 – модель с зарядом из топлива СУН.

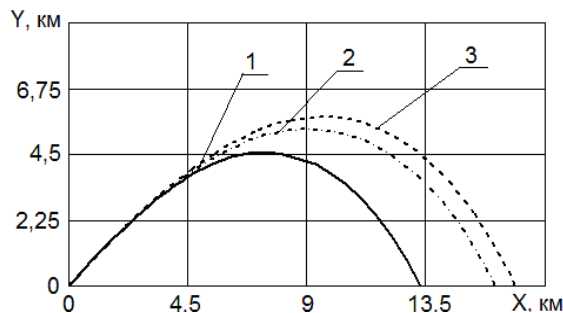


Рисунок 4 Траектории движения моделей:

- 1 – инертная модель (без заряда ТРТ);
- 2 – модель с зарядом ТРТ из пороха Н;
- 3 – модель с зарядом из топлива СУН.

По результатам проведенных расчетов, максимальная дальность полета инертного снаряда составляет 13.28 км. Для сравнения приведем артиллерийский снаряд калибра 76мм (ЗИС-3), максимальная дальность стрельбы которого, составляет 13.3 км [1].

Результаты параметрических расчетов движения АРС с РДТТ, для разных времен включения двигателя, приведены в таблице 2.

Таблица 2

t_0 , с	Порох Н	Топливо СУН
	X_{\max} , км	X_{\max} , км
0	16.01	16.82
5	16.65	16.9
10	17.12	17.39
11	17.37	17.57
12	17.19	17.8
15	16.95	17.61

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Активно-реактивный снаряд с рассмотренным сопловым блоком РДТТ обеспечивает увеличение дальности полета снаряда на 21% для пороха Н и на 27% для топлива СУН по сравнению с дальностью полета без двигателя (инертный снаряд).

Приращение дальности полета зависит от времени включения двигателя на траектории. Максимальное приращение дальности полета, при использовании торцевого заряда баллиститного (порох Н) топлива (31%) обеспечивается при $t_0 = 11$ с, а при использование заряда смешеного топлива (СУН) (34%) обеспечивается при $t_0 = 12$ с.

Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» соглашение №14.578.81.0034 (уникальный идентификатор RFMEFI57814X0034)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Широкоград А.Б. Снаряд с ракетным сердцем // Популярная механика. – 2012. №115. – С. 12-15.
2. Заявка на патент № Ракетный двигатель активно-реактивного снаряда, МПК F02K 9/08 /В.А. Архипов, С.С. Бондарчук, А.И. Коноваленко, К.Г. Перфильева.
3. Соркин Р.Е. Газотермодинамика ракетных двигателей на твердом топливе.– М.: Наука. 1967. – 366 с.
4. Степанов В.П. Динамика полета реактивных снарядов. Учебное пособие. – Томск.: Томского университета. 1977. – 560 с.
5. Шишков А.А., Панин С.Д., Румянцев Б.В. Рабочие процессы в ракетных двигателях твердого топлива. Справочник. – М.: Машиностроение. 1988. – 240 с.

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ Тi И Тi + МG ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В.Н. Симоненко, А.Б. Кискин

Институт химической кинетики и горения СО РАН

630090, Новосибирск, ул. Институтская, 3

E-mail: sim@kinetics.nsc.ru, kiskin@ns.kinetics.nsc.ru

Горение титана используется довольно широко при создании топливных композиций, в пиротехнике и СВС процессах. Одно из направлений – это сжигание частиц титана в атмосферных условиях с целью получения мелкодисперсного диоксида титана обладающего фотокаталитическими свойствами. Теоретически, облако из диоксида титана в атмосферных условиях можно создать при взрыве композиций, содержащих порошок титана, или за счет расплавленных горящих частиц титана выброшенных в воздух при горении топливных композиций. В любом варианте предполагается получение расплавленных частиц титана. Исследованию закономерностей воспламенения и горения частиц титана посвящено достаточно много работ. В моделях воспламенения металлов [1] в отдельную группу выделены титан и цирконий. Воспламенение этих металлов не связано с температурой фазового перехода. Температуры воспламенения титана находятся в интервале 600°–800°С [1,2].

Наиболее достоверные результаты по методике приготовления расплавленных частиц металлов и исследованию их закономерностей горения приведены в обзорной работе Э. Л. Дрейзина [3]. Предлагаемая методика [3,4] позволяет получать расплавленные частицы металлов с контролируемым размером, оценкой температуры и регистрацией времени процесса сгорания частицы. В [3] отмечается, что частицы Zr и Ti взрывались в конце горения. В [3,5,6] механизм горения частиц Ti в атмосфере исследован для размеров от 0,02 до 0,28 мм.

Позднее в [7,8] по результатам опытов с горением в воздушной среде макрочастиц смесей Ti + св (Ti + связка) с ожидаемым конечным размером получаемых металлических частиц от 0,3 до 0,5 мм выдвинуто утверждение, что при изменении размера частиц от 0,28 к 0,3 резко меняется механизм горения частиц титана.

Текущая работа посвящена изучению способов получения крупных расплавленных частиц Ti и их горению в атмосфере воздуха. Идея получения частиц заданного размера из мелкодисперсного титана была представлена в работах [7, 8]. В модельное безметальное топливо закладывались сферические макрочастицы сформированные из смеси титан + связка (Ti+св) в соотношении 69%/31% по весу, что соответствует примерно 40%/60% по объему. В работе использовался порошок титана марки ПТМ с частицами неправильной формы и размером меньше 50мкм. Ожидалось, что эти макрочастицы в процессе горения должны превратиться в соответствии с расчётом в частицы расплавленного титана

размерами 0,3, 0,39 и 0,48 мм. Для этого частица должна пройти стадии: смесь – агрегат – агломерат – расплавленная частица металла. Сделан вывод о том, что с увеличением размера исходной частицы от 0,28 мм до 0,3 мм меняется механизм горения расплавленной частицы титана.

Экспериментальные результаты.

В данной работе проведена скоростная макросъемка горения крупных частиц смеси Ti+св в атмосфере воздуха. Видеосъемка проводилась камерой Casio EX-F1 со скоростью 300 либо 600 кадр/с. Одновременно велась макрофотосъемка со скоростью 6 кадр/с. камерой EOS 5D Mark III. В первом варианте опытов макрочастица лежала на подложке. Зажигание осуществлялось потоком излучения CO₂ лазера. Волна горения распространялась послойно (рис. 1, слева) и образовывался пористый углеродистый каркас (продукт горения связки при недостатке кислорода), размеры которого на порядок превышают размер исходной частицы.

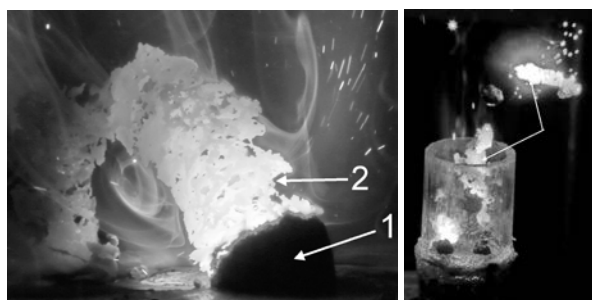


Рис. 1. Слева: послойное горение макрочастицы (1) с образованием каркаса (2). Справа: горение макрочастиц (показаны стрелками) в потоке воздуха.

С целью интенсификации снабжения кислородом воздуха была изменена схема эксперимента. В новом варианте макрочастицы Ti+св размером 1.5 - 2.5 мм помещались на металлическую сетку, которая была вклеена между двумя стеклянными стаканчиками. Каждый стаканчик внутренним диаметром 10 мм и высотой 15 мм. Сборка располагалась вертикально и продувалась снизу воздухом. Скорость обдува подбиралась такой, чтобы обеспечить левитацию частиц над поверхностью сетки и составляла ~ 1.7 - 2 м/с. Зажигание осуществлялось сфокусированным лучом CO₂ лазера. Как и в предыдущем варианте первичная стадия горения сопровождается диспергированием (измельчением и разлётом) ярких мелких частиц - горят исходные титановые частички. В результате горения образовывался вытянутый углеродный каркас ~ 8 - 10 мм длиной

(рис. 1, справа). Видеосъёмка показывает, что могут образовываться расплавленные светящиеся частицы размерами 0.8 - 1.4 мм, контактирующие с каркасом и остывающие до комнатной температуры без взрывной стадии.

Дополнительные эксперименты проводились с макрочастицами, полученными из прессованных таблеток 95%Ti + 5% пороха "Н" и смеси (90%Ti+10% Mg) + 5-7% пороха "Н"сверх 100% растворённого в ацетоне баллистического пороха "Н" в качестве связующего при прессовании. Собственно макрочастицы получались путём разламывания прессованных таблеток толщиной 0,65 и 1,5 мм, а полученные образцы при расплаве должны образовать частицы от 0,5 до 1,5 мм. Такой состав выбран с целью сведения к минимуму посторонних включений при формировании макрочастиц в процессе горения модельного состава. При горении таких образцов не образуют пористого каркаса из углерода, а их размер ограничен только возможностью получения расплавленной жидкой светящейся частицы на поверхности горения конкретного модельного топлива. С целью полного исключения связки подготовили пластинки прокатом стружки титана до толщины 0,1 мм, и из этих пластинок вырезали полоски, которые при расплаве должны превратиться в капли размером больше 0,5 мм. Эти частицы закладывались в безметалльный модельный состав, пламя которого при горении было направлено вертикально вверх.

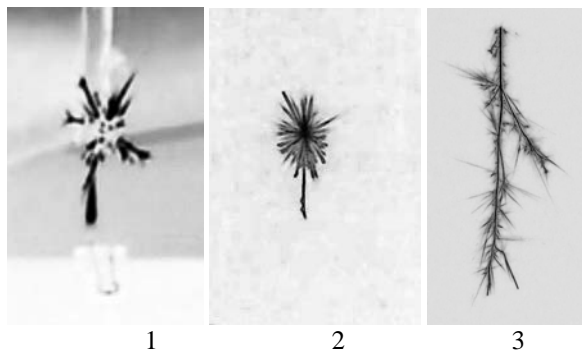


Рис. 2. Горение частиц (негативно изображение): 1 - прессовка 95%Ti+5% "Н"; 2 - стружка-прокат; 3 - прессовка (90% Ti+10% Mg)+5% "Н"

В такой постановке заложенные относительно крупные частицы успевают разогреться и расплавиться при их выходе на поверхность горения и прохождении высокотемпературной зоны пламени. Частицы всех размеров (в том числе и свыше 0.3 мм) после вылета с поверхности топлива заканчивают свое горение взрывным образом, если состоят из чистого титана (рис. 2.1 и 2.2). Частицы с добавкой магния на конечном участке горения начинают интенсивно диспергировать и разлетаться, как основная, так и диспергированные (рис.2.3).

При горении топливных композиций металлические частицы формируются на поверхности горения и затем выбрасываются в атмосферу, проходя высокотемпературную зону пламени. В использованных композициях топлив

содержалось от 10% до 18% порошка Ti, 25% связки МПВТ и мелкодисперсный ПХА с октогеном до 100%. Размер частиц расплавленного металла, образующихся на поверхности горения зависит от его концентрации в составе и скорости горения состава. Горение полученных титановых частиц происходило классическим образом - яркий ровный трек заканчивающийся взрывным сферическим разлётом мелких частиц.

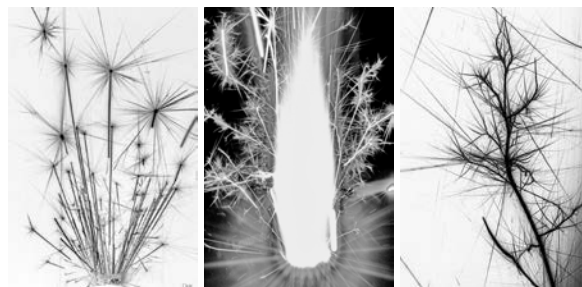


Рис. 3. Слева - треки частиц Ti (негатив). В центре - факел топлива с Ti+Mg. Справа - трек частицы (негатив) Ti+Mg.

В ходе вариаций модельных составов топлива было обнаружено, что небольшая добавка магния в топливо (соотношение Ti/Mg = 9/1) приводит к существенному изменению механизма горения частиц металла. В конце горения частица не взрывается, а интенсивно диспергирует с разлетом образовавшихся частиц и дальнейшим их диспергированием вплоть до полного сгорания, рис.3. Наиболее ярко это поведение демонстрируют изначально крупные частицы.

Обсуждение.

При исследовании горения индивидуальных частиц титана в атмосфере воздуха необходимо, прежде всего, сформировать частицу с достаточно высокой температурой для возникновения самоподдерживающегося горения. В [5] показано, что при горении частицы титана максимальная достигаемая температура ~ 2400°C. Там же утверждается, что взрыв в конце горения капли Ti при остывании до 1780±50°C обусловлен образованием твёрдой фазы из окислов титана при снижении температуры и выделением растворённого в расплаве азота. Авторы [5] обнаружили довольно большое количество азота в частицах, погашенных незадолго до момента взрывного разлёта. В [10] также анализировался химический состав полученных при горении макрочастиц Ti + связка. Горение этих частиц завершалось погасанием, без взрывного разлёта. Азота в них обнаружено не было. По-видимому, присутствие достаточного количества азота является необходимым условием для срабатывания взрывного механизма при остывании частицы в конце горения. Для горения связки достаточно достижения температуры ~300°C, а горение титана начинается при 600 - 700°C. Возможно образующийся при горении связки углеродный каркас ограничивает доступ кислорода к частицам титана, в результате чего не достигается

температура расплава основных окислов Ti ~2023 - 2130°C и реализуется режим, отличный от горения просто титановой капли [5,6].

Ситуация меняется если макрочастицу, с минимумом порох "Н" в качестве связки, заложить в безметальное топливо. Не образуется углеродный каркас вокруг частицы при её воспламенении на поверхности горения топлива. Такие частицы и частицы титана, формируемые в волне горения топлива из проката титановой стружки, горят на воздухе и завершают этот процесс сферическим взрывным разлётом с акустическим хлопком. Механизм горения частиц изменится, если в прессуемый состав добавить магний. Горение этих частиц сопровождается процессом диспергирования мелких частиц, которые после некоторой задержки также начинают диспергировать вплоть до полного сгорания.

В случае формирования и зажигания частиц Ti в волне горения твёрдого топлива их дальнейшее поведение соответствует закономерностям [5, 6] - взрывному характеру завершения горения. Можно предположить, что сферический взрывной разлёт частицы возникает в случае образования прочной окисной оболочки при остывании частицы и выделении внутри неё из расплава газообразного азота. Иной режим горения реализуется, если в состав заложить смесь порошков титан/магний в соотношении 9/1. При горении вылетающих с поверхности топлива частиц после некоторой задержки наблюдается диспергирование частиц, которые также диспергируют и т.д. вплоть до полного сгорания. Наиболее ярко это поведение демонстрируют изначально крупные частицы. Можно предположить, что в окисной оболочке титана появляются дефекты в виде вкрапления окиси магния. В этих точках прочность оболочки окисной пленки титана нарушается и, как через клапан, происходит выброс мелких порций состава из основной частицы. На рис. 2 хорошо видно окончание горения чисто титановой частицы в виде взрыва звездочкой и бинарной частицы титан + магний в виде сильно разветвленной метелки.

Заключение.

В результате проведённых экспериментов установлено, что в зависимости от способа формирования расплавленной частицы титана её дальнейшее горение в атмосфере воздуха завершается взрывным разлётом, если она сформирована в волне горения модельного топлива. При добавлении в топливо магния горение частицы заканчивается диспергированием и разлетом мелких

частиц. Особенно ярко такое поведение наблюдается у крупных частиц. Варианты получения расплавленной металлической частицы Ti из макрочастицы смеси титана со связкой в потоке воздуха и одностороннем зажигании ведут к монотонному горению с образованием пористого углеродного каркаса и постепенному погасанию частицы.

Литература

1. Брейтер А. Л., Мальцев В. М., Попов Е. И. Модели воспламенения металлов, Физика горения и взрыва, т. 13, № 4. С. 550-570 (1977).
2. Лидин Р.А., Молочко В.А., Андреева Л.Л. Химические свойства неорганических веществ. // Москва «Химия», 2000.
3. Дрейзин Э. Л. Влияние изменений фазового состава на процесс горения металлической частицы. // Физика горения и взрыва, т. 39, № 6. С. 82-96 (2003).
4. Суслов А. В., Дрейзин Э. Л., Трунов М. А. Исследование горения монодисперсных металлических частиц, полученных в импульсной дуге // Физика горения и взрыва, т. 26, № 4. С. 25-27 (1990).
5. Molodetsky I. E., Vicenzi E. P., Dreizin E. L., Law C. K.. Phases of Titanium Combustion in Air // Combust. Flame. 1988 V.112. –P.522-532.
6. Evgeny Shafirovich, Soon Kay Teoh, Arvind Varma. Combustion of levitated titanium particles in air // Combust. Flame. 2008 V.152. –P.262-271.
7. Glotov O. G., Simonenko V. N., Zarko V. E., Surodin G. S. Combustion of monodisperse titanium particles in air. 41st International Annual Conference of ICT Insensitive Munitions and Zero Pollution. Federal Republic of Germany, Karlsruhe, June 29 - July 02, 2010. P. 30-1–30-14.
8. Glotov O. G., Zarko V. E., Simonenko V. N. Combustion of monodisperse titanium particles free falling in air / The 42nd International Annual Conference of the ICT. Energetic Materials - Modelling, Simulation and Characterisation of Pyrotechnics, Propellants and Explosives. 28th June – 1st July 2011, Karlsruhe, Germany. P. 45-1–45-12.
9. Глотов О. Г. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. Часть I. Экспериментальный подход. // Физика горения и взрыва, т. 49, № 3. С. 50-57 (2013).
10. Глотов О. Г. Горение сферических титановых агломератов в воздухе. Часть II. Результаты // Физика горения и взрыва, т. 49, № 3. С. 58-71 (2013).

АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОСТРОЕНИЯ АДИАБАТЫ РАСШИРЕНИЯ ПВ НА ОСНОВАНИИ ДАННЫХ ПО РАЗЛЕТУ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Е.Б. Смирнов, А.Ю. Гармашев, О.В. Костицын, Д.В. Петров

ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск
456770, Челябинская область, г. Снежинск, ул. Васильева, д.13
E-mail: onti@vniitf.ru

Процесс совершения работы над окружающей средой при детонации, а так же параметры ударной волны, создаваемой в окружающей среде для каждого ВВ однозначно определяется уравнением состояния продуктов взрыва. Уравнение состояния ПВ взрывчатого вещества определяется на основе изэнтропы расширения ПВ, проходящей через точку Чепмена-Жуге. Для определения хода изэнтропы в области точки Чепмена-Жуге (обычно) измеряют параметры ударной волны в эталонных материалах. Определить ход изэнтропы расширения продуктов взрыва в области больше двукратных степеней объемного расширения можно из экспериментов по метанию цилиндрических оболочек.

Впервые метание цилиндрических оболочек для определения способности ПВ совершать работу в окружающей среде было предложено Г. И. Тейлором 1941 году [1, 2]. Хотя он и не реализовал данную идею из-за отсутствия экспериментальных данных по разлету цилиндрических оболочек, но привлек к этой проблеме внимание исследователей. В методе используется тот факт, что давление можно определить из измеренной траектории движения стенки расширяющейся цилиндрической трубки, а соответствующий удельный объем продуктов взрыва может быть получен из уравнений сохранения массы и импульса[1].

Метание цилиндрической оболочки – сложный и многогранный процесс. Качественно процесс разлета цилиндрической оболочки под действием ПВ показан на рис. 1.

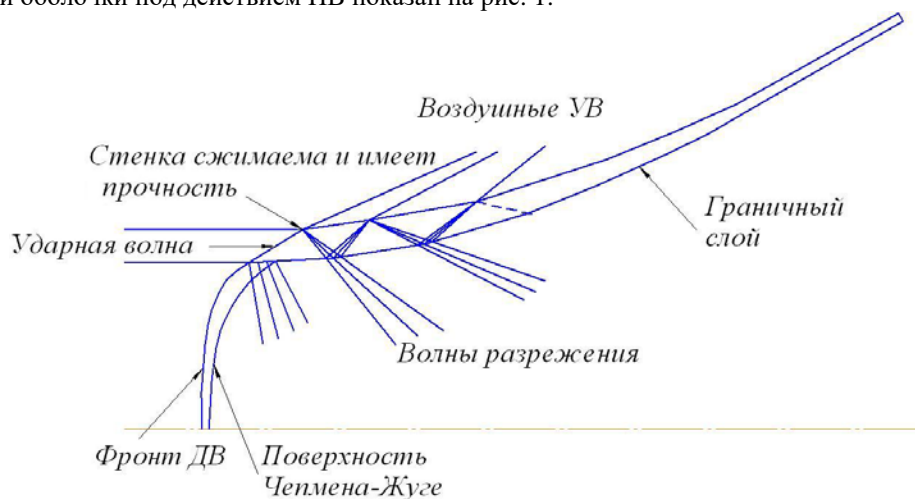


Рис. 1 – Процесс метания цилиндрической оболочки

Фронт детонационной волны искривлен, а детонационная волна имеет зону реакции конечной ширины. При детонации в оболочке возбуждается УВ, которая отражается от свободной поверхности волной разрежения. Возникает ряд циркуляций волн по оболочке – чередующиеся волны сжатия и разрежения.

Волны разрежения, распространяющиеся по продуктам взрыва, несут информацию о расширении трубки. В окружающем оболочку воздухе генерируется ряд ударных волн. Сама оболочка имеет конечную прочность. В первом приближении, расширение продуктов взрыва фактически является изэнтропическим и подобно потоку через сверхзвуковое сопло[3, 4]. Задача о сверхзвуковом течении среды через сопло подробно исследована в классической газодинамике и называется задачей Прандтля-Майера.

Для обработки результатов экспериментов по разлету цилиндрической трубки был сделан ряд допущений:

- Стенка цилиндрической оболочки несжимаема и на протяжении всего процесса разлета ее плотность не меняется;
- Влияние прочности материала стенки и сопротивления окружающей среды пренебрежимо мало по сравнению с приложенным давлением продуктов взрыва;
- Взрывчатое вещество полностью реагирует в зоне химической реакции и протяженностью этой зоны можем пренебречь из-за малости по сравнению с диаметром исследуемого ВВ. Также считается, что продукты взрыва не обладают вязкостью;
- Рассмотрение течения проводится в гидродинамическом приближении, а характер течения считается квазиодномерным. Такой характер течения соответствует метанию оболочки мгновенной детонацией [5, 3].

Очевидно, что функция, аппроксимирующая траекторию движения оболочки также должна учитывать данные допущения.

Для аппроксимации экспериментальных данных был выбран класс функций согласования, предложенных Дэвисом[6]:

$$r(t) - r_0 = \frac{W_\infty \cdot t \cdot g(t)}{\frac{2 W_\infty}{a_0} \cdot g'(0) + g(t)} \quad (1)$$

где $g(t)$ – это функция, которая задается выражением:

$$g(t) = (1 + t)^\omega - 1. \quad (2).$$

Параметр подгонки W_∞ представляет собой асимптотическую скорость стенки; a_0 – начальное ускорение (которое является конечным согласно предположению о несжимаемой трубке); ω – параметр подгонки. В процессе аппроксимации экспериментальных данных выражениями (1), (2) находятся параметры подгонки W_∞ , a_0 и ω . Результат аппроксимации экспериментальных данных [7] для образца ВВ диаметром 40 мм представлен на рис. 2. Диаграммы движения цилиндрических оболочек для различных диаметров образцов ВВ показана на рис. 3.

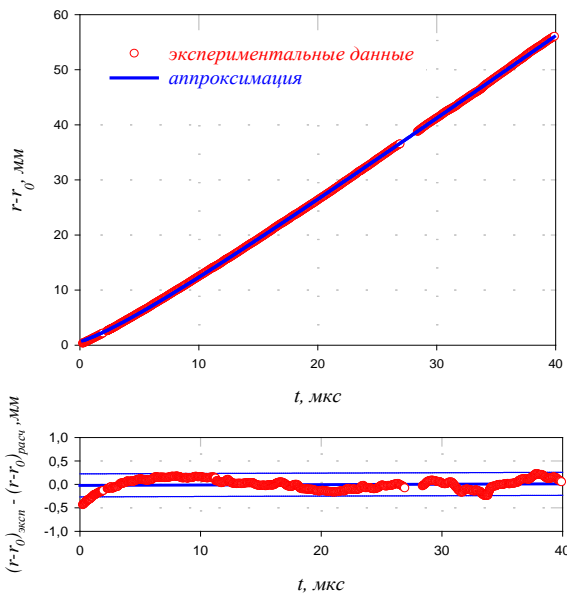


Рис. 2 – Результаты аппроксимации экспериментальных данных, полученных в эксперименте с диаметром ВВ 40 мм.

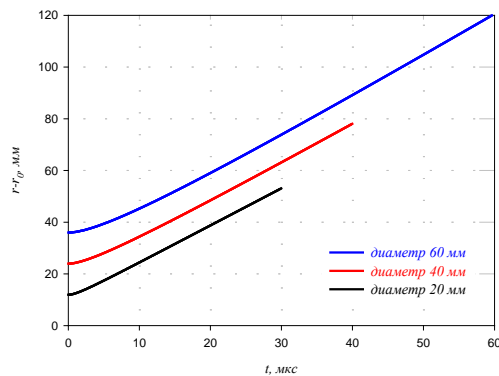


Рис. 3 – диаграммы движения цилиндрических оболочек для различных диаметров ВВ

Из результатов аппроксимации экспериментальных данных, представленных на рис. 2, видно, что различие между экспериментальными и расчетными значениями, за исключением краевой зоны, не превышает 1 мм. Приведенные $r(t)$ – диаграммы движения цилиндрических оболочек не демонстрируют заметных различий в характере движения оболочек метаемых ВВ различного начального диаметра.

Подробные результаты и выводы аппроксимации изложены в [7].

Идеализированная траектория стенки в системе пространственных координат (r, z) , связанной со стенкой движущейся цилиндрической оболочки, представлена на рис. 4. В данной системе координат задача стационарна, что важно для последующего анализа. Для стационарного течения аппроксимирующая форма (1),(2), как функция времени, может быть переведена в пространственные координаты элементарной заменой t на $z/D_{\text{дет}}$. При дальнейшем анализе использовались зависимости $r(z)$, полученные из $r(t)$ указанной заменой. При этом, найденные ранее в результате аппроксимации экспериментальных данных $r(t)$ коэффициенты W_∞ , a_0 и ω [7] сохраняют свои значения и для новой преобразованной формы $r(z)$.

На рис. 4 стенка движется со скоростью детонации $D_{\text{дет}}$, а продукты детонации вводятся в канал (цилиндрическую оболочку) в соответствии с условием Чепмена-Жуге ($D=U+C$) со скоростью, равной локальной скорости звука в продуктах взрыва. При дальнейшем рассмотрении представляют интерес три кривые, связанные со стенкой трубы:

- Кривая, описывающая внешнюю траекторию стенки цилиндрической трубы $r(z)$, измеряется непосредственно во время эксперимента;

- Траектория внутренней границы цилиндрической трубы $r_{вн}(z)$, которая может быть рассчитана в предположении постоянства плотности материала трубы и определяет канал, через который движутся продукты детонации.
- Кривая центра масс цилиндрической стенки $r_{цм}(z)$, которая соответствует законам движения механики.

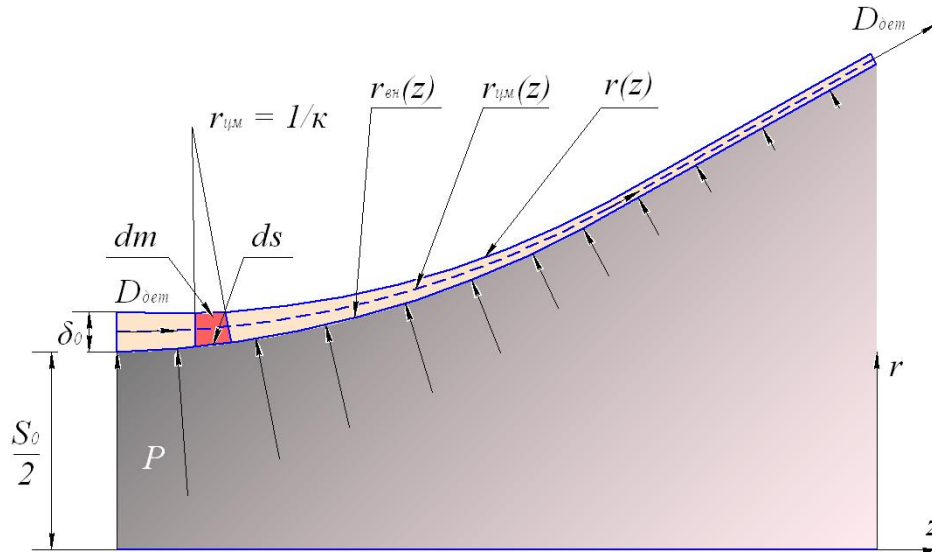


Рис. 4 – Расширение цилиндрической оболочки под действием ПВ

В гидродинамическом приближении рассмотрим массовый элемент dm , который имеет локальную толщину δ идеальной стенки и площадь ds , подвергающуюся воздействию потока. По мере того, как этот идеальный элемент проходит мимо детонационного фронта, он испытывает давление детонации, после чего на него воздействует постоянно уменьшающееся давление по мере расширения потока и отклонения стенки. Так как прикладываемое давление жидкости везде перпендикулярно траектории элемента, из механики понятно, что величина его скорости в направлении потока остается неизменной. Другими словами, действие давления заключается только в отклонении траектории стенки трубы.

Рассмотрим удельный объем по сечению трубы, который пересекает стенку под прямым углом к оси трубы до прихода детонации и под прямым углом к направлению локального потока за детонационным фронтом. Закон сохранения массы требует, чтобы

$$\rho_0 s_0 D_{det} = \rho_{об} s_{об} U_{об}, \quad (3)$$

где: $s_{об}$ – площадь поперечного сечения оболочки под прямым углом к потоку;

$U_{об}$ – локальная скорость оболочки;

ρ_0 – плотность материала оболочки выше по потоку (до прихода детонационной волны);

s_0 – начальное сечение оболочки.

Так как (согласно допущению) стенка несжимаема, а $U_{об}$ везде равна D_{det} , следовательно, параметр $s_{об}$ должен сохранить свое исходное значение s_0 .

С помощью закона Ньютона для элемента стенки можно показать, что локальная кривизна стенки пропорциональна давлению жидкости, действующему на нее, а именно

$$P(z) = D_{det}^2 m_{об}(z) k(z) \quad (4)$$

где $m_{об}$ — масса стенки, отнесенная к единице площади потока, а $k(z)$ – кривизна траектории центра масс $r_{цм}(z)$.

Выражение для $m_{об}$ зависит от конкретной геометрической модели расширения трубы.

На практике используются две модели расширения трубы. В первой предполагается постоянство толщины стенки. Такая модель справедлива для случая, когда толщина стенки много меньше толщины ВВ. В этом случае кривые $r(z)$, $r_{вн}(z)$ и $r_{цм}(z)$ квазипараллельны друг другу.

Второй подход предполагает, что расширение трубы квазиодномерное, но не тонкостенное. Данное приближение соответствует модели постоянной плотности материала оболочки. Такой подход наиболее корректен для нашего случая. Так как начальная толщина стенки δ_0 составляет 20% от радиуса ВВ $r_{ов}$, процесс расширения оболочки сопровождается заметным изменением толщины стенки. Локальная толщина стенки в данном случае составляет

$$\delta(z) = r(z) - \sqrt{r(z)^2 - \frac{s_0}{\pi}} \quad (5)$$

Контур внутренней границы оболочки описывается выражением

$$r_{вн}(z) = r(z) - \delta(z) \quad (6)$$

Траектория центра масс определяется выражением

$$r_{цм}(z) = r(z) - \frac{\delta(z)}{2} \quad (7)$$

На рис. 5 приведены данные по изменению толщины стенки, рассчитанные по формуле (5) для экспериментов с диаметрами ВВ 20, 40 и 60 мм.

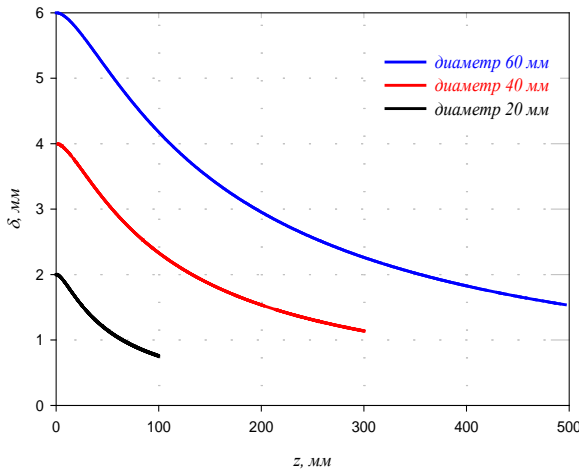


Рис. 5 – Изменение толщины стенки в процессе движения оболочки

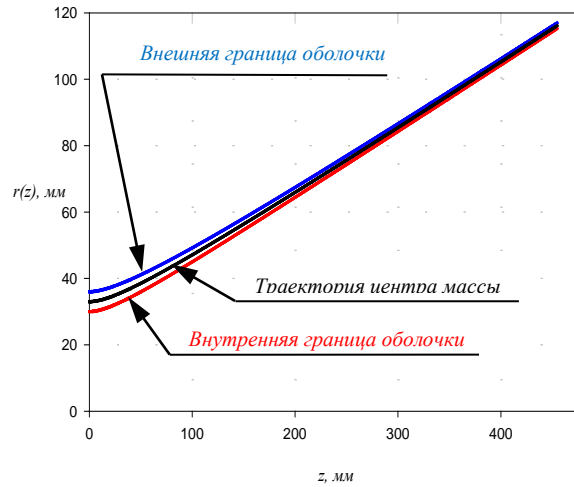


Рис. 6 – Контуры стенки для эксперимента с ВВ диаметром 60 мм

Результаты расчета по формулам (6) и (7) контура внутренней границы и траектории центра массы для эксперимента с диаметром ВВ, равным 60 мм, показаны на рис. 6. На рисунке так же приведена экспериментальная зависимость $r(z)$, на основе которой рассчитывались контуры $r_{вн}(z)$ и $r_{цм}(z)$.

Результаты, приведенные на рис. 5 и 6, показывают, что в ходе регистрации движения оболочки толщина стенки уменьшается в ~3-4 раза. Пренебрежение таким изменением может приводить к существенным ошибкам в определении объема продуктов взрыва, в частности это сказывается на зависимости скорости движения оболочки от степени расширения продуктов взрыва.

В рамках описанных ранее допущений, масса стенки, отнесенная к площади сечения потока продуктов взрыва $m_{об}(z)$, определяется выражением

$$m_{об}(z) = \frac{\rho_{об} \cdot s_0}{2\pi \cdot r(z)} \quad (8)$$

Графики изменения относительной массы $m_{об}(z)$ при разлете оболочки, рассчитанной по формуле (8) для экспериментов с ВВ разных диаметров, приведены на рис. 7.

Величина относительной массы $m_{об}(z)$, зависящая от координаты, входит в расчет давления в соответствии с выражением (4). Для расчета давления $P(z)$ необходимо так же определить кривизну $k(z)$ траектории движения центра массы стенки оболочки.

Из дифференциальной геометрии известно, что кривизна линии определяется тождеством

$$k(z) = \frac{\left| r''_{цм}(z) \right|}{(1 + r'^2_{цм}(z))^{\frac{3}{2}}} \quad (9)$$

Аналитическое выражение для $k(z)$ не приводится из-за громоздкости. В графическом виде зависимости $k(z)$, рассчитанные на основе аналитического выражения, приведены на рис. 8.

Из рис. 8 видно, что траектория оболочки искривлена лишь на начальном участке разгона оболочки. После участка разгона оболочка движется поступательно с практически постоянной скоростью. Кривизна в данном случае эквивалентна ускорению оболочки.

Изменение давления на внутренней границе оболочки в процессе ее движения может быть рассчитано на основании выражения (4) с учетом соотношений (8), (9) и известной из эксперимента скорости детонации $D_{дет}$. Полученная зависимость приведена на рис. 9. По оси абсцисс отложено давление, на внутренней границе оболочки отнесенное к давлению в точке Чепмена-Жуге. Последнее рассчитывалось с использованием (10)

$$P_{жс} = \frac{\rho_{ВВ} D_{дет}^2}{n + 1} \quad (10)$$

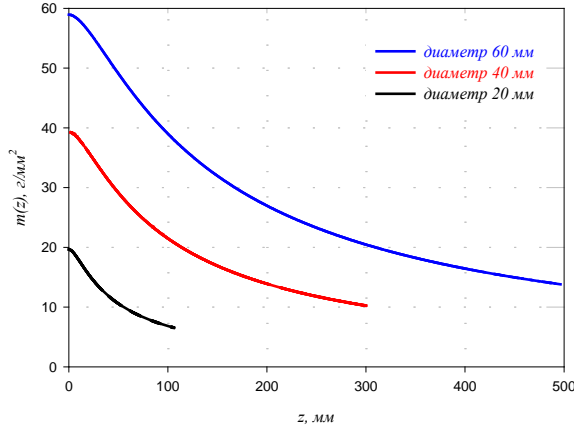
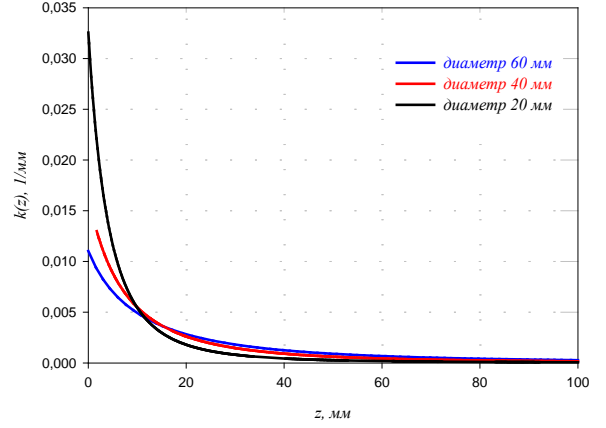
Рис. 7 – Изменение относительной массы $m_{об}(z)$ при расширении оболочки

Рис. 8 – Кривизна траектории центра массы для экспериментов с ВВ различных диаметров

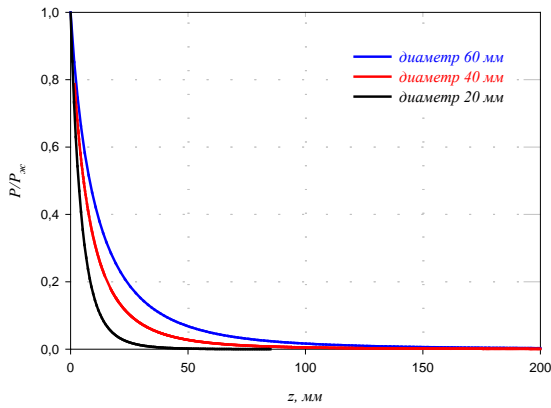
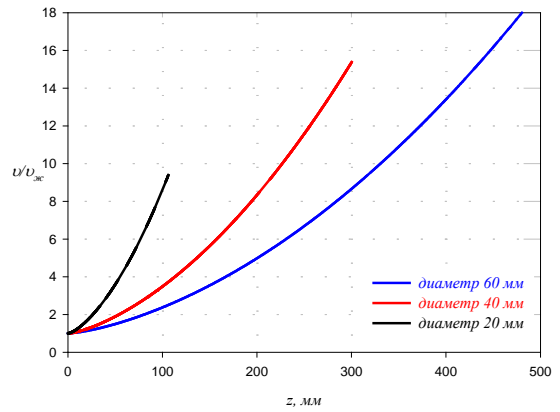


Рис. 9 – Изменение давления ПВ для различных диаметров ВВ

Рис. 10 – Изменение относительного объема $V = \frac{g_{ПВ}}{g_{ж}}$ в процессе движения оболочки

Из рис. 9 видно, что начальное давление, соответствующее моменту начала движения оболочки, практически совпадает с давлением в точке Чепмена-Жуге, рассчитанном по формуле (10). Это является подтверждением корректности используемой аналитической модели. При этом отметим, что расчет давления $P(z)$ с использованием выражения (4) был выполнен только лишь на основе экспериментально измеренной траектории движения внешней границы оболочки $r(z)$, производных от этой зависимости и измеренной в эксперименте скорости детонации. Аналогичным образом, опираясь только лишь на экспериментальные данные $r(z)$, можно рассчитать изменение объема продуктов взрыва в процессе расширения цилиндрической оболочки. Для этого воспользуемся уравнениями непрерывности

$$\rho_{ж} S_0 D_{дет} = \rho_{ПВ} S_{ПВ} U_{ПВ} \quad (11)$$

и количества движения (уравнение Бернулли)

$$dP_{ПВ} + \rho_{ПВ} S_{ПВ} U_{ПВ} = 0 \quad (12)$$

где: $\rho_{ж}$ – плотность в точке Чепмена-Жуге;

$S_{ПВ}(z) = \pi r_{вн}(z)^2$ – площадь сечения расширяющегося канала; $r_{вн}(z)$ – траектория внутренней границы оболочки; S_0 – начальная площадь канала; $\rho_{ПВ}(z)$ – плотность продуктов взрыва; $U_{ПВ}$ – скорость потока.

Исключая из уравнений (11), (12) скорость потока $U_{ПВ}$, получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{dV}{dz} = A(z)V(z) + B(z), \quad (13)$$

где $V \equiv \frac{g_{ПВ}}{g_{ж}} = \frac{\rho_{ж}}{\rho_{ПВ}}$, а $A(z)$ и $B(z)$ задаются уравнениями:

$$A(z) = \frac{dS_{ПВ}(z)}{S_{ПВ}(z) dz}; \quad (14)$$

$$B(z) = \frac{S_{ПВ}(z)^2 \cdot \frac{dS_{ПВ}(z)}{dz}}{\rho_{Ж} S_0^2 D_{дет}^2} \quad (15)$$

Уравнение (13) может быть проинтегрировано, так как $S_{ПВ}(z)$ и $P_{ПВ}(z)$ заданы. При этом начальный относительный объем $V_{Ж}$ определяется прямой Михельсона следующим образом

$$V_{Ж} = 1 - \frac{P_{Ж}}{\rho_{ВВ} \cdot D_{дет}^2}, \quad (16)$$

где $P_{Ж}$ – давление в точке Чепмена-Жуге, рассчитанное на основании (11);

$D_{дет}$ – скорость детонации; [7]

$\rho_{ВВ}$ – начальная плотность ВВ.

Дифференциальное уравнение (13) интегрировалось по методу Рунге-Кутты, приведено на рис. 10.

Из рисунка следует, что больших степеней расширения продуктов взрыва в эксперименте удастся достигнуть на цилиндрических оболочках большего внутреннего диаметра с большей начальной толщиной стенки. Таким образом, при выборе постановки эксперимента предпочтение следует отдавать экспериментам с большим диаметром.

Для построения адиабат расширения ПВ, при различных диаметрах медных трубок используем выражения (4) и (13) в параметрическом виде, которые дают зависимость $P(V)$. Данные зависимости $P(V)$ для диаметров ВВ 20, 40 и 60 мм приведены на рисунке 11.

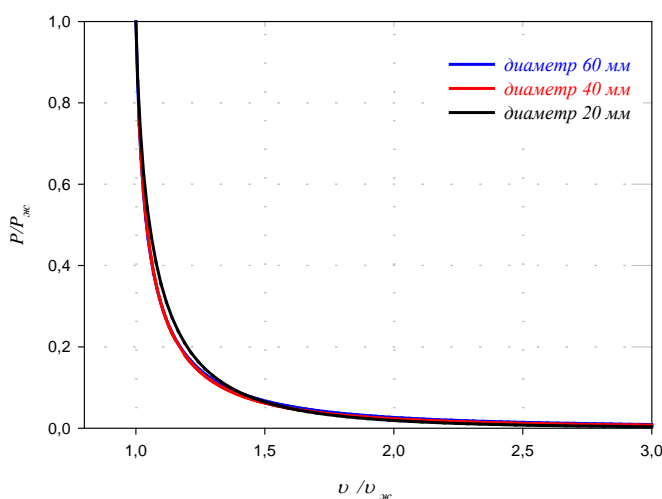


Рис. 11 – Адиабата расширения продуктов взрыва

Адиабаты расширения продуктов взрыва для диаметров ВВ 40 и 60 мм практически совпадают. Ход адиабаты расширения ПВ, полученной на основе данных с диаметром ВВ 20 мм, несколько отличается от зависимостей $P(V)$ полученных для диаметров 40 и 60 мм. Одна из возможных причин этого различия – возможное быстрое разрушение (провыв продуктов взрыва) тонких оболочек.

Сравнение зависимости, приведенной на рис. 9, с адиабатами расширения, полученными при помощи других экспериментальных методов, показывает более низкое давления в среднем диапазоне изменения объемов для результатов, полученных в данной работе. Такие отличия, вероятно, связаны с неточным описанием начального участка разгона оболочек. В реальности, на начальном участке характер движения является импульсным. Аналитический метод, реализованный в данном разделе, предполагал, что оболочка несжимаема, следовательно, скорость оболочки увеличивается плавно.

Список ссылок

- 1 Detonation Product Equation-of-State Directly from the Cylinder Test. Proceedings 21st Int / L. G. Hill – Symp. on Shock Waves, Great Keppel Island - Australia, 1997.
- 2 W-76 PBX 9501 Cylinder Tests / L. G. Hill, R. A. Catanach, – Los Alamos National Laboratory is operated by the University of California for the United States Department of Energy, 1998.
- 3 Станюкович К.П. Неуставившиеся движения сплошной среды / К.П. Станюкович. – Изд. 2-ое, перер. и доп. – М.: Наука, 1971. – 192с.
- 4 Физика взрыва / Под. ред. К.П. Станюковича – Изд. 2-е, перер. – М.: «Наука», 1975. – 750с.
- 5 Физика взрыва / под ред. Л.П. Орленко. – Изд. 3-е, испр. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 832с.
- 6 W. C. Davis. Cylinder Test Shot. Los Alamos Group M-9 (Internal) Quarterly Report M-9-QR-87-3, 1987.
- 7 А.Н. Киселев, Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, К.М. Мирошкин, К.М. Просвирнин, А.В. Коваль. Исследование процесса движения цилиндрических оболочек по действию продуктов взрыва ВВ/РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина. «XI Забабахинские научные чтения». Снежинск, 2012.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ИСХОДНОЙ СТРУКТУРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ КЕРАМИКИ В ПРОЦЕССЕ УДАЛЕНИЯ СВЯЗУЮЩЕГО

А.О. Товпинец¹, В.А. Полюшко², В.Н. Лейцин¹, М.А. Дмитриева¹, И.В. Ивонин², С.В. Пономарев²

¹Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта

236016, г. Калининград, ул. А.Невского, 14

²Томский государственный университет, Томск

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: tovpinets_a@mail.ru

Работа посвящена разработке единого подхода компьютерного моделирования, позволяющего производить многопараметрические исследования связанных физико-химических процессов, сопровождающих формирование структуры исходного компакта, синтез и спекание композиционных материалов в волне прогрева и горения. Предметом вычислительных экспериментов является технологические режимы синтеза низкотемпературной керамики на основе полидисперсных смесей порошков различных материалов.

Низкотемпературная керамика широко востребована в различных отраслях промышленности и науки, таких как космическая промышленность (обшивка и корпуса деталей), медицина (протезы), электроника (многослойные платы) и др.

Технологический процесс синтеза изделий из такой керамики характеризуется низкой температурой плавления одного из исходных компонентов (стекла). Легкоплавкий компонент формирует матрицу материала в процессе спекания при температуре, меньшей температуры плавления. Исследуемая технология позволяет сохранить морфологические и физические свойства тугоплавких компонентов исходной смеси.

Реальная структура низкотемпературной керамики представляется исходным телом, формируемым послойно из смеси компонентов: тугоплавких (оксида алюминия или нитрида алюминия, например); легкоплавкого (боросиликатного стекла) и некоего связующего (полисилоксана). Твердоплавкие и легкоплавкие компоненты размешиваются со связующим, полученная масса проходит прокатку, сушку и укладывается послойно.

В компьютерной модели допускается статистическая возможность выбора представительного объема отдельного наносимого слоя, объединяющего формируемые слои и межслойные интерфейсы. Исходный модельный образец представляется в виде компакта, сформированного периодической системой представительных объемов с заданной пористостью и распределением концентраций компонентов.

Одним из определяющих факторов поведения полидисперсных систем при спекании образцов

является неоднородность в микрообъемах пористого тела по размерам частиц его составляющих и плотностям их укладки. Уровень лапласовых капиллярных давлений в неоднородных микрообъемах спекаемого тела значительно отличается от среднего значения по компакт. Таким образом, исследование процессов спекания необходимо проводить с учетом структурно-геометрических факторов, независимо от механизмов течения вещества [1].

Подход и адаптированная схема компьютерного моделирования, используемые для постановки задачи и дальнейших вычислительных экспериментов, подробно изложенные в [2] для реагирующих порошковых систем. Рассматривается представительный объем моделируемой системы, размеры которого и все характеристики макроскопической структуры отражают все несовершенства и характерную структуру исходной дискретной системы.

Представительным объемом рассматриваемой области V_L с характерным размером L считаем подобласть v_l с характерным размером $l < L$ для непрерывной всюду внутри v_l функции $g(r)$, если существует и ограничена осредненная по объему величина

$$\bar{g} = \frac{1}{V_l} \int_{v_l} g(r) dr \quad (1)$$

и если для сколь угодно малого числа δ_γ существует такое положительное число $\gamma(\delta_\gamma)$, что

$$\left| \frac{1}{v_l + \gamma l} \int_{v_l + \gamma l} g(r) dr - \frac{1}{v_l} \int_{v_l} g(r) dr \right| < \delta_\gamma \quad (2)$$

Чтобы представительный объем v_l на физическом уровне строгости имел смысл элементарного макрообъема микронеоднородной среды, необходимо принять $L > l > l_w$, где l_w – характерный размер компонента порошкового тела. При выполнении данных условий можно пренебречь влиянием масштаба осреднения l на значение усредняемой величины. Многокомпонентная среда считается микромеханически неоднородной, если характерные размеры l_i ее компонентов v_i много больше молекулярно-кинетических размеров и много меньше расстояний, на которых значительно

изменяются осредненные параметры состояния. В таком случае микрообъемам компонентов или фаз среды, т.е. элементарным объемам dv , имеющим размер dl , приписывают свойства материалов компонентов или фаз [1].

Рассматривается возможность фазовых переходов полимерного связующего (плавление, термическая деструкция и испарение [3]) при спекании моделируемого тела, механизмы фильтрации жидкости и газа через поры в каркасе.

Начало фазовых переходов обуславливается достижением температуры микрослоя заданных критических значений. Оценка теплотерь на фазовые переходы плавления и деструкции связующего производится с использованием термодинамического подхода заданием стоков энергии в уравнениях теплового баланса. Закон сохранения и превращения энергии выражается в виде первого начала термодинамики, которое для единицы объема движущейся среды имеет вид:

$$Q_v dt + L_v dt = \rho(du + d(\frac{w^2}{2})), \quad (3)$$

где Q_v – количество тепла, вытекающего в единице объема среды за единицу времени; L_v – работа, совершаемая внешними силами над единицей объема среды за единицы времени; u – внутренняя энергия одного килограмма среды; w – скорость движения (течения) среды.

Изменение внутренней энергии связано с простом энтальпии di :

$$du = di - d(\frac{p}{\rho}) \quad (4)$$

Уравнение теплового баланса для объема V моделируемого тела, ограниченного поверхностью F , отнесенное к единице времени, имеет вид:

$$\int_V Q_v dV + \int_F q dF = \int_V q_v dV \quad (5)$$

Испарение части продуктов при термической деструкции связующего приводит к росту объема пор, а конденсированные продукты деструкции приводят к модификации состава компонентов исходной смеси.

Считается, что процессы фазовых переходов имеют некоторый инкубационный период. В вычислительном эксперименте подбирается малый шаг по времени, обеспечивающий в каждом микрослое возможность контроля тепловых затрат на фазовые переходы в связующем (термическую деструкцию полиорганосилоксанов [3]). Эндотермические фазовые переходы определяют стоки тепла в двухтемпературных уравнениях теплового баланса, которые учитывают изменения температуры за счет теплообмена между жидкой и твердой фазами, а так же фильтрацию жидкости в поры (при наличии открытой пористости и градиента порового давления). Пористость определяется удельным объемом жидкой фазы и текущим значением удельного объема пор.

Для одномерного случая, отвечающего фильтрации в направлении x , двухтемпературные

уравнения теплового баланса представляются в виде:

$$(1 - P_i) \rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} + \alpha_v f_T (T_s - T_l) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_s (1 - P_i) \frac{\partial T_s}{\partial x} \right] + q_{v+} + q_{v-}, \quad (6)$$

$$P_i \rho_l c_l \frac{\partial T_l}{\partial t} - \alpha_v f_T (T_s - T_l) = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_l P_i \frac{\partial T_l}{\partial x} \right] - c_l G_l \frac{\partial T_l}{\partial x}, \quad (7)$$

где ρ_s – эффективная плотность материала каркаса; ρ_l – плотность фильтруемой фазы смеси; c_s – эффективная теплоемкость материала твердофазного каркаса при отсутствии деформации; c_l – теплоемкость фильтруемого материала при отсутствии деформации; P_i – эффективная открытая пористость каркаса; α_v – коэффициент объемного внутреннего теплообмена между фильтруемой фазой и каркасом; λ_s – эффективный коэффициент теплопроводности материала каркаса; λ_l – коэффициент теплопроводности фильтруемой фазы; $G_l = \rho_l v$ – расход фильтруемой фазы; f_T – относительная поверхность теплообмена каркаса; v – скорость движения фильтруемой фазы.

Степень неоднородности концентраций компонентов порошкового компакта представляется в виде среднего квадратичного отклонения $\sigma(C_i)$. Для модельного пористого порошкового тела исследуются одномерные распределения концентраций в направлении оси X (рис. 1 в), для модельных компактов, представленных последовательностью трех ячеек периодичности и характеризующихся среднеквадратичными отклонениями концентраций компонентов σ . В каждой ячейке имеются зоны с пониженной и повышенной концентрацией пор (линия C_2). Пределы этих зон модельной структуры, характеризующиеся ступенчатым распределением концентраций исходной дискретной системы легкоплавких компонентов (линия C_3), тугоплавких компонентов (линия C_1) и пор, совпадают с координатами сечений представительного объема модельной структуры порошкового компакта x_0 , x_1 и x_2 , приведенных на рис. 1 б.

Моделируемый процесс спекания порошкового тела запускается прогревом набора слоев с плоскости $X = 0$, таким образом, это направление можно считать главным. Ось абсцисс (рис. 1 в) представляет главное направление прохождения процесса спекания, т.к. в этом направлении формируется волна прогрева. На фронте этой волны происходят спекание и консолидация дискретной системы под действием термокапиллярных сил.

Однородное уменьшение пористости, а значит и однородная усадка исходного моделируемого образца происходят до момента достижения относительного объема пор во всех мезообъемах ячеек периодичности с пониженной пористостью некоторого минимального значения. Вследствие

принципа трансляционной симметрии, с этого момента граничная область представительного объема будет препятствовать уменьшению размера ячейки $R = \Delta l \cdot L_x \cdot l^{-1}$ в направлении, перпендикулярном оси X . Неизменное значение объемной усадки приводит к неизбежному росту усадки $A = \Delta l / l$ в направлении оси X .

Во всех микрообъемах модельного тела, образованных в процессе дискретизации расчетной области, все характеристики среды уточняются

образца для получения оценок усадки, механических и физических свойств получаемой керамики.

Постановка задачи и развиваемый подход позволяют проводить многопараметрические вычислительные эксперименты и прогнозировать режимы получения конечного продукта с необходимым набором свойств и требуемой структурой.

Уникальность разрабатываемой технологии

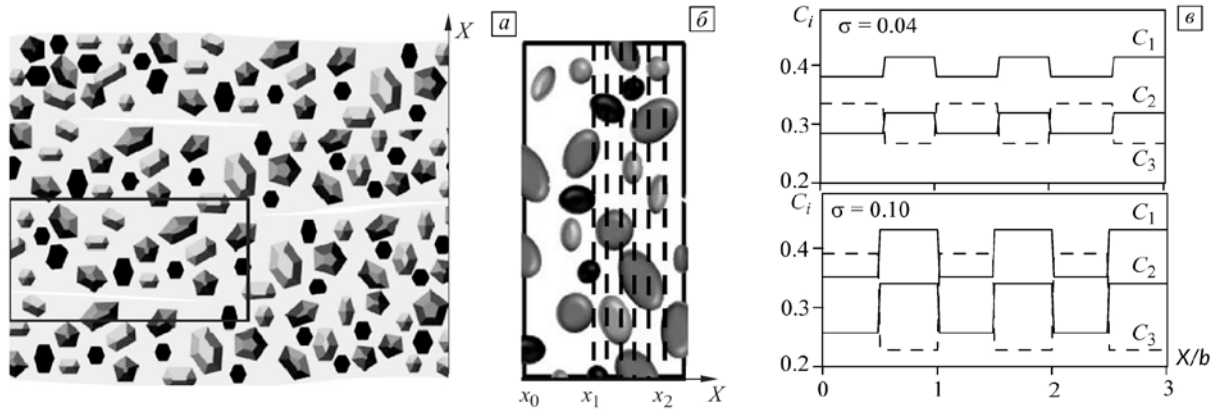


Рис. 1. Исходное состояние моделируемого порошкового тела [1]

итерационно и рассматриваются как эффективные с учетом локальных концентраций и параметров состояния.

При достижении критических температур связующего рассматривается его термическая деструкция и удаление летучих органических составляющих в виде газа из моделируемого тела. Это приводит к повышению пористости всего компакта, а кристаллический остаток неорганических составляющих связующего (окислы кремния) определяет добавочную примесь к легкоплавкому компоненту (стеклу). Процесс термической деструкции и удаления летучих компонентов связующего обеспечивает перераспределение концентраций веществ и относительного объема пор в исходном модельном теле.

Разработанная схема моделирования процесса термической деструкции связующего и удаления летучих продуктов распада позволяет исследовать определяющие факторы и режимы подготовки исходных компактов спекаемой низкотемпературной керамики, определять исходные концентрации компонентов и пор, предсказывать минимальную пористость спекаемого

заключается в возможности использовать в качестве тугоплавкого компонента широкого круга дисперсных элементов с различными магнитными, термодинамическими и механическими свойствами и сохранении этих характеристик в процессе синтеза низкотемпературной керамики.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2014-2020 годы», уникальный идентификатор проекта RFMEFI57814X0027.

Литература

1. Лейцин В.Н., Пономарев С.В., Дмитриева М.А., Ивонин И.В., Тырышкин И.М. Моделирование процесса спекания изделий из низкотемпературной керамики, формируемых аддитивными технологиями //Физическая мезомеханика 19, 4, 2016.
2. Лейцин В.Н., Дмитриева М.А., Колмакова Т.В., Кобраль И.В. Моделирование физико-химических процессов в реагирующих порошковых материалах //Известия высших учебных заведений. Физика. 2006. Т. 49. № 11. с. 43-48.
3. Харитонов Н.П., Островский В.В. Термическая и термоокислительная деструкция полиорганосилоксанов //Ленинград: Наука Ленингр.отд-ние, 1982. 207с.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИИ ГАЗОВЗВЕСИ МИКРО И НАНОЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

Т.А. Хмель, А.В. Федоров

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН

630090, г. Новосибирск, ул. Институтская 4/1

E-mail: khmel@itam.nsc.ru

Введение. Микро - и нанодисперсные порошки алюминия в силу их высокой энергетической способности имеют большие перспективы применения в составе смесевых топлив и в промышленных технологиях. Кроме того, пылеобразование происходит в повседневной деятельности, например, при обработке изделий из реагирующих в дисперсном состоянии металлов, что требует анализа их взрывоопасности, и вообще в промышленности, использующей реагирующие мелкие частицы. В силу этого исследование условий воспламенения, горения, развития детонации и характеристик детонационных режимов горения порошков алюминия, как в целях предотвращения взрывов, так и в целях использования явления детонации, например, в детонационных двигателях, является актуальным. Нанодисперсные порошки обладают особыми свойствами, в частности, характеризуются значительным снижением порога воспламенения и времени горения, что представляет дополнительные перспективы их использования, в том числе и в качестве добавок к порошкам частиц микронного размера.

Проблемы детонации газовзвесей алюминия широко исследовались экспериментально и теоретически для микроразмерных частиц. Существует ряд моделей различной степени детализации воспламенения и горения частиц [1]. В [2-4] была развита модель гетерогенной детонации монодисперсных газовзвесей частиц алюминия в кислороде размером 1 – 10 мкм, в рамках которой были получены данные по процессам инициирования и распространения детонационных волн (плоских и ячеистой детонации) в каналах и в свободном пространстве. В обобщенном виде результаты исследований изложены в [5].

В последние годы появились новые данные по процессам горения, воспламенения, плавления и теплообмена микронных, субмикронных и наноразмерных частиц алюминия. Обзор некоторых экспериментальных данных на эту тему представлен в [6]. Отметим, что описание воспламенения и горения наноразмерных частиц требует, вообще говоря, учета зависимости теплофизических характеристик и от размера частиц [7-9].

Целью настоящей работы является построение модели гетерогенной детонации газовзвесей алюминия в кислороде с учетом новых данных по характеристикам, определяющим процессы воспламенения и горения наноразмерных частиц, а также решение задачи о структуре волны стационарной гетерогенной детонации в смеси наночастиц алюминия с кислородом.

Физико-математическая модель детонации

Чепмена-Жуге. На первом этапе ограничимся рассмотрением односкоростного двух-температурного приближения механики сплошных сред. Уравнения для структуры стационарной детонационной волны в приближении малости объемной концентрации частиц имеют следующий вид [2].

$$\begin{aligned} \rho u &= \rho_0 u_0 = c_1, \quad p + c_1 u = p_0 + c_1 u_0 = c_2, \\ e + p / \rho + u^2 / 2 &= e_0 + p_0 / \rho_0 + u_0^2 / 2 = c_3, \\ u \frac{dT_2}{dy} &= - \frac{T_2 - T}{\tau_T}, \\ u \frac{d\xi}{dy} &= - \frac{\xi - \xi_k}{\tau_\xi} \exp(-E_a / RT) (p / p_0)^{0.5}, \\ e &= (1 - \xi) c_{v1} T + \xi c_{v2} T_2 + Q \xi, \quad p = \rho (1 - \xi) RT. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ - средняя плотность, p - давление, u - скорость, e - внутренняя энергия смеси, ξ - относительная массовая концентрация частиц, ξ_k - условно доля несгоревших частиц и твердого оксида, T, T_2 - температуры газа и частиц соответственно, τ_T, τ_ξ - времена релаксации теплообмена и горения, c_{v1}, c_{v2} - удельные теплоемкости газа и частиц, E_a - энергия активации реакции горения, Q - интегральное тепловыделение реакции горения, индекс 0 относится к начальному состоянию смеси перед фронтом детонационной волны.

Определим равновесную и замороженную скорости звука [3]: $c_e^2 = \gamma_1 p / \rho = \gamma_1 (1 - \xi) RT$, $c_f^2 = \gamma p / \rho = \gamma (1 - \xi) RT$, $\gamma = 1 + R(1 - \xi) / c_v(\xi)$, $\gamma_1 = 1 + R / c_{v1}$, $c_v(\xi) = c_{v1}(1 - \xi) + c_{v2}\xi$. В расчетах учитывается зависимость теплоемкости кислорода от температуры в форме [10]

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_0 - \alpha_1 (e_g / e_*)^\beta, & e_g \leq e_*, \\ \gamma_\infty + (\gamma_* - \gamma_\infty) \exp(\alpha_2 (1 - e_g / e_*)), & e_g \leq e_*, \end{cases}$$

с константами: $e_* = 0.7$ МДж/кг, $\gamma_0 = 1.41$, $\gamma_\infty = 1.234$, $\gamma_* = 1.32$, $\alpha_1 = 0.09$, $\alpha_2 = 0.32$, $\beta = 1.5$.

Описание воспламенения и горения субмикронных и наноразмерных частиц основано на эмпирических данных, приведенных в [6-8]. Как известно, температурой воспламенения называют минимальную температуру окружающего газа, при которой происходит воспламенение частицы. В ударной (детонационной) волне температура газа заведомо выше пороговой температуры воспламенения частицы. Для определения границы

задержки воспламенения в [11] была рассмотрена задача о воспламенении сферических частиц алюминия в динамических условиях с учетом поверхностных реакций окисления и полиморфных трансформаций оксида. Получена формула для зависимости условной температурной границы воспламенения от температуры газа и размера частиц. Минимальные значения составляют ~ 830 К в кислороде и ~ 900 К в воздухе, что можно считать адекватными температурами воспламенения при $T_1 < 1000$ К. Отметим, что согласно данным, приведенным в [6], уменьшение размера частиц при $d < 1$ мкм практически не приводит к изменению порога воспламенения (в пределах разброса данных экспериментов). Таким образом, соответственно [6, 11] для $d < 1$ мкм условием воспламенения будет считаться достижение частицей температуры плавления $T_{ign} = T_{melt}$.

Характерные времена тепловой релаксации для субмикронных и наноразмерных частиц определяются соответственно изменению режима обтекания частиц с континуального к свободно-молекулярному [6]. В континуальном режиме обтекания (при $Kn < 0.01$) характерное время тепловой релаксации описывается зависимостью $\tau_T^{cont} = d^2 \rho_{22} c_{v2} / 6 \lambda_1 Nu$ [4] (в односкоростном подходе $Nu=2$). Для свободно-молекулярного режима обтекания (при $Kn > 10$)

$$\tau_T^{fm} = \frac{d \rho_{22} c_{v2}}{6 \alpha p} \sqrt{\frac{8 \pi m_g T}{k_B}} \left(\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right), \quad (2)$$

$Kn = \frac{RT}{\sqrt{2 \pi d_g^2 N_A p d}}$ - число Кнудсена [12]. Здесь

d, ρ_{22}, c_{v2} - диаметр, собственная плотность и теплоемкость частиц, d_g, m_g - размер и масса молекулы окружающего газа, p, T - давление и температура газа, k_B - константа Больцмана, $\alpha = 0.43$ - аккомодационный коэффициент. Оценки показывают, что для частиц диаметром 0.2 мкм ударными волнами (температуры газа $1000 \div 2000$ К, давления $3 \div 5$ МПа) характерные времена τ_T^{cont} и τ_T^{fm} одного порядка, а в условиях атмосферного давления и при уменьшении размера частиц τ_T^{fm} может значительно превышать τ_T^{cont} . В диапазоне размеров частиц 10 нм – 1 мкм (числа Кнудсена порядка $0.01 \div 10$) режим обтекания является переходным [6]. Для переходного режима нами предложена сглаживающая функция вида

$$\tau_T^{tr} = [(\log Kn + 2) \tau_T^{fm} + (1 - \log Kn) \tau_T^{cont}] / 3. \quad (3)$$

Данные по временам горения наноразмерных частиц алюминия характеризуются значительным разбросом [6], что затрудняет их систематизацию. Измерений времени горения мелких частиц в чистом кислороде пока найти не удалось. Из данных, приведенных в [6], можно отметить следующее. Для смесей кислорода с азотом зависимость времени горения частицы τ_b от концентрации окислителя C_{ox} и температуры

окружающего газа имеет вид $\tau_b \sim \exp(E_a / RT) C_{ox}^{-0.4}$. Зависимость от давления представлена формулой, обобщающей множество данных по горению в различных окисляющих средах $\tau_b \sim p^{-0.5} d^n$, где $n = 2 \exp(-4.3 C_{ox})(p / p_0)^{-0.3}$, $p_0 = 8.5$ атм при горении в кислороде с азотом (в интервале $0.2 \leq C_{ox} \leq 0.5$). По другим данным, $n = 0.33$. Физическое объяснение снижения данного показателя степени основано на ряде гипотез, одна из которых состоит в возможности агломерации частиц в процессе горения. Основываясь на данных для горения частиц алюминия в кислородсодержащих средах в настоящей работе для диапазона 50 - 100 нм принимается зависимость $\tau_\xi = \tau_0 (d / d_0)^{0.33} \exp(E_a / RT) C_{ox}^{-0.4} (p / p_0)^{-0.5}$ с константами: $d_0 = 80$ нм, $E_a = 50$ кДж/моль, $p_0 = 1$ атм, $\tau_0 = 2.4$ мкс. При этих параметрах интегральное время 90%-го выгорания частиц 80 нм в условиях $p = 8.5$ атм, $T = 1500$ К соответствует данным, приведенным в [6] ($0.07 C_{ox}^{-0.4}$ мс).

Обсуждение результатов. Расчеты проводились для стехиометрических кислородных взвесей частиц алюминия размером 50 нм. Тепловой эффект интегральной реакции в рамках приведенной кинетики определялся соответственно известным данным по скорости детонации. В [13] не выявлено различий в скорости детонации микронных и наноразмерных взвесей, хотя отмечена некоторая зависимость скорости от начального давления газа. В настоящей работе принимается значение $Q = 4.1$ МДж/кг, при этом скорость нормальной детонации составляет $u_0 = 1.6$ км/сек.

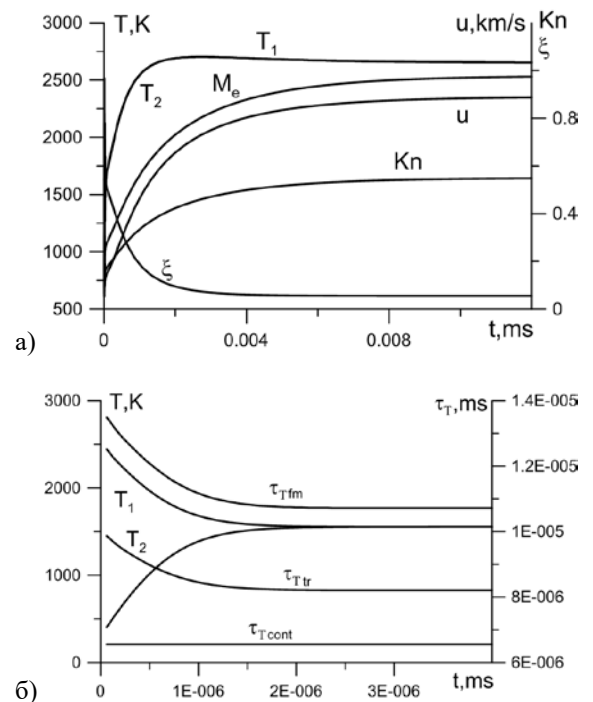


Рис. 1. Структура волны ЧЖ для частиц 50 нм.

Расчеты стационарной структуры показали, что решение отвечает режиму Чепмена-Жуге (ЧЖ) с конечным равновесным состоянием, звуковым по равновесной скорости звука [2], что обусловлено малыми значениями параметра релаксации $\beta = \tau_T / \tau_\xi$ для субмикронных и наноразмерных частиц. На рис. 1а показана структура течения в зоне горения с последующим выходом на равновесное состояние ЧЖ. В пике Неймана давление составляет более 60 атм, температура газа в точке Чепмена-Жуге 2700 К. Практически везде горение происходит в условиях теплового равновесия. Число Кнудсена находится в интервале 0.1 – 0.5, что соответствует переходному режиму тепловой динамики частиц. На рис. 1б показаны температуры фаз и параметры тепловой релаксации в зоне непосредственно за фронтом УВ. Видно, что время тепловой релаксации (соответственно время задержки воспламенения) на порядки меньше времени горения частиц. Такое поведение при уменьшении диаметра частиц в наноразмерном диапазоне связано со значительным различием показателей степени в зависимостях характерных времен тепловой релаксации и горения от диаметра частиц (2 и 0.33 соответственно).

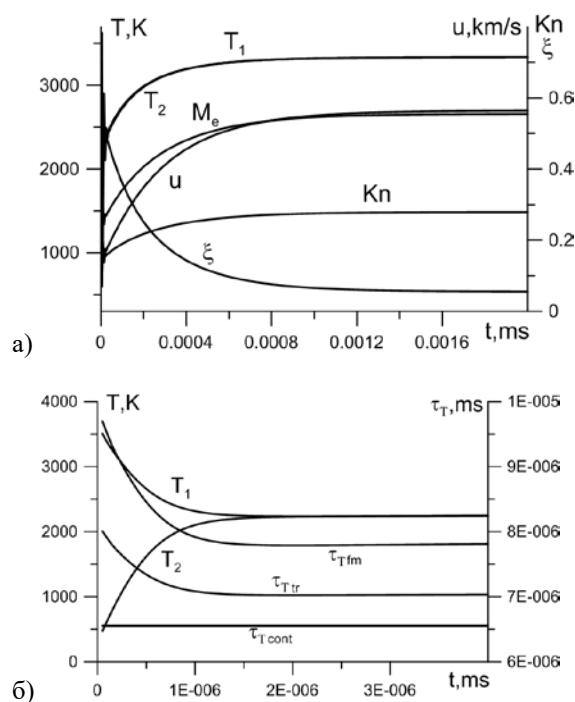


Рис. 2. Структура волны пересжатой детонации $u_0 = 2$ км/сек для частиц 50 нм.

На рис. 2 показаны аналогичные картины для пересжатого режима, который характеризуется повышенными значениями температуры и давления газа. Это обуславливает значительное ускорение горения частиц. В частности, при скорости детонации $u_0 = 2$ км/сек значение τ_T и числа

Кнудсена меняются незначительно, а зона горения сокращается более чем в 3 раза.

В целом структуры стационарных ДВ в кислородной взвеси частиц размером 50 нм качественно соответствуют структурам волн детонации в микронных взвесах, различия заключаются только в масштабах процессов тепловой релаксации и горения частиц. В силу значительного преобладания времени горения частиц над временем тепловой релаксации параметр $\beta = \tau_T / \tau_\xi$ ниже порогового значения [2], поэтому стационарные решения соответствуют режиму ЧЖ с равновесным конечным состоянием, являющимся звуковым по равновесной скорости звука в среде.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РНФ (16-19-00010) и РФФИ (16-08-00778).

Литература

1. Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А. Динамика и воспламенение газовзвесей. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. 344 с.
2. Федоров А.В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // ФГВ. 1992. Т.28. №3. С.72-83.
3. Федоров А.В., Хмель Т.А. Типы и устойчивость детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // ФГВ. 1996, Т.32. №2. С.74-85.
4. Федоров А.В., Хмель Т.А. Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // ФГВ. 1997. Т.33. № 6. С.80-91.
5. Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А. Гетерогенная детонация газовзвесей. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2012. 264 с.
6. Сандарам Д., Янг В., Зарко В.Е. Горение наночастиц алюминия (обзор) // ФГВ, 2015, Т. 51, № 2. С. 37-63.
7. Huang Y., Risha G. A., Yang V., Yetter R. A. Effect of particle size on combustion of aluminum particle dust in air // Combustion and Flame. 2009. V. 156, N 1. P. 5-13.
8. Федоров А.В., Шульгин А.В. Точечная модель горения наночастиц алюминия в отраженной ударной волне // ФГВ, 2011, Т. 47, № 3. С. 47-51.
9. Федоров А.В., Шульгин А.В. Статистическое и феноменологическое описание плавления и воспламенения наночастиц некоторых металлов // Вестник Челябинского государственного университета. 2015. № 22 (377). Физика. Вып. 21. С. 89-97.
10. Федоров А.В., Хмель Т.А. Математическое моделирование детонационных процессов в газовзвеси частиц угля // ФГВ. 2002. Т.38. №6. С.103-112.
11. Федоров А.В., Хмель Т.А. Характеристики и критерии воспламенения взвесей частиц алюминия в детонационных процессах // ФГВ. 2012, Т. 48, № 2. С. 76-88.
12. Filippov A. V., Rosner D. E. Energy transfer between an aerosol particle and gas at high temperature ratios in the Knudsen transition regime // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2000. – V. 43, N 1. – P. 127-138.
13. Zhang F., Murray S.B., Gerrard R.B. Aluminum particle-air detonation at elevated pressures // Shock Waves. 2006. V.15. P.313-324.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОЙ ЗАДАЧИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА

А. А. Шаклеин, А. И. Карпов, М. А. Корепанов

Институт механики Уральского отделения РАН
426067, г. Ижевск, ул. Т. Барамзиной, 34
E-mail: mx.oryx@mail.ru

Исследование закономерностей распространения пожаров играет существенную роль в снижении их вредоносного влияния и обеспечении пожаробезопасности. В работе проводится численное исследование процесса распространения турбулентного диффузионного пламени вверх по вертикальной поверхности горючего материала, поскольку данная конфигурация является наиболее опасной. Задача решается в сопряженной постановке «газовая среда–твердый горючий материал». Разработанная модель учитывает вихревое течение газовой среды, турбулентное горение и теплоперенос излучением.

Модель газовой среды. Течение многокомпонентного газа описывается следующими уравнениями

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (1)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu_{sgs} + \mu) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + (\rho_a - \bar{\rho}) g_i, \quad (2)$$

$$\bar{\rho} C \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \bar{\rho} C \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(C \frac{\mu_{sgs}}{\text{Pr}_{sgs}} + \lambda \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} + \bar{\rho} \tilde{W} Q - \frac{\partial \tilde{q}_j^r}{\partial x_j}, \quad (3)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{Y}_F}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{Y}_F}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{sgs}}{\text{Sc}_{sgs}} + \bar{\rho} D \right) \frac{\partial \tilde{Y}_F}{\partial x_j} - v_F \bar{\rho} \tilde{W}, \quad (4)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{Y}_O}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{Y}_O}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{sgs}}{\text{Sc}_{sgs}} + \bar{\rho} D \right) \frac{\partial \tilde{Y}_O}{\partial x_j} - v_O \bar{\rho} \tilde{W}, \quad (5)$$

$$\bar{\rho} \frac{\partial \tilde{Y}_P}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{Y}_P}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_{sgs}}{\text{Sc}_{sgs}} + \bar{\rho} D \right) \frac{\partial \tilde{Y}_P}{\partial x_j} + (v_O + v_F) \bar{\rho} \tilde{W}, \quad (6)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T}. \quad (7)$$

Модель турбулентности. Система фильтрованных уравнений (1)-(7) замыкается вихреразрешающей моделью турбулентности DDES

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} k \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_k \mu_{sgs} + \mu) \frac{\partial k}{\partial x_j} + \min(\tilde{G}; c_1 \beta^* \bar{\rho} k \omega) - \bar{\rho} \omega \beta^* k F_{DDES} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \omega \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\sigma_\omega \mu_{sgs} + \mu) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \alpha \bar{\rho} \tilde{G}_\omega - \bar{\rho} \beta \omega^2 - \bar{\rho} (F_1 - 1) C D_{k\omega} \quad (9)$$

$$\text{где } F_{DDES} = \max \left(\frac{\ell_{k-\omega}}{C_{DES} \Delta} (1 - F_1), 1 \right).$$

Модель горения. Химические реакции горения в газовой фазе моделируются одной макрореакцией. Турбулентное горение описывается комбинированной моделью с учетом кинетических эффектов

$$\tilde{W} = \min(\tilde{W}_{kin}; \tilde{W}_t), \quad (10)$$

$$\tilde{W}_{kin} = k \tilde{Y}_F \tilde{Y}_O \exp(-E_g / R_0 \tilde{T}), \quad (11)$$

$$\tilde{W}_t = A \frac{k}{\varepsilon} \min \left(\frac{\tilde{Y}_F}{v_F}, \frac{\tilde{Y}_O}{v_O} \right). \quad (12)$$

Модель радиационного теплопереноса. Распространение излучения в газовой среде считается изотропным, рассеянием пренебрегается, рассматривается серый газ. Излучение описывается дифференциальной моделью P_1

$$\frac{1}{\partial x_j} \left(\frac{1}{3\tilde{\kappa}} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_j} \right) + \tilde{\kappa} (4\sigma \tilde{T}^4 - \tilde{G}) = 0. \quad (13)$$

Радиационный тепловой поток имеет вид

$$\tilde{q}_j^r = -\tilde{\Gamma} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x_j}, \quad (14)$$

градиент которого входит в качестве источника в уравнение сохранения энергии (3). На стенке радиационный тепловой поток записывается в следующем виде

$$\tilde{q}_w^r = - \left(\frac{1}{3\tilde{\kappa}} \frac{\partial \tilde{G}}{\partial x} \right)_w = - \frac{\varepsilon_w}{2(2 - \varepsilon_w)} (4\sigma \tilde{T}_w^4 - \tilde{G}_w), \quad (15)$$

где ε_w – степень черноты поверхности.

Коэффициент поглощения смеси определяется взвешенной суммой компонентов

$$\tilde{\kappa} = \sum X_i \tilde{\kappa}_i. \quad (16)$$

Основной вклад в теплопередачу изучением вносят горючее и продукты (вода и углекислый газ). Для этих компонентов $\tilde{\kappa}_i$ рассчитывается в зависимости от температуры.

Модель твердого материала. В твердом материале решается уравнение сохранения энергии

$$\rho_s C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x_j} + \rho_s W_s Q_s. \quad (17)$$

Скорость термического разложения твердого горючего материала выражается в виде

$$W_s = k_s \exp(-E_s / R_0 T_s). \quad (18)$$

Скорость газификации определяется линейным интегралом от объемной скорости пиролиза

$$U_s = \int_{-L}^0 W_s dx. \quad (19)$$

На поверхности контакта твердого материала и газовой среды задается граничное условие сопряжения для температуры

$$T_s = \tilde{T}, \quad (20)$$

$$-\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + (\rho v C T)_s = - \left(C \frac{\mu_{sgs}}{\text{Pr}_{sgs}} + \lambda \right) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} + \bar{\rho} \tilde{v} C \tilde{T} + \tilde{q}_w^r, \quad (21)$$

где \tilde{q}_w^r – радиационный тепловой поток на стенке, определяемый из соотношения (15).

Вычислительный алгоритм. Система уравнений (1)-(9), (13), (17) решается численно методом конечных объемов. Внутри каждого временного шага проводятся итерации из-за сильной нелинейности уравнений, возникающей при использовании источниковых слагаемых, которые учитывают реакции горения. Поля скорости-давления корректируются алгоритмом PISO.

Результаты расчетов. Задача решается в двумерной постановке. Исследуется распространение пламени по вертикальной поверхности полиметилметакрилата (ПММА) с высотой 5 м и толщиной 0,006 м. Физические свойства материала исследуемого образца и кинетические параметры механизма горения приведены в [1].

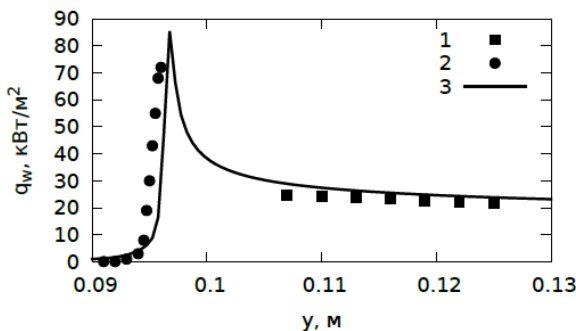


Рис. 1. Распределение теплового потока на поверхности горючего материала при распространении пламени: 1 – вверх (эксперимент [2]); 2 – вниз (эксперимент [2]); 3 – вверх и вниз (настоящий расчет)

Сравнение расчетного теплового потока на поверхности твердого материала с экспериментальными данными [2] представлено на рис. 1. В работе распространению пламени ничего не препятствует, поэтому от места зажигания пламя распространяется как вверх, так и вниз. Значения расчетного теплового потока хорошо согласуются с экспериментом количественно и качественно как для участка, где пламя распространяется вверх (кривые 1 и 3), так и для области распространения пламени вниз (кривые 2 и 3).

Проводится сравнение расчетных значений скорости распространения турбулентного пламени вверх по поверхности горючего материала с результатами экспериментальных работ (рис. 2). Используются следующие данные [3-6]. Скорость распространения определялась по движению фронта пиролиза, выделяемого по температуре твердого горючего материала $T_p = 630$ К. Распределения имеют качественное сходство. Завышенные расчетные значения объясняются следующим. Существенное влияние на скорость распространения может оказывать прогрев твердого горючего материала за счет процесса теплопроводности. Саито [3] и Орлоф [6] использовали образцы ПММА толщиной 1.3 и 4.5 см соответственно, материал является достаточно толстым, тепловая энергия рассеивается в глубину, и основной нагрев поверхности горючего материала происходит непосредственно за счет горячих продуктов сгорания. В данной работе толщина материала составляет 0.6 см, в результате чего прогрев горючего материала осуществляется быстрее (за счет механизма теплопередачи в твердом теле) и, соответственно, скорость распространения пламени выше. Данное наблюдение подтверждается расчетными и экспериментальными данными [7], где исследовалось распространение пламени по поверхности ПММА с толщинами 0.82 и 1.74 см.

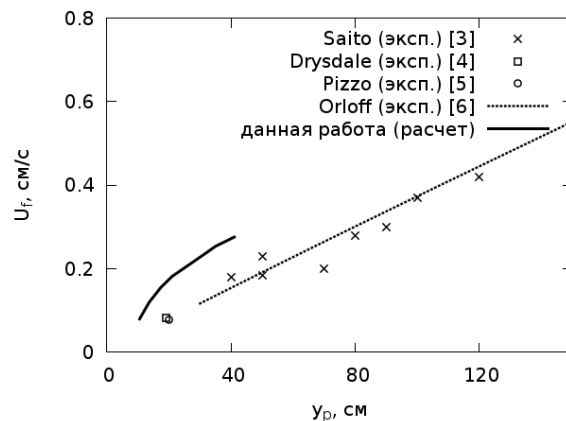


Рис. 2. Зависимость скорости распространения пламени от границы области пиролиза

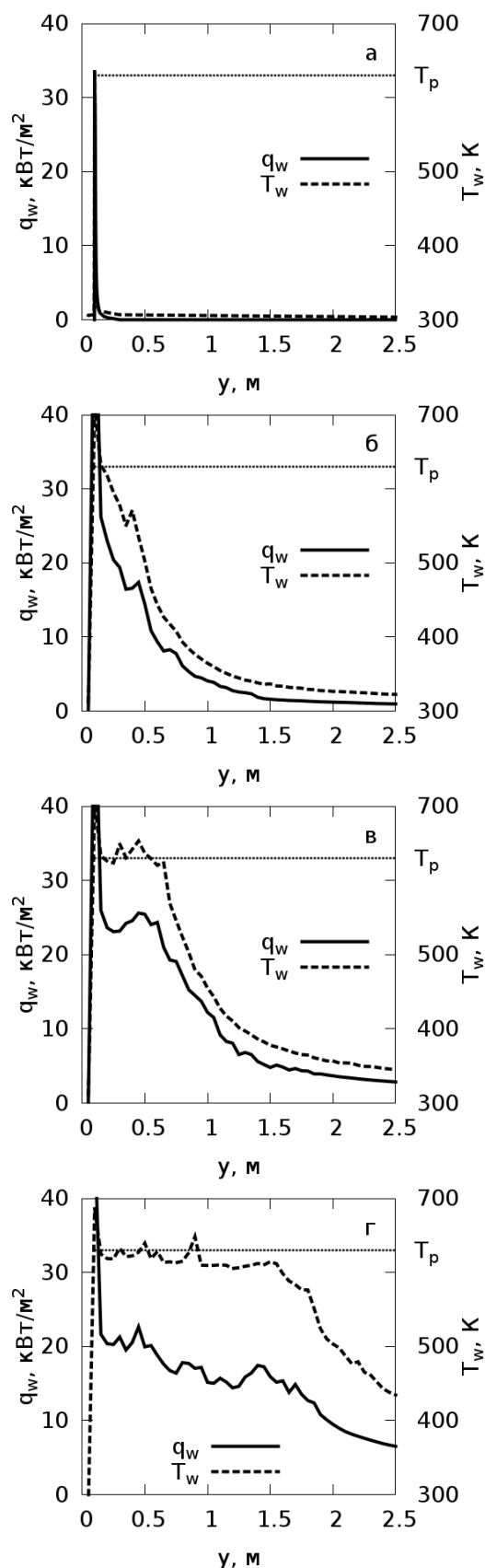


Рис. 2. Распределение температуры и суммарного теплового потока на поверхности горючего материала в различные моменты времени: а – 0 с, б – 120 с, в – 160 с, г – 200 с.

Характер протекания процесса горения представлен на рис. 3. Здесь наложены профили температуры и полного теплового потока на поверхности горючего материала. Видно, что, начиная с момента времени 160 с (рис. 3, в), горение протекает в турбулентном режиме, поскольку пульсационный характер течения приобретает уже в области пиролиза. Однако с высотой профили теплового потока на поверхности становятся гладкими, так как вихревое течение горячих продуктов сгорания отдаляется от вертикальной поверхности из-за нарастания пограничного слоя.

Сформулированная математическая модель позволяет оценивать характеристики процесса распространения турбулентного диффузионного пламени по поверхности горючего материала, а также проводить параметрические исследования. Полученные в результате расчетов негладкие профили распределения теплового потока на поверхности горючего материала свидетельствуют о турбулентном характере течения газовой среды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-38-00543.мол_а и № 16-08-00110а).

Литература

1. Шаклеин А.А., Карпов А.И., Корепанов М.А. Моделирование распространения пламени на поверхности твердого топлива при разных углах наклона // Химическая физика и мезоскопия, 2013. Т. 15, № 4. С. 552-536.
2. Ito A., Kashivagi T. Characterisation of flame spread over PMMA using holographic interferometry sample orientation effects // Combustion and Flame, 1988. Vol. 71. P. 189-204.
3. Saito K, Quintiere J.G., Williams F.A. Upward turbulent flame spread // Fire Safety Science: Proceedings of First International Symposium, 1985. P.75-86.
4. Drysdale D.D., Macmillan A.J. Flame spread on inclined surfaces // Fire safety journal, 1992. Vol. 18. P.245-254.
5. Pizzo Y., Consalvi J.L., Portiere B. A transient pyrolysis model based on the B-number for gravity-assisted flame spread over thick PMMA slabs // Combustion and Flame, 2009. Vol. 156. P. 1856-1859.
6. Orloff L., Ris J., Markstein G.H. Upward turbulent fire spread and burning of fuel surface // Fifteenth symposium (international) on combustion, The Combustion Institute, 1975. P. 183-192.
7. Wu K.K., Fan W.F., Chen C.H., Liou T.M., Pan I.J. Downward flame spread over a thick PMMA slab in an opposed flow environment: experiment and modeling // Combustion and flame, 2003. Vol. 132. P. 697-707.

ВЛИЯНИЕ РАЗДЕЛЬНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ КРЕМНИЯ И НИОБИЯ НА ПОСЛОЙНЫЙ РЕЖИМ САМОРАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СИНТЕЗА

О.А. Шкода, О.Г. Терехова

Научно-исследовательский отдел структурной макрокинетики ТНЦ СО РАН,
634021, г. Томск, пр. Академический, 10\3,
caryll@english.tsc.ru

В работе представлены результаты по установлению факторов, влияющих на осуществление процесса самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) в слабоэкзотермической порошковой системе после механической активации (МА). Для этого проведены эксперименты по исследованию влияния раздельной МА кремния и ниобия на последующий послойный режим СВС.

Введение

Первое упоминание о применении механической активации для СВС относится к восьмидесятым годам двадцатого века [1]. С тех пор МА широко используется как предварительный этап перед проведением СВС для слабо экзотермических систем, к каким относятся Nb – Si система [2, 3]. Во время МА происходит множество разнообразных явлений: измельчение исходных порошков, образование и разрушение слоистых механокомпозигов, образование механосинтезированных соединений и т.д. [4]. Весь этот набор и приводит порошковую смесь в состояние, в котором возможно осуществление СВС.

Влияние раздельной МА изучали на примере горения в системе титан - никель [5], где наблюдали срыв горения, и образцы не догорали. Известны работы по влиянию совместной и раздельной механической активации на плотность спеченных образцов, где показано, что максимальную плотность дает раздельное механическое активирование компонентов [6].

При совместной МА ниобия и кремния установлено, что стабильное СВС горение после 30 с - 2 мин предварительной МА, обусловлен изменением морфологии и фазового состава смеси порошков ниобия и кремния во время обработки в планетарной мельнице. За это время МА образовались фазы NbSi₂, Nb₅Si₂, Nb₅Si₃ в достаточном количестве и исходные компоненты хорошо контактируют друг с другом, образуя слоистые агломераты. Все эти факторы способствуют устойчивому протеканию послойного режима СВС [1,7].

Представляет интерес выяснить, какой именно фактор МА оказывает основную, значимую роль на возникновение последующего СВС, а именно: является ли образование во время МА механосинтезированных силицидов или их зародышей таким ведущим и значимым фактором.

Методика эксперимента

В экспериментах для МА была использована планетарная высоконапряженная (60 g) центробежная мельница с водяным охлаждением барабанов. Стенки стальных барабанов и шары диаметром 5 мм предварительно футеровали измельчаемым материалом для исключения натирания железа. Отношение массы порошка к массе шаров во всех экспериментах составляло 1:20. Масса загрузки порошков составляла 30 г. Смесь исходных компонентов помещали в барабаны планетарной мельницы, и механоактивацию в атмосфере аргона, чистотой 99,99%.

Ниобий является пластичным материалом, и проводить его активацию в воздушной или аргоновой среде трудно. Он равномерно покрывает шары и стенки барабанов, намазываясь на них. Поэтому при исследовании раздельной МА исходных компонентов, в качестве среды МА для ниобия использовали бензин. Затем ниобий высушивали в токе аргона. Смешивание раздельно активированных порошков проводили ручным перемешиванием в течение 5 минут в ступке, на воздухе, до визуального однородного состояния. Смесь готовили на состав Nb – 62,3 масс.%, Si – 37,7 масс.% (стехиометрия фазы NbSi₂).

Для подтверждения того, что в процессе смешивания раздельно активированных компонентов не происходит образования силицидов ниобия, был проведен рентгенофазовый анализ, который установил отсутствие фаз силицидов после ручного перемешивания раздельноактивированных порошков. Далее проводили послойный режим СВС в бомбе постоянного давления в атмосфере аргона. Механически активированные порошки исследовали с помощью рентгенофазового анализа на установке ДРОН-2.

Результаты и обсуждение:

В ходе проведенного исследования установлено, что послойный режим СВ - синтеза можно реализовать только после раздельной МА кремния и ниобия в течение 15 секунд. Это минимальное время, после которого возможен СВС в послойном режиме. При использовании меньшего времени МА послойного режима горения СВС не происходит. Зависимости максимальной температуры и скорости горения от времени МА показаны на рис.1.

Характер горения для раздельно активированных порошков отличается от горения совместно активированных [7]. Горение смеси из раздельно

активированных порошков происходит по нестационарному режиму. Максимальная температура горения – 1200 °С достигается после 30 с МА. Температура легкоплавкой эвтектики составляет 1280 °С и это значит, что реакции в присутствии жидкой фазы не происходит, а происходит твердофазное реагирование.

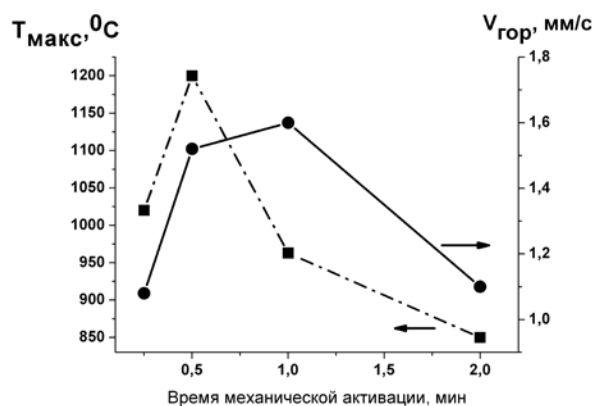


Рис. 1. Зависимости максимальной температуры (■) и скорости горения (●) от времени предварительной раздельной МА.

При горении образца были замечены различные неоднородности движения фронта горения, и в некоторых случаях, в образцах после 60 с МА, фронт начинал двигаться в обратную сторону после достижения им нижнего торца образца. Это говорит о том, что формирование структуры и дореагирование происходит за фронтом горения, что случается при высокой скорости горения. В образцах после 60 с МА и наблюдается максимальная скорость горения (рис.1).

Смешивание ручным способом происходит на воздухе, и на свежесформированных поверхностях частиц сформировалась окисная пленка, которая не позволила частицам плотно контактировать друг с другом и порошковая смесь представляла собой набор мелких частиц без значительного количества агломератов. При более длительной МА частицы кремния и ниобия (по отдельности) успели не только диспергироваться до более мелких размеров, чем за 15 секунд, но образовать некоторое количество однородных агломератов, которые не разбились при ручном смешивании, что вероятно, и привело к снижению скорости горения и появлению неоднородностей фронта.

Если сравнить максимальные температуры горения раздельно активированных образцов с подобными образцами, но прошедшими совместную МА [7], то существенные отличия в максимальной температуре наблюдаются для образцов после 30 и 60 секунд МА. Для этих времен, для раздельно активированных образцов максимальная температура горения составляет 963 и 887°С, что существенно ниже, чем для образцов после совместной МА (1720 °С). Это объясняется различиями в составе и плотностью контактов частиц. РФА синтезированных образцов из раздельно активированных порошков показал наличие сильных линий NbSi₂, и слабых линий остальных силицидов в различных количествах.

Проведенные исследования по влиянию раздельной МА ниобия и кремния показали, что наличие в порошковой смеси механосинтезированных силицидов ниобия не является основным фактором, влияющим на осуществления СВС. Но наличие механосинтезированных силицидов ниобия оказывает влияние на характер и параметры горения.

Литература.

1. Пат.1127312 РФ, МКИ С 22 с 1/04. Способ получения сплавов на основе никелида титана/ Итин В.И., Хачин В.Н., Братчиков А.Д. и др. Заявл. 01.09.82. БИ. 1995, № 35. С. 330
2. Terekhova, O.G., Shkoda, O.A, Maksimov, Yu.M., and Chalykh, L.D., Mechanical activation of silicon and niobium and its influence on SHS, *Int. J. Self_Prop. High_Temp. Synth.*, 1999, vol. 8, no. 3, pp. 299–306.
3. Авакумов У.Г., Механические методы активации химических процессов, Новосибирск, Наука, 1986
4. Bernard, F. and Gaffet, E., Mechanical alloying in the SHS research, *Int. J. Self_Prop. High_Temp. Synth.*, 2001, vol. 10, no. 2, pp. 109–131.
5. V. I. Itin, T. V. Monasevich, A. D. Bratchikov Effect of mechanical activation on the regularities of self-propagating high-temperature synthesis in the titanium-nickel system, *Combustion, Explosion and Shock Waves*, September 1997, Volume 33, Issue 5, pp 553-555.
6. Григорьев М.В., Буякова С.П., Кульков С.Н. Влияние механической обработки на структуру и свойства порошков ZrO₂ и TiC и спеченных на их основах керамик. *Огнеупоры и техническая керамика*. 2013, № 11\12, с. 41 – 46.
7. Shkoda O.A., Terekhova O.G. SHS in the Nb–Si System: Influence of Mechanical Alloying. *Int. J. Self_Prop. High_Temp. Synth*, 2016, vol. 25, no. 1, p.14 – 16.

МЕХАНОХИМИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ НИТРИДА ТИТАНА В ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННОЙ МЕЛЬНИЦЕ

О.А. Шкода, О.В. Лапшин
Томский научный центр СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 10\3
caryll@english.tsc.ru

Исследовано взаимодействие порошка титана с азотом и найдены условия механохимического синтеза нитрида титана. В макроскопическом приближении построена математическая модель одноэтапного механохимического синтеза нитрида титана. Проведено численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Механохимический синтез неорганических веществ в активной газовой среде - перспективный способ получения высокодисперсных порошков, содержащих значительное количество газообразных компонентов [1].

Как правило, механохимический синтез осуществляется в энергонапряженном измельчительном устройстве, в котором происходит измельчение и активация реакционных частиц. Вследствие этого, за счет образования межфазной поверхности и накачки в систему дополнительной (избыточной) энергии, значительно ускоряется химическое превращение исходных реагентов в продукт реакции [2].

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Измельчение и механическую активацию порошка титана марки ПТС (ТУ 14-22-57-92) с размером частиц менее 100 мкм. проводили в планетарной мельнице М-3 в атмосфере азота высшего сорта (ГОСТ 9293-74) при давлении в барабане мельницы $4 \cdot 10^5$ Па. Объем стального барабана примерно 600 см³, диаметр стальных закаленных шаров 0,3-0,4 см. Навеска порошка и соотношение массы шаров к массе порошка ($M_{ш} : M_{п}$) равны 10 г и 20:1, соответственно. Исходный средний размер частиц порошка титана составлял 56,2 мкм, для его определения использовали построенную гистограмму распределения частиц по размерам. Время механической активации набирали дискретно: после каждых 20 секунд мельницу останавливали и охлаждали до комнатной температуры. Значение давления азота в барабане фиксировалось с помощью манометра МТ6.184. Контроль температуры на внешней и внутренней стенках барабана проводился с помощью радиационного пирометра «Center 325».

1.1. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлена зависимость динамики среднего размера частиц титана (а), а также давления азота в мельнице (б) от времени МА. Видно, что в результате измельчения размер частиц титана в интервале до 1 мин. МА убывает соответственно до 28 мкм, а затем, вследствие агломерации частиц, снова увеличивается и после 5 мин МА равен 48 мкм. В дальнейшем, с ростом времени МА частицы титана вновь измельчаются и на завершающих этапах МА (от 10 до 20 мин) размер последних изменяется слабо, приближаясь к величине 20 мкм. Температура на стенке камеры,

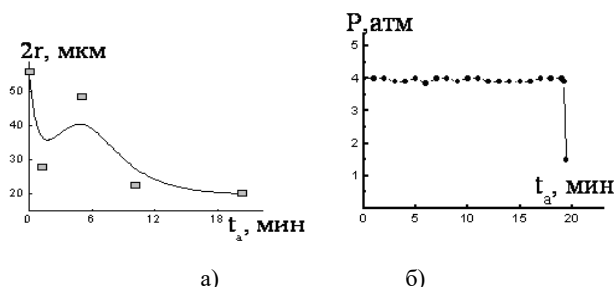


Рис. 1. Экспериментальные зависимости размера частиц титана (а), и давления азота в мельнице (б) от времени механоактивации t_a .

вследствие дискретной работы мельницы и ее охлаждению в период остановки, меняется незначительно. Давление азота в камере в период до 19 мин. МА также остается практически неизменной. На 20-ой мин. МА происходит резкое снижение давления азота, свидетельствующее о начале интенсивной химической реакции с поглощением газа при синтезе нитрида титана.

II. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

В случае отсутствия распределения температуры в мелющих телах и стенках мельницы процесс механохимического синтеза нитрида титана в мельнице можно описать следующими уравнениями [3]

$$- \text{энергии:} \quad \left[V_k (m_g c_g \rho_g + m_{\Sigma} c_p) + V_m c_m \rho_m + V_C c_C \rho_C \right] \frac{dT}{dt} = \quad (1)$$

$$= V_k Q m_{\Sigma} \rho \frac{d\alpha}{dt} + a_W W - V_k \frac{d}{dt} (m_{\Sigma} \varphi) - \chi S_c (T - T_0)$$

- химического превращения:

$$\frac{d\alpha}{dt} = F(S) f(\alpha) k_0 \exp \left(- \frac{E - \varphi}{RT} \right) \left(\frac{p}{p_0} \right)^n, \quad (2)$$

- измельчения:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{r(r_m - r)}{3A} \frac{(1 - \alpha\mu)a_W W}{(1 + b\alpha)m_{\Sigma,0} V_0} + \frac{r(b + \mu)}{3(1 - \alpha\mu)(1 + b\alpha)} \frac{d\alpha}{dt}, \quad (3)$$

- изменения избыточной энергии:

$$\frac{d\varphi_i}{dt} = \frac{a_i W (1 - \alpha\mu)}{m_{\Sigma,0} V_0 (1 + b\alpha)} - \varphi_i n_i \exp \left(- \frac{U_i - \varphi_i}{RT} \right) -$$

$$- \frac{B\varphi_i}{\alpha(1 + b\alpha)} \frac{d\alpha}{dt}$$

соотношение для удельной избыточной энергии:

$$\varphi = v_{Ti} \varphi_{Ti} + v_{TiN} \varphi_{TiN}, \quad (5)$$

- давление и плотность газа, соответственно:

$$p = \rho_g \frac{RT}{M_g},$$

$$\rho_g = \frac{(1 - m_{\Sigma,0}) \rho_{g,0} - m_{\Sigma,0} \alpha \rho_{Ti} \mu / (1 - \alpha\mu)}{1 - m_{\Sigma}}. \quad (6)$$

Начальные условия $t = 0$: $T = T_0$, $r = r_0$, $p = p_0$, $\alpha = 0$, $\varphi_{Ti} = \varphi_{TiN} = 0$. (7)

В (1) – (7) приняты следующие обозначения: t – время; T – температура; V_k – внутренний объем барабана мельницы; V_m , V_C – общий объем мелющих тел и стенок камеры; S_C – площадь поверхности камеры; c_g , c , c_m , c_C – теплоемкости газа, порошковой смеси, мелющих тел и стенок камеры; ρ_g , ρ , ρ_m , ρ_C – плотности газа, порошковой смеси, мелющих тел и стенок камеры; $\rho_{g,0}$ – начальная плотность газа; M_g – молярная масса газа; ρ_{Ti} , ρ_{TiN} – плотности титана и нитрида титана; m_g , m_Σ – объемные доли газа и порошковой смеси в камере ($m_g + m_\Sigma = 1$); $m_{\Sigma,0}$ – исходная объемная доля титана в камере; μ – массовая доля газа в продукте; n – показатель степени; Q – тепловой эффект реакции; a_W – размерный коэффициент; T_0 – температура окружающей среды; χ – коэффициент теплообмена камеры мельницы с окружающей средой; α – глубина превращения, определенная как отношение массы продукта к общей массе реакционной системы; $f(\alpha)$ – кинетический закон; k_0 , n_{Ti} , n_{TiN} – предэкспоненциальные множители; E – энергия активации химической реакции; U_{Ti} , U_{TiN} – энергии активации релаксации избыточной энергии в титане и нитриде титана; R – универсальная газовая постоянная; $v_{Ti} = \rho(1 - \alpha)/\rho_{Ti}$ – объемная доля титана в конденсированной фазе; $v_{TiN} = 1 - v_{Ti}$ – объемная доля продукта в конденсированной фазе; r_0 , r – исходный и текущий радиусы порошковых частиц; r_m – минимально возможный размер частиц, достигаемый в процессе их измельчения; φ_{Ti} , φ_{TiN} – удельные избыточные энергии в титане и продукте; W – мощность мельницы; $b = (\rho_{Ti} - \rho_{TiN})/\rho_{TiN}$; $V_0 = V_k m_{\Sigma,0}$; A – коэффициент; $F(S) = (1 + b\alpha)r_0 / [(1 - \alpha\mu)r]$ – относительная площадь поверхности частиц; $B = 0 (i = Ti)$, $B = 1 (i = TiN)$. В (5) принято, что вновь образованный продукт не наследует структурные дефекты реагента. Сделаем некоторые допущения: $f(\alpha) = 1$, $n = 1$, $a_{Ti} = a_{TiN} \approx a$. Пренебрежем на стадии синтеза скоростью релаксации дефектов за счет отжига по сравнению со скоростью их накопления.

2.1. Оценка кинетических параметров

Исходные данные [3, 4]: $c_{Ti} = 528$ Дж/(кгК), $\rho_{Ti} = 4500$ кг/м³, $Q = 5.8 \cdot 10^5$ Дж/кг, $E = 141510$ Дж/моль, $k_0 = 2.8 \cdot 10^4$ с⁻¹, $M_g = 28 \cdot 10^{-3}$ кг/моль, $\mu = 0.23$, $b = -0.17$.

Экспериментальная зависимость размера частиц титана от времени МА (рис. 1, а) позволила найти входящую в уравнение (3) величину параметра измельчения $K = a_W W / (3AV_0 m_{\Sigma,0})$ методом спрямления в пренебрежении влиянием химической реакции на измельчение: $K = 0.021$ мин⁻¹. Комплекс $\Omega = a_W W / (m_{\Sigma,0} V_0)$,

характеризующий скорость накопления избыточной энергии в конденсированной фазе при ее МА, находили путем подгонки численного расчета к данным экспериментальных исследований: $\Omega = 5000$ Дж/(моль мин).

2.2. Численное решение задачи

На рис. 2 и 3 представлены численные расчеты динамики механохимического синтеза нитрида титана. Как видно из рисунка, в процессе механической активации происходит измельчение частиц конденсированной фазы, сопровождающееся уменьшением их размера (рис.2а). Можно также констатировать, что с увеличением длительности

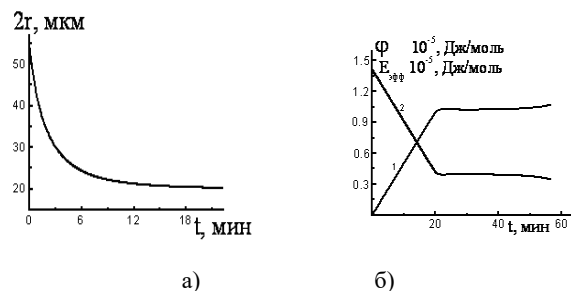


Рис.2. Теоретические зависимости динамики размера частиц (а), эффективной энергии активации (б)

МА в условиях постепенной накачки избыточной энергией твердого компонента (рис. 2б, кривая 1) наблюдается довольно-

таки существенное снижение эффективной энергии активации $E_{эфф} = E - \varphi$, определяющей процесс химического взаимодействия между титаном и азотом (рис.2 б, кривая 2). На стадии синтеза параметры φ и $E_{эфф}$ практически постоянны в силу достигнутого равновесия между скоростями накопления избыточной энергии и ее релаксации. Величина $E_{эфф}$ в период МА уменьшилась в 4.3 раза.

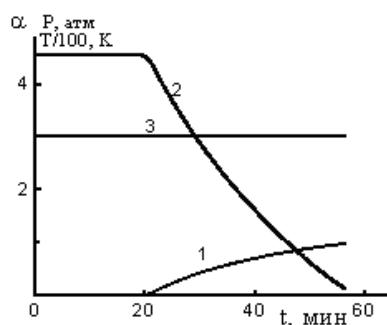


Рис.3. Теоретические зависимости динамики глубины химического превращения (кривая 1), давления азота в камере (кривая 2) и температуры системы (кривая 3) при измельчении порошка титана в среде азота.

Так как в результате роста межфазной поверхности и уменьшения энергии активации образования продукта происходит интенсификация химического взаимодействия, то последнее обстоятельство приводит к увеличению глубины химического превращения (рис.3, кривая 1), а также, вследствие реакции поглощения азота конденсированной фазой, снижению давления

оставшегося свободного газа в камере (рис. 3, кривая 2). В то же время, как показывают расчеты, температура системы в процессе МА остается неизменной (рис.3, линия 3).

Таким образом, проведено экспериментальное исследование и в макроскопическом приближении разработана математическая модель механохимического синтеза нитрида титана в энергонапряженной мельнице. Выявлено, что механическая активация интенсифицирует химическое превращение в системе $Ti - N$. С использованием экспериментальных данных и построенной математической модели определены кинетические константы процесса измельчения и активации частиц порошка титана в среде азота.

Литература

1. Гусев А.И., Ремпель А.А. Нанокристаллические материалы: М.: Физмат лит, 2001. 224 с.
2. Bernard F., Gaffet E. Mechanical alloying in SHS research//Intern. J. Self-Propagating High-Temperature Synth. – 2001. V. 10. #2. – Pp. 109 – 132.
3. В.К. Смоляков, О.В. Лапшин. Макроскопическая кинетика механохимического синтеза. Томск: изд-во ИОА СО РАН. 2011. 192 с.
4. Смитлз К. Дж. Металлы. Справочник. М.: Металлургия, 1980. – 446 с.

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ПРЕССОВАНИЯ ИСХОДНОЙ ШИХТЫ НА БЕЗДЕФЕКТНОСТЬ ПОРИСТЫХ ТРУБ

Р.А.Юсупов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Томский научный центр Сибирского отделения Российской Академии Наук
634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 10/3 (3822) 492702, 492471, факс 492838
E-mail: rash1956@yandex.ru

Пористые проницаемые материалы (ППМ) традиционно используются в качестве фильтров для очистки жидкостей и газов [1]. Металлокерамические ППМ широко используются в различных областях производства, где наряду с основными характеристиками (пористость, проницаемость, размер пор) большую роль играет прочность и теплопроводность, химическая и термическая стойкость, стабильность параметров и других свойств.

Одним из методов получения ППМ является энергосберегающий процесс самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [2]. Технология получения ППМ из минерального сырья на основе данного метода основана на сжигании порошковой шихты в специальных реакторах. Качество СВС-продуктов зависит от целого ряда факторов, среди которых большое значение имеют параметры синтеза [3]. В результате экспериментов выявлен ряд характерных причин возникновения брака при получении фильтров в виде трубы, связанных с плотностью прессования исходной смеси.

Для исследований использовались природные концентраты ильменита (условная формула FeTiO_3), кварца (условная формула SiO_2), а также промышленные порошки кремния КР2, алюминия АСД4, сажи ПМ-15. Порошки смешивались в необходимых пропорциях в шаровом смесителе, реакционная смесь формовалась в виде полых цилиндрических образцов. Иницирование реакции осуществлялось с помощью нагретой электроспираль и поджигающего состава. Среднюю линейную скорость горения определяли базисным методом с точностью не менее 5% по сигналам светодиодов. Температуру горения измеряли вольфрам-рениевыми термопарами ВР5-ВР20 толщиной 0.1мм. Кроме того, скорость, температуру и другие характеристики горения контролировали с использованием специальной телевизионной системы, предназначенной для определения динамических тепловых полей методом цветной пирометрии [4].

Материал продукта горения образует анизотропный пористый скелет (рис. 1), величина открытой пористости, которого близка к пористости исходной смеси, и представляет собой композицию окись алюминия-металлоподобные соединения. Последние являются многокомпонентными соединениями титана, железа, кремния, углерода, азота и др имеющими высокую химическую и термическую стойкость.

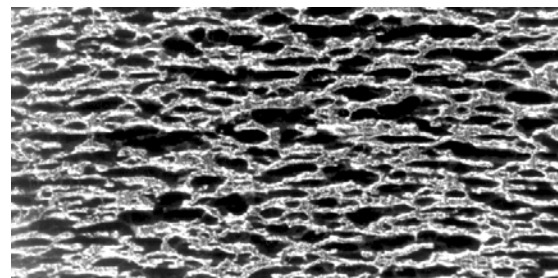


Рис. 1. Характерная макроструктура продукта горения смеси на основе природных концентратов

Согласно проведенным исследованиям, зависимость скорости горения от относительной плотности смеси имеет экстремальный характер (рис. 2), который объясняется различными тенденциями в изменении теплофизических и кинетических характеристик системы.

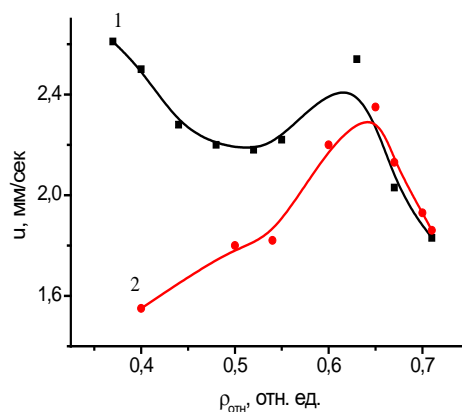


Рис. 2. Зависимость скорости горения смеси от относительной плотности

1—44.95 мас.% FeTiO_3 +25.95 мас.%Al+16.4 мас.% SiO_2 +10 мас.%Si+2.7 мас.%C;

2—54.58 мас.% FeTiO_3 +19.62 мас.%Al+23.1 мас.%Si+2.7 мас.%C

Стоит отметить, что температура в волне горения составляет 2170 К, согласно термопарных измерений, и большинство образующихся фаз находятся в расплавленном состоянии.

Максимум зависимости $u(\rho_r)$ формируется, по всей видимости, следующим образом. С увеличением плотности повышается теплопроводность смеси, улучшаются условия протекания гетерогенной реакции за счет

повышения числа контактов между частицами компонентов, в результате этого скорость горения возрастает. При дальнейшем росте плотности смеси усиливается расслоение образца в процессе реакции, что ведет к уменьшению скорости распространения тепла и скорости горения. Причиной расслоения является, по-видимому, действие давления газообразных продуктов реакции в условиях малой газопроницаемости образца, ухудшающейся с ростом плотности. Данное расслоение наблюдается на изделиях с повышенной относительной плотностью (рис 3).

Другая тенденция в изменении теплофизических характеристик связана с объёмной усадкой материала в процессе горения. Самоуплотнение образца способствует интенсификации теплопереноса и горения. Последнее, по-видимому, имеет отражение на кривой 1 рис. 2, где с уменьшением плотности от 0.55 до 0.35 скорость горения увеличивается одновременно с ростом усадки от 7 до 20%. Аналогичного роста скорости горения на кривой 2 не наблюдается, что коррелирует с малой величиной усадки, ограничивающейся 5-7%.

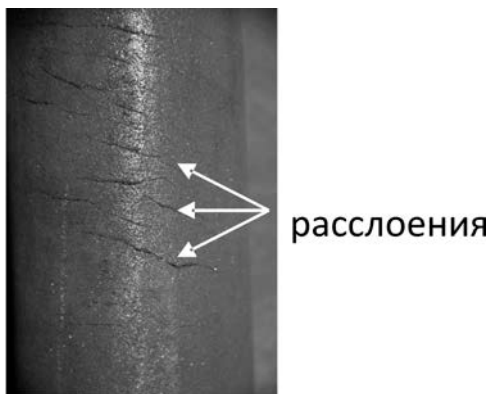


Рис. 3. Фрагмент фильтра с поперечным расслоением.

Необходимо отметить, что изменения скорости горения за счёт повышения теплопроводности реакционной системы при уплотнении исходной смеси и при самоуплотнении материала не равнозначны. В первом случае нарастает расслоение образца при горении, что ограничивает

теплопередачу. Во втором случае процесс спекания ведёт к ликвидации структурных дефектов образца, что способствует теплопередаче.

При малых скоростях горения (кривая 2, рис 2) реакция может перейти в спиновый, очаговый или автоколебательный режим, что еще больше увеличивает вероятность растрескивания образца (рис. 4).

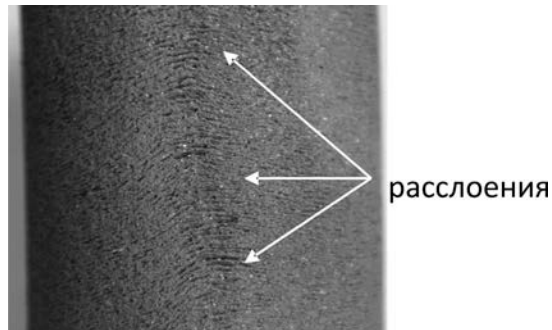


Рис. 4. Фрагмент фильтра сгоревшего в автоколебательном режиме с поперечным растрескиванием.

Полученные характеристики СВС процесса являются важными для построения оптимальных технологических режимов производства фильтрующих изделий из керамики и металлокерамики с использованием природного сырья.

Литература

1. Андриевский Р.А. Пористые металлокерамические материалы. - М.: Металлургия, 1964. - 187 с.
2. Мержанов А.Г., Боровинская И.П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез тугоплавких неорганических соединений // Докл. АН СССР, - 1972. - Т. 204, № 2. - С. 366-369.
3. Закономерности технологического горения порошковых систем на минеральной основе при получении пористых композиционных материалов / А.И. Кирдяшкин, Р.А. Юсупов, Ю.М. Максимов, В.Д. Китлер // Физика горения и взрыва. - 2002. - Т. 38, № 5. - С. 85-89.
4. Саламатов В.Г., Цыба Г.А., Кирдяшкин А.И., Максимов Ю.М. Телевизионная система определения динамических тепловых полей в процессах самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) // Измерит. Техника. 2002. №9. с. 41-45.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВДУВА ГАЗА С РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКОВ ПОВЕРХНОСТИ ЦИЛИНДРА НА ЕГО СВЕРХЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ

В.И. Биматов, И.А. Бородачева, Ф.М. Пахомов

ТГУ 634050, г.Томск пр. Ленина,36

E-mail: vbimатов@mail.ru

Как правило, тела снарядной формы выполнены в виде затупленных конусов, что обеспечивает необходимый запас статической устойчивости.

Наиболее технологичным в изготовлении и применении является тело цилиндрической формы. Однако, без дополнительных средств трудно обеспечить динамическую устойчивость полёта такого тела. Можно попытаться исправить этот недостаток путём использования газоструйных органов управления полётом.

Сверхзвуковой вдув газа в кормовой части тела должен привести к повышению давления перед участком вдува, смещению центра давления к донному срезу и увеличению, тем самым, запаса статической устойчивости обтекаемого тела.

В течении многих лет дискуссионным остается вопрос: как повлияет сильный встречный вдув в передней части тела на устойчивость его полёта со сверхзвуковой скоростью.

Решения рассматриваемой задачи в пространственно-трёхмерной постановке позволяют оценить влияние вдува на стационарные аэродинамические характеристики тел различной формы при ненулевых углах атаки и, тем самым, судить об увеличении запаса их статической устойчивости.

Путём прямого численного моделирования в данной работе получены результаты, позволяющие ответить на вопрос: как повлияет сильный, дозвуковой вдув с поверхности затупления на динамику направленного свободного движения тела конической формы со сверхзвуковой скоростью с учётом реактивного действия вдуваемого газа.

Изменение угла атаки при движении исследуемого тела описывается математической моделью Р.Е. Соркина [1]:

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = \lambda_3 - h_3 vr - k_3^2 v^2 \alpha \\ \frac{d\alpha}{dt} = r - \left(\frac{j}{v} + n_2 v \right) \alpha - \frac{j_2 - g \cos \theta}{v} \end{cases} \quad (1)$$

$$h_3 = m_{z_{ДЕМ}} \cdot \frac{\rho SL^2}{2I_{zz}}, k_3^2 = -\frac{\partial m_{z_1}}{\partial \alpha} \cdot \frac{\rho SL}{2I_{zz}},$$

$$n_2 = \frac{\partial c_y}{\partial \alpha} \cdot \frac{\rho S}{2M} \quad (2)$$

$$m_{z_{ДЕМ}} = \left(c_x + \frac{\partial c_y}{\partial \alpha} \right) \left(\frac{x_{ДТ}}{L} \right)^2, x_{ДТ} = x_{ЦД} - x_{ЦТ} \quad (3)$$

$$\lambda_3 = \frac{M_{RZ_1}}{I_{zz}},$$

$$M_{RZ_1} = - \iint_{S_w} (\rho v^2)_w \left[\begin{aligned} & (x - x_{ЦТ}) \cos(\bar{n}_w, \bar{e}_{y_1}) \\ & - (y - y_{ЦТ}) \cos(\bar{n}_w, \bar{e}_{x_1}) \end{aligned} \right] dS \quad (4)$$

$$j = -\frac{P}{M}, P = \iint_{S_w} (\rho v^2)_w \cos(\bar{n}_w, \bar{e}_{x_1}) dS \quad (5)$$

$$j_2 = -\frac{P_2}{M}, P_2 = \iint_{S_w} (\rho v^2)_w \cos(\bar{n}_w, \bar{e}_{y_1}) dS \quad (6)$$

Где r – угловая скорость вращения тела относительно оси z_1 , связанной системой координат, проходящей через центр тяжести; α – угол атаки набегающего потока; v, ρ – скорость и плотность набегающего потока; S, L – площадь донного среза модели и длина обтекаемой модели; c_x, c_y, m_{z_1} – коэффициенты сопротивления, подъемной силы и момента тангажа относительно центра тяжести соответственно; $m_{z_{ДЕМ}}$ – коэффициент демпфирования момента тангажа; I_{zz} – момент инерции относительно оси z_1 , проходящей через центр тяжести; $x_{ЦД}, x_{ЦТ}, y_{ЦД}, y_{ЦТ}$ – координаты центра давления и центра тяжести соответственно; ρ_T, M – плотность и масса тела; M_{RZ_1} – реактивный момент относительно оси z_1 ; P, P_2 – проекции реактивной силы на оси x_1 и y_1 связанной системы координат; θ – угол наклона касательной к траектории центра масс относительно горизонта; g – ускорение силы тяжести на высоте полёта; \bar{n}_w – внутренняя к поверхности тела нормаль; $\bar{e}_{x_1}, \bar{e}_{y_1}$ – орты связанных осей координат; S_w – площадь проницаемой поверхности; индекс w относится к параметрам вдува.

Если вопрос о запасе статической устойчивости при вдуве уже решён, то с учётом выше сказанного, можно, опираясь на систему уравнений, провести качественную оценку того, чего ожидать от реактивного воздействия вдува с носа на изменение искомым функций. Так осевая составляющая реактивной силы однозначно, судя по второму уравнению выписанной системы, приводит к дестабилизации движения. Нормальная составляющая реактивной силы при положительном угле атаки (натекание потока на модель снизу) будет отрицательной. Это связано с тем, что давление на подветренной стороне тела будет меньше, чем на наветренной, и в результате скорость истечения вдуваемого газа на ней будет больше чем на наветренной стороне. В результате ускорение, связанное с этой силой, войдёт во второе уравнение с итоговым знаком минус, что способствует стабилизации полёта. Отрицательным будет и момент вращения M_{RZ_1} , поскольку рычаг у нормальной составляющей реактивной силы значительно больше, чем у осевой составляющей. А это через первое уравнение системы для угловой

скорости r приводит к желательному, с точки зрения устойчивости полёта, влиянию на изменение угла атаки α во втором уравнении. К чему приведёт борьба двух указанных противоположностей влияния на устойчивость движения, покажут приведённые далее результаты численного решения выписанной системы уравнений.

Поставленная задача решалась на примере обтекания затупленного по сфере конуса с углом полураствора 15° и радиусом донного среза $2.5 R_0$, так что его длина составляет $6.466 R_0$. На Рис.1 показаны контур тела и отошедшие головные ударные волны при стационарном сверхзвуковом ($M_\infty = 6$, $\gamma = 1.4$) обтекании под нулевым углом атаки.

Сплошная ударная волна соответствует обтеканию непроницаемой поверхности, штриховая – при вдуве по нормали со сферической части поверхности с расходом $450 \text{ кг}/(\text{м}^2 \text{сек})$ и полной энтальпией $10^6 \text{ Дж}/\text{кг}$. Вдув настолько сильный, что отход ударной волны на оси симметрии увеличивается почти вдвое.

Для решения системы уравнений, описывающей динамику полёта, использовался численный метод Рунге – Кутты четвёртого порядка точности относительно шага интегрирования $\Delta t = 10^{-6} \text{ сек}$. Шаг по углу атаки при этом составлял $\Delta \alpha = 0.25^\circ$. Необходимые для решения аэродинамические характеристики определялись путём расчёта обтекания модели при соответствующем угле атаки до установления по времени последних. Постановку задачи сверхзвукового пространственного обтекания, в том числе и при вдуве газа с поверхности, можно найти в [2]. Для решения при этом использовался конечно – разностный метод С.К. Годунова первого порядка точности относительно независимых переменных с явным выделением головной ударной волны [3].

На Рис.2 приведены результаты решения задачи при следующих параметрах: число Маха набегающего потока $M_\infty = 6$, высота полёта $H = 8 \text{ км}$, плотность окружающей среды $\rho_\infty = 0.524 \text{ кг}/\text{м}^3$, скорость звука в среде $a_\infty = 309 \text{ м}/\text{сек}$, плотность тела $\rho_T = 2100 \text{ кг}/\text{м}^3$, масса тела $M = 123.3 \text{ кг}$, радиус сферического затупления $R_0 = 0.1 \text{ м}$, $x_{ЦГ} = 2 R_0$, $y_{ЦГ} = 0$, $I_{zz} = 10.876 \text{ кгм}^2$, $\theta = 45^\circ$, $g_\infty = 9.78 \text{ м}/\text{сек}^2$, начальное значение угла атаки $\alpha_0 = 10^\circ$, начальное значение угловой скорости $r_0 = 0$. Скоростной напор при этом $q_\infty = 900577 \text{ н}/\text{м}^2$.

Сплошная кривая соответствует обтеканию непроницаемой поверхности, штриховая – случаю вдува воздуха со сферической части поверхности тела с теми же параметрами вдува что и для Рис.1.

На Рис.3 приведены результаты полученные при $M_\infty = 5$, $H = 5 \text{ км}$, $\rho_\infty = 0.735 \text{ кг}/\text{м}^3$,

$a_\infty = 321 \text{ м}/\text{сек}$, $q_\infty = 946689 \text{ н}/\text{м}^2$. Остальные параметры те же что и в предыдущем варианте.

Анализ кривых показывает, что модель остается динамически устойчивой для всех четырех вариантов обтекания. Сравнение сплошных кривых между собой говорит о том, что время релаксации угла атаки для непроницаемого тела, как и ожидалось, меньше в более плотной среде при несколько большем скоростном напоре. Что касается вдува, то в первом случае, несмотря на некоторое увеличение амплитуд колебаний, время релаксации практически совпадает со случаем отсутствия вдува. Во втором же случае время релаксации угла атаки при вдуве приблизительно на 25% больше, чем в его отсутствие, хотя скоростной напор здесь немного больше, чем в первом случае. Это объясняется тем, что ярче проявляются реактивные составляющие сил, поскольку скорость набегающего потока меньше, а она входит в знаменатель при соответствующих членах второго дифференциального уравнения.

Представленные в статье результаты позволяют сделать вывод о том, что сильный дозвуковой вдув газа с поверхности затупления конуса навстречу набегающему сверхзвуковому потоку, не приводит к потере первоначальной динамической устойчивости.

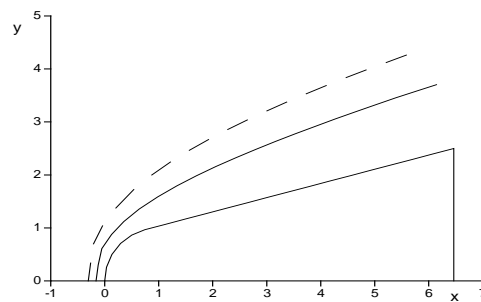


Рис.1. Картина обтекания при $\alpha = 0^\circ$

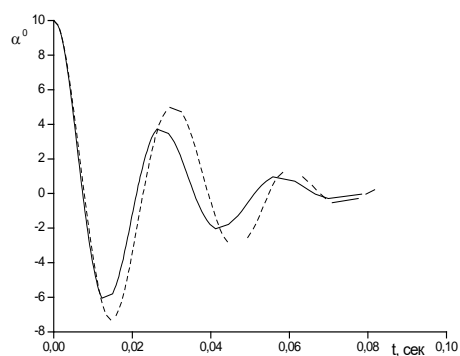


Рис.2. Зависимости угла атаки от времени при $M_\infty = 6$, $H = 8 \text{ км}$

Список литературы

1. Соркин Р.Е. Динамика полёта неуправляемых ракет. Москва, 1963, 216 с., С. 42.
2. Пахомов Ф.М. Аэродинамика затупленного конуса при пространственном взаимодействии с нагретой областью в сверхзвуковом потоке в отсутствие и при наличии вдува с поверхности //Изв. РАН. МЖГ. 2003. №1. С.147-153.
3. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

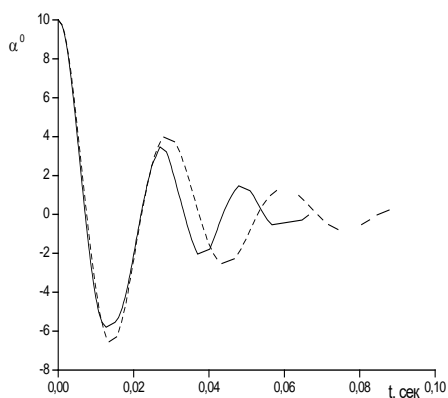


Рис.3. Зависимости угла атаки от времени
при $M_{\infty} = 5$, $H = 5 \text{ км}$.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НА КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ДВИЖЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

В.И. Биматов, И.А. Бородачева, Н.В. Савкина

ТГУ 634050, г.Томск пр. Ленина,36

E-mail: vbimатов@mail.ru

Среди явлений нестационарной аэродинамики отчетливо выделяются гистерезисные процессы, привлекающие интерес с точки зрения как фундаментального исследования, так и практики.

Для современных летательных (ЛА) аппаратов изменение аэродинамических сил и моментов, связанные с не стационарностью и отрывами потоков обтекающего газа, могут оказаться весьма существенными и значительно повлиять на характер движения. Вследствие этого, интерес к изучению нелинейных аэродинамических характеристик и отрывных течений значительно возрос из-за потребности практики в соответствующих данных. Известно, что для некоторых тел аэродинамические характеристики (АДХ) при определенных числах Маха неоднозначно зависят от угла атаки. Это связано с определенными гистерезисными явлениями при перестройке структуры обтекания таких тел. При наличии гистерезиса в перестройке структуры обтекания значения аэродинамических характеристик зависят не только от величины угла атаки, но и от направления его изменения. Это означает, что при одной и той же совокупности параметров возможны различные АДХ ЛА. Несмотря на то, что само явление аэродинамического гистерезиса известно давно, с точки зрения приложения к динамике оно еще недостаточно изучено.

Гистерезис аэродинамического коэффициента тангажа $m_z(\alpha)$ обуславливает при колебаниях тела появление на каждом полупериоде колебаний дополнительной энергии. В зависимости от знака ее, что определяется реализуемой схемой течения, будет происходить или «раскачка» или затухание колебаний. Анализ этого явления показывает, что наличие в характеристике $m_z(\alpha)$ даже небольшой по величине гистерезисной петли может привести к «раскачке» колебаний и что не учет влияния гистерезиса ведет к качественно неправильной оценке аэродинамических свойств летательных аппаратов.

Наиболее ярко аэродинамический гистерезис проявляется при трансзвуковых скоростях обтекания тел с изломами образующих (комбинации цилиндрических и конических поверхностей, тела вращения с сегментальными и торцевыми затуплениями, со стержневыми надстройками), когда происходит изменение хотя бы одного из следующих параметров: скорости невозмущенного потока, угла атаки α или числа Рейнольдса.

Обтекание затупленного цилиндрического тела, продольная ось которого располагается по направлению потока, как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях сопровождается образованием зон отрывных течений за лобовой частью. С изменением числа M_∞ структуры обтекания трансформируются /1-3/. При малых дозвуковых скоростях вблизи точки излома образующей поток отры-

вается с образованием незамкнутой на поверхности тела зоны отрывного течения.

По мере увеличения числа M_∞ , в области дозвуковых скоростей зона отрывного течения прижимается к цилиндрической поверхности, ее поперечные размеры и давление в ней уменьшаются. Дальнейший рост скорости вызывает изменение во внешней части структуры обтекания. Перед телом и у внешней границы зоны отрыва появляются скачки уплотнения, но не замкнутость отрывного течения сохраняется. Давление за точкой излома образующей выравнивается.

Почти мгновенная перестройка структуры обтекания происходит при некотором критическом числе $M_\infty = M_{кр1} = 1,14$, когда вместо развитого отрывного течения, замыкающегося на след, появляется локальная зона отрыва в носовой части цилиндра. Это сопровождается образованием вблизи обтекаемой поверхности системы скачков уплотнения, обусловленных присоединением локального отрывного течения и торможением внешнего потока. Давление в зоне отрыва минимально. Дальнейшее увеличение скорости в невозмущенном потоке не изменяет структуры обтекания тела.

С уменьшением числа M_∞ до значения $M_\infty = 1$ тип структуры обтекания сохраняется, так как отсутствует возмущающий фактор, приводящий к перестройке структуры потока. Однако при $M_\infty < 1$ такой фактор появляется. Известно, что торможение сверхзвукового потока происходит через скачок уплотнения. Если скорость обтекания становится ниже звуковой, то местное сверхзвуковое течение переходит в дозвуковое через прямой скачок уплотнения. Взаимодействие этого скачка уплотнения с пограничным слоем на поверхности тела приводит к его отрыву, начало которого по мере уменьшения скорости приближается к носовой части. В момент слияния циркуляционной зоны и зоны отрыва, вызванной скачком, структура течения перестраивается, давление резко возрастает и отрыв, начинающийся в месте излома образующей, распространяется на всю поверхность цилиндра. Перестройка к такой структуре течения осуществляется при критическом числе $M_\infty = M_{кр2} = 0,9$, меньшем числа $M_{кр1}$.

Таким образом, при различном направлении изменения параметра M_∞ в диапазоне $0,9 \div 1,14$ имеют место неодинаковые структуры обтекания тела, так как перестройка структур течений при прямом и обратном изменении числа M_∞ происходит из различного начального состояния системы и для выведения из этого состояния требуется дополнительная энергия, забираемая из набегающего потока.

Неоднозначность структур течения в диапазоне малых сверхзвуковых скоростей $M = 1 \div 1,3$ проявляется также с изменением угла атаки цилиндрических тел. На рис.1 показана зависимость коэффициента

момента тангажа $m_Z(\alpha)$, полученная экспериментально при прямом увеличении и обратном уменьшении угла атаки тела цилиндрической формы с сегментальным затуплением, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха ($M_\infty=1,1$).

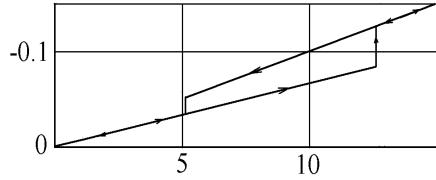


Рис. 1. Гистерезис в коэффициенте момента тангажа

Для нулевых и малых значений α имеет место структура с головным скачком уплотнения передней локальной зоной отрыва и скачком вторичного сжатия потока. Увеличение угла атаки до 12° незначительно изменяет моментную характеристику, структура обтекания остается прежней. При достижении некоторого критического значения угла атаки $\alpha_{кр1}$, равного для рассматриваемого случая обтекания 12° , происходит резкое изменение коэффициента момента m_Z , что обусловлено почти мгновенной перестройкой структуры обтекания. Объясняется это следующими причинами. Повышенное давление с наветренной стороны распространяется на всю цилиндрическую поверхность, включая и подветренную. Для углов атаки $\alpha < \alpha_{кр1}$ распространяющиеся возмущения не способны вызвать отрыв с подветренной стороны. Если $\alpha = \alpha_{кр1}$ то происходит слияние локальной отрывной зоны с отрывом на подветренной поверхности. За счет существования кольцевого отрывного течения возмущения распространяются на наветренную поверхность, что приводит к образованию развитого отрывного течения вокруг всей поверхности. Скачок вторичного сжатия становится несимметричным и с наветренной стороны прижимается к внешней границе области отрыва. Дальнейшее увеличение угла атаки $\alpha > \alpha_{кр1}$ изменяет лишь геометрические параметры зон отрыва.

При уменьшении угла атаки зависимость коэффициента момента $m_Z(\alpha)$ в диапазоне $\alpha_{кр2}=5^\circ$ остается непрерывной. До этих же значений угла атаки сохраняется неизменным и тип структуры обтекания. Угол $\alpha_{кр2}$ является вторым критическим углом атаки, приводящим к обратной перестройке отрывного обтекания на структуру течения с локальными зонами отрыва. Характеристика коэффициента момента $m_Z(\alpha)$ изменяется скачком, а с дальнейшим уменьшением угла атаки до нуля изменяется непрерывно. Двухзначность аэродинамиче-

ского момента проявляется при углах атаки $\alpha = 5 \div 12^\circ$.

Гистерезисные явления наблюдаются не только при изменении M_∞ , но и таких параметров, как число Рейнольдса, геометрические размеры выступающих элементов. С увеличением числа Рейнольдса пограничный слой турбулизируется и его энергия становится достаточной, чтобы преодолеть возмущения, обусловленные углом атаки. Структура течения при некотором критическом числе $Re_{кр1}$ перестраивается образованием локальных зон отрыва. Нормальная сила при этом резко возрастает. Последующее увеличение числа Re не изменяет структуры течения. Обратная перестройка обтекания происходит при числах $Re_{кр2} < Re_{кр1}$, что также определяется различным требуемым уровнем энергии для выведения системы с развитым отрывом в состояние с локальным отрывом и наоборот.

Гистерезис характеристики $m_Z(\alpha)$ обуславливает при колебаниях тела появление на каждом полуволне колебаний дополнительной энергии. В зависимости от знака ее, что определяется реализуемой схемой течения, будет происходить или «раскачка» или затухание колебаний. Дальнейший анализ этого явления покажет, что наличие в характеристике $m_Z(\alpha)$ даже небольшой по величине гистерезисной петли может привести к «раскачке» колебаний и что учет влияния гистерезиса ведет к качественно неправильной оценке аэродинамических свойств летательных аппаратов.

Путем прямого численного моделирования в данной работе получены результаты, позволяющие ответить на вопрос: как повлияет гистерезис в коэффициенте момента тангажа $m_Z(\alpha)$ на динамику изменения кинематических параметров исследуемого тела.

Изменение кинематических параметров движения цилиндрического тела моделировалось системой уравнений плоского движения твердого тела:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= V \cos \theta, & x(0) &= x_0, \\ \frac{dy}{dt} &= V \sin \theta, & y(0) &= y_0, \\ \frac{dV}{dt} &= -K_1 V^2 C_x - g \sin \theta, & V(0) &= V_0, \\ \frac{d\omega_{z1}}{dt} &= K_2 m_Z, & \omega_{z1}(0) &= \omega_{z10}, \\ \frac{d\vartheta}{dt} &= \omega_{z1}, & \vartheta(0) &= \vartheta_0, \\ \alpha &= \vartheta - \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $K_1 = \rho S / 2m$, $K_2 = \rho S l / 2J_{z1}$.

На рис.2-3 представлены расчеты кинематических параметров движения цилиндрического тела для однозначной зависимости $m_Z(\alpha)$, а также для «гистерезисной» характеристики $m_Z(\alpha)$.

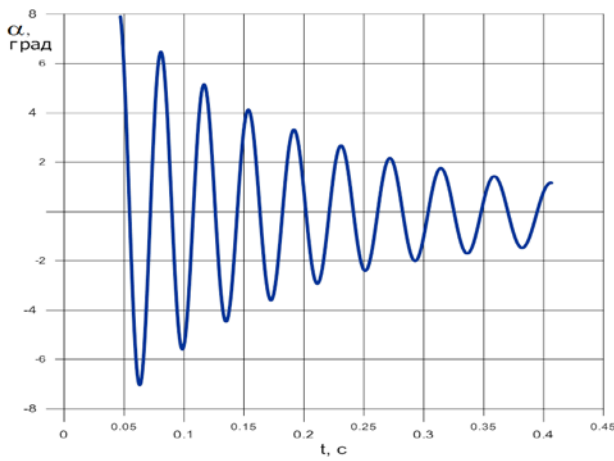


Рис.2. Изменение угла атаки в отсутствии гистерезиса $m_Z(\alpha)$

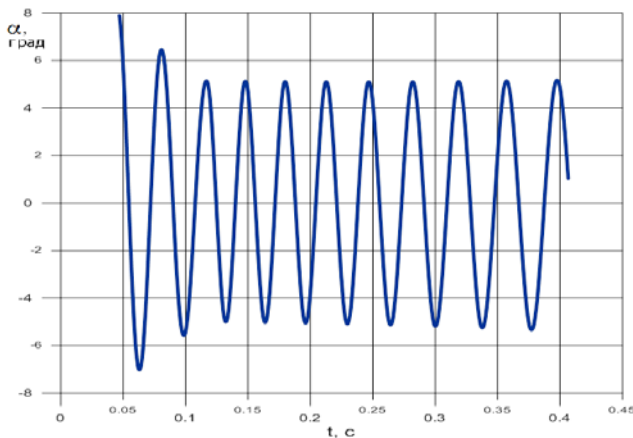


Рис.3. Изменение угла атаки при наличии гистерезиса $m_Z(\alpha)$

Видно возрастание амплитуды угла атаки α при наличии гистерезиса, то есть наблюдается явление антидемпфирования, хотя функция $m_Z(\alpha)$ отрицательна во всем диапазоне изменения углов атаки α .

Представленные в статье результаты позволяют сделать вывод о том, что наличие гистерезиса в аэродинамическом коэффициенте момента тангажа приводит к «раскачке» колебаний тела по углу атаки.

Список литературы

1. Прикладная аэродинамика / Под редакцией Н.Ф. Краснова. – М.:Высшая школа. 1974. – с.7-23, с.250-268.
2. Соркин Р.Е. Динамика полёта неуправляемых ракет. Москва, 1963, 216 с., С. 42.
3. Гужавин А.И., Коробов Я.П. О гистерезисе сверхзвуковых отрывных течений. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, №2, с. 116-125.
3. Чжен П. отрывные течения. Т.3.- М.: Мир, 1973.-324с.

ПРИМЕНЕНИЕ ЗАКЛАДНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Буйских О.В., Егоров С.М.

АО «Научно-исследовательский институт полимерных материалов»
614113, г. Пермь, Чистопольская, д.16

E-mail: niipm@pi.ccl.ru

В настоящее время ракетные двигатели на твердом топливе широко применяются в различных ракетных системах. Важными факторами, влияющими на их распространение, являются: высокая надежность, простота эксплуатации и постоянная готовность к использованию. Однако у данного класса двигателей есть существенные недостатки. В частности, в процессе горения заряда изменение тяговых характеристик следует вполне определенному, заранее заданному закону. При этом степень регулирования ограничена. На сегодняшний день, наиболее распространенным способом является получение требуемого закона горения за счет выбора геометрической формы поверхности. Существуют несколько типовых конструкций зарядов: торцевой, телескопический, трубчатой формы, цилиндрический с фигурным каналом и др [1].

Использование в качестве регулятора газоприхода формы канала имеет ряд существенных недостатков. При таком подходе уменьшается коэффициент объемного заполнения, воздействие продуктов сгорания на стенки камеры сгорания неравномерно, сложная геометрическая форма канала приводит к возникновению различных газодинамических колебательных процессов, а так же усилению эрозионных эффектов.

На сегодняшний день одной из основных задач стоящих перед разработчиками ракетных систем является увеличение дальности полета ракеты. Добиться этого возможно за счет повышения энергетических характеристик двигателя (использование высокоэнергетических топлив и повышение коэффициента

объемного заполнения двигателя). Также данного эффекта можно добиться за счет оптимального распределения тяговых характеристик по траектории полета ракеты (обеспечивающих оптимальную траекторию и скорость полета), что подразумевает под собой глубокое регулирование работы заряда.

В качестве альтернативных путей регулирования предлагается использовать заряд с переменной скоростью горения топлива по своду, а так же топлива с высокой зависимостью скорости горения от давления (при этом регулирование осуществляется изменением диаметра критического сечения сопла). Данные способы сложны в реализации и не получили широкого распространения [2].

Одним из возможных путей решения задачи глубокого регулирования внутрибаллистических характеристик (ВБХ) в твердотопливных ракетных двигателях является использование закладных элементов. Традиционно, под ними понимаются некие теплопроводящие элементы. В ряде литературных источников проведены исследования возможности использования проволоки разного сечения из металлов с различной теплопроводностью[3].

Авторами предлагается использовать в качестве закладных элементов – тепловыделяющие материалы. К достоинствам такого подхода можно отнести: простую форму заряда, возможность регулирования характеристик заряда в широких пределах (за счет изменения характеристик работы элемента) и высокий коэффициент объемного заполнения.

Схематически, работа элемента представлена на рисунке 1. Изменение газоприхода с поверхности горения достигается за счет существенно большей скорости горения элемента по сравнению с топливом, при этом происходит изменение геометрической формы горячей поверхности.

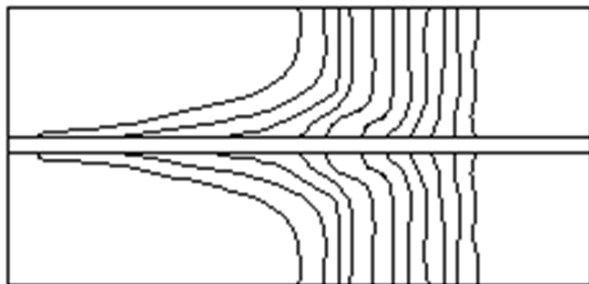


Рис. 1. Принципиальная схема работы закладного теплогенерирующего элемента

В качестве модели для расчета использован заряд торцевого горения длиной 300 мм и диаметром 118 мм. Предложенный метод регулирования наиболее эффективен для подобных конструкций.

Расчет выходных характеристик проводился в действующей на предприятии системе автоматического проектирования.

Рассчитаны три варианта конструкции заряда торцевого горения с различным положением элементов по длине. Важно отметить, что все модели зарядов с закладными теплогенерирующими элементами рассчитаны на одном смесевом твердом ракетном топливе (СТРТ) и для одной конструкции ракетного двигателя. Изменение выходных параметров достигается исключительно положением элементов в объеме заряда, и их габаритными размерами. В качестве формы закладного элемента, представленного в данной работе, была выбрана пластина толщиной 2 мм. Элемент располагается продольно внутри заряда. Так же при проведении расчетов учтен разгар критического сечения сопла.

Для наглядности результатов выбрано два крайних положения элемента, которые представлены на рисунке 2. В качестве эталонного варианта был рассчитан заряд

торцевого горения без закладных теплогенерирующих элементов.

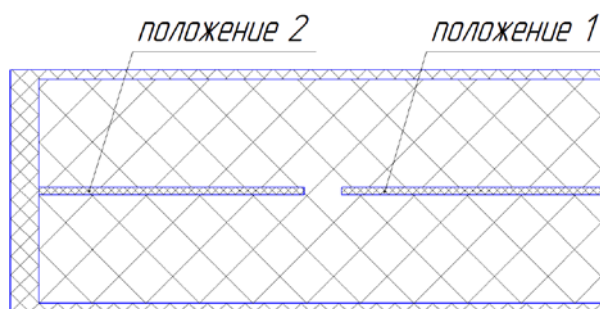
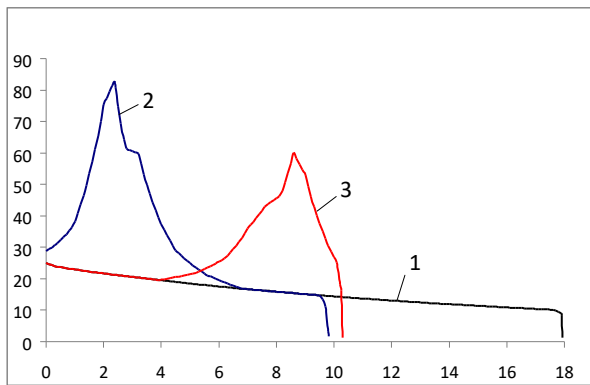


Рис. 2. Схема расположения закладных теплогенерирующих элементов

В литературе широко освещены как достоинства зарядов торцевого горения, так и их недостатки, основным из которых является незначительная поверхность горения, не позволяющая получить требуемое значение тяги двигателя, применительно к существующим топливным составам. Компенсировать данный недостаток предлагается использованием закладного элемента, с помощью которого можно обеспечить требуемый режим работы двигателя.

Выходные характеристики зарядов торцевого горения с закладными элементами приведены на рисунке 3. Кривая 1 соответствует работе двигателя без использования закладных теплогенерирующих элементов, а наблюдаемый спад давления получается за счет разгара критического сечения сопла. Кривая 2 соответствует работе двухрежимного двигателя с высоким стартовым режимом (который достигается за счет подключения элемента в момент начала работы двигателя) и низким маршевым. На кривой 3 приведен вариант работы двухрежимного двигателя с низким стартовым режимом и высоким маршевым (при расположении закладного элемента со стороны глухого торца). На стартовом режиме работа осуществляется исключительно за счет горения по фронтальной поверхности, а высокий маршевый режим достигается за счет работы элемента.



- 1 – заряд работает без закладных элементов,
 2 – заряд работает с закладным элементом на стартовом режиме,
 3 – заряд работает с закладным элементом на маршевом режиме.

Рис. 3. Расчетные кривые зависимости давления от времени для спроектированных зарядов торцевого горения

В рамках исследовательских работ, проводимых на предприятии, для практического изучения влияния закладных элементов на работу заряда были изготовлены модельные образцы изделий. Длина модельного изделия 300 мм, диаметр 118 мм. При этом элемент располагался вдоль продольной оси заряда и по всей длине. Наиболее показательный результат испытаний представлен на рисунке 4. Хотя эффект от наличия закладного элемента ниже ожидаемого, что может быть связано с особенностями взаимодействия элемента с топливом, полученная кривая свидетельствует о работоспособности закладных теплогенерирующих элементов.

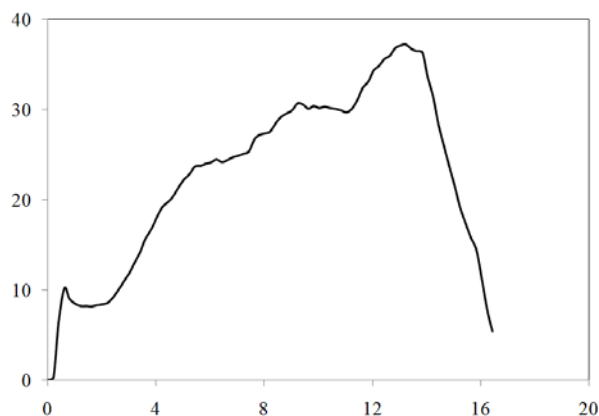


Рис. 4. Практическая кривая зависимости давления от времени для модельного заряда торцевого горения

Выводы:

Использование закладных тепловыделяющих элементов позволяет обеспечить высокий коэффициент объемного заполнения и оптимальное распределение энергии двигателя по траектории полета. При этом возможно использование зарядов простой формы. Результаты проведенных исследований показывают работоспособность предложенной идеи. Для практического применения закладных теплогенерирующих элементов необходимы дальнейшие исследования в направлении изучения механизма взаимодействия элемента с топливом как при работе, так и при изготовлении/хранении.

Литература

1. Баллистическая ракета на твердом топливе, под ред. Синюкова А.М., М.: Воениздат, 1972г., 512 с.
2. Сорокин Р.Е. Теория внутрикамерных процессов в ракетных системах на твёрдом топливе. – М.: Наука, 1983. – 288 с.
3. Kubota, N., Ichida, M. and Fujisawa, T., Combustion Processes of Propellants with Embedded Metal Wires, AIAA Journal, Vol.20, No.1, 1982, pp.116-121

ПОДХОДЫ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕЛИЧИНЫ ДАВЛЕНИЯ ФОРСИРОВАНИЯ В БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В.А. Бураков, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко,

В.З. Касимов, Л.В. Корольков, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова, А.В. Чупашев

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27., Тел./факс (3822) 52-95-47

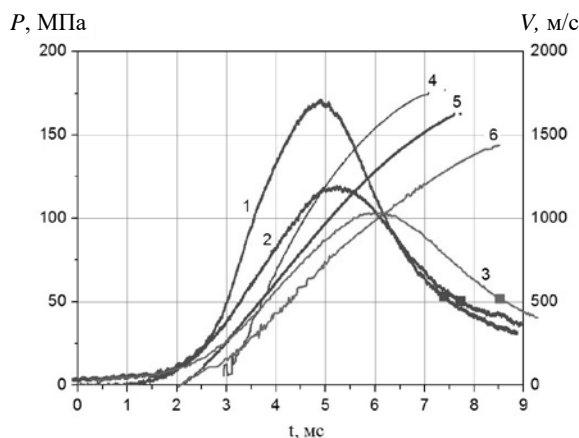
E-mail: ichan@niipmm.tsu.ru

В процессе выстрела пороховых баллистических установок исследователи выделяют несколько периодов [1]. В этой статье рассматривается предварительный период (период горения пороха до начала движения снаряда), который характеризуется величиной давления форсирования P_{ϕ} .

Изучение предварительного периода в стрелковом и артиллерийском вооружении занимают в России давно [2]. Данная работа посвящена исследованиям на лабораторных баллистических установках.

Для изучения процессов метания важно знать величину P_{ϕ} и особенности ее влияния на характеристики выстрела, такие как максимальное давление в камере установки P_{max} и скорость вылета метаемого тела V_{ϕ} .

Проиллюстрируем это на примере. На графиках рис. 1 приведены результаты измерения давления P в камере баллистической установки и текущей скорости снаряда V . Эти опыты проведены при следующих условиях: длина ствола 5 м, масса снаряда 50 г, диаметр ствола 30 мм. Отличие было лишь в диаметрах ведущих устройств, что сказалось на величине давления форсирования. Меняя величину P_{ϕ} можно влиять на P_{max} , V_{ϕ} и на инерционную нагрузку на метаемый элемент.



1,2,3 – давление; 4,5,6 – скорости, соответственно для каждого опыта,

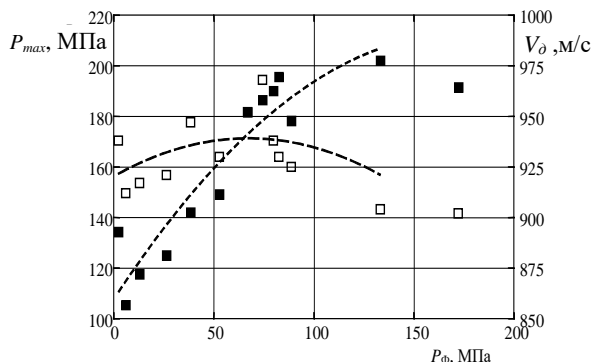
■ – момент вылета снаряда из ствола

Рис. 1 Зависимости давления в камере и текущей скорости снаряда в стволе от времени, в трех опытах.

При исследовании особенностей процесса метания из ствольных установок при использовании

различных схем заряжания необходимо знать экспериментальные или теоретические зависимости основных баллистических величин V_{ϕ} и P_{max} от изменений величины P_{ϕ} . Для этого для каждой баллистической установки, для разных диапазонов параметров заряжания необходимо уметь измерять давление форсирования.

В статье [3] предложен подход для измерения величины давления форсирования на установке малого калибра, на основе использования проволочных контактных датчиков, которые вводятся через боковые отверстия в канал ствола. Таким способом получены зависимости основных параметров выстрела от величины давления форсирования, показанные на рис. 2. Для исследованной установки в заданном диапазоне параметров заряжания скорость метания слабо зависит от P_{ϕ} , по сравнению с величиной P_{max} .



■ – максимальное давление в камере

□ – дульная скорость

Рис. 2. Влияние давления форсирования на параметры выстрела.

Дульная скорость в рассмотренном диапазоне давлений форсирования изменяется в пределах 70 м/с. При изменении P_{ϕ} в диапазоне от 0 до 50 МПа, на одну единицу изменения давления форсирования приходится единица изменения P_{max} . В других диапазонах меньше единицы. Чем меньше зависимость максимального давления в камере установки от давления форсирования, тем стабильнее будут результаты метания и мягче требования к изготовлению ведущих устройств снаряда. В представленных исследованиях наилучшими значениями для P_{ϕ} будет 53-55 МПа.

Существенным недостатком такого подхода к измерению давления форсирования является необходимость сверления отверстия в боковой

поверхности ствола для контактных датчиков. Чтобы не нарушать целостность ствола, необходимо вводить датчики через дульный срез.

Такой подход был опробован на баллистической установке с соплом рис. 3, для определения момента начала вскрытия канала установки от запирающей пробки. На рис. 4 представлено фото контактного датчика.

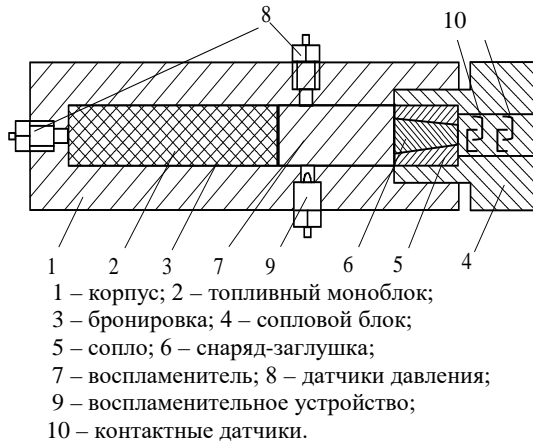


Рис. 3. Схема сопловой бомбы.

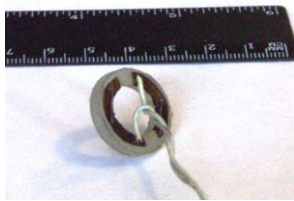


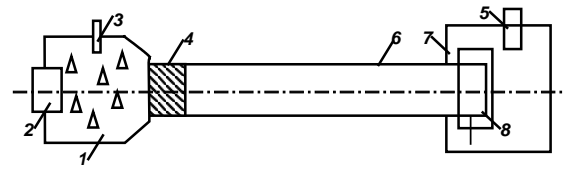
Рис. 4. Общий вид контактного датчика.

Два таких датчика размещались перед снарядом-заглушкой в сопловой установке. На торец заглушки наклеивалась медная фольга. Первый датчик был расположен на расстоянии 1 мм от торца, второй на расстоянии десятков мм. Принцип срабатывания датчиков можно назвать «цугом». Фольга на торце пробки замыкала контакты, расположенные на внутренней стороне полиэтиленового кольца, в свою очередь фольга на внешней стороне замыкала контакты на следующем кольце.

Подобные, но миниатюризированные датчики, вполне можно вводить в ствол не только лабораторной, но и реальной установки. Конечно, величина и конструкция такого устройства не должны влиять на баллистические характеристики.

Рассмотрим еще один подход для измерения величины P_f – бесконтактный. Давление форсирования определяется по измерениям датчика давления в камере и по радарным измерениям скорости движения снаряда в стволе датчиком ДДС – 6000 [4]. Схема измерения показана на рис. 5.

Со стороны дульного среза ствола, передаются радиоволны, а по отраженным волнам от движущегося снаряда на основе эффекта Доплера, регистрируется скорость движения снаряда. Результаты измерений с использованием радара представлены на рис. 1, (кривые 4,5,6).



- 1 – пороховая камера; 2 – запальная пробка;
3 – датчик давления Т – 6000; 4 – снаряд;
5 – радар ДДС – 6000; 6 – ствол;
7 – барокамера; 8 – дульный датчик скорости.

Рис. 5. Схема экспериментальной баллистической установки.

Величины давления и скорости фиксируются в единой шкале времени. Время начало роста скорости, считалось временем достижения давления форсирования.

Такой способ регистрации начала движения снаряда заметно проще. Но прибор ДДС-6000 плохо регистрирует низкие скорости движения, поэтому приходится использовать экстраполяцию значений текущих скоростей снаряда на шкалу времени. Результаты измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1. Измеренные баллистические величины

№ опыта	P_f , МПа	P_{max} , МПа	V_d , м/с
1	48.6	170.4	1770
2	5.6	120.2	1626
3	4.6	103.9	1449

Предложены и опробованы простые экспериментальные способы регистрации P_f в баллистической установке. Подходы можно использовать для выбора эффективных значений давления форсирования при модернизации и проектировании экспериментальных установок.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1362).

Литература

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. – Оборонизд, 1962. 704 с.
2. Серебряков М.Е. О влиянии давления форсирования при сохранении наибольшего давления газов постоянным. – «Известия ААН», 1949. Выпуск 7. с. 35-43
3. М.С. Барышев, В.А. Бураков, А.Н. Ищенко, Н.М. Саморокова Исследование влияния предварительного периода на внутрибаллистические процессы в системах малого калибра //Материалы всероссийской научной конференции Современная баллистика и смежные вопросы механики. Томск 2010. с. 59-60
4. Прибор измерения скорости в стволе ДДС – 6000. Паспорт. – М. 2010. 8 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ГРАДИЕНТА ВЫСТРЕЛА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПАСТООБРАЗНЫХ ТОПЛИВ В РЕЖИМЕ ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА

В.А. Бураков, В.В. Буркин, А.Н. Ищенко, А.С. Дьячковский, В.З. Касимов, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова, Е.Ю. Степанов

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики Томского государственного университета

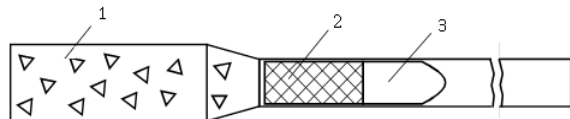
634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: Lex_okha@mail.ru

Выстрел с присоединенным зарядом (ПЗ), представляющим заряд, горящий с достаточно высокой скоростью с торца, удаленного от снаряда и позволяющего управлять диаграммой давления на дно метаемого элемента, позволяет значительно повысить дульную скорость снаряда за счет:

- повышения общей плотности заряжения и энергии метательного заряда;
- перераспределения давления в заснарядном пространстве и повышения давления непосредственно у дна снаряда;
- использование реактивного подгона снаряда из-за оттока продуктов сгорания ПЗ;

На рис. 1 показан общий принцип нетрадиционной схемы метания с ПЗ с указанием составных элементов выстрела. В камере располагается пороховой заряд (1), далее в стволе располагается ПЗ (2), примыкающий к метаемому снаряду (3) [1].



1 – традиционный пороховой заряд в камере;
2 – ПЗ; 3 – метаемый снаряд

Рис. 1. Общая схема выстрела с использованием ПЗ

Экспериментальная часть работ проводилась на модельной баллистической установке калибром 30 мм, разработанной в 70 отделе НИИ ПММ ТГУ. Исследовались основные характеристики горения трех типов модельных пастообразных топлив Т1, Т2 и Т3 в режиме ПЗ в диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C.

Исследуемые топлива отличаются между собой по составу и различным добавкам, регулирующим температуру, скорость горения и общую энергетику. Например, состав Т2 отличается от Т1 или Т3 наличием конденсированной фазы в продуктах сгорания, а составы Т1 и Т3 отличаются друг от друга основным компонентом топлива.

Разработка новых топлив с требуемыми свойствами, обеспечивающими стабильно воспроизводимые характеристики выстрела, является основной задачей при создании перспективных систем вооружения на новых принципах.

Обработка экспериментальных данных производилась посредством аппарата математического моделирования, позволяющего рассчитывать внутриваллистические параметры выстрела [2] по мето-

ду, подробно рассмотренному в [3] и состоящего из двух этапов. На первом этапе определяется влияние начальной температуры заряда на баллистические характеристики пороховой части заряда. В диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C уточняются коэффициенты закона горения для порохового заряда, учитывающие влияние начальной температуры на скорость горения и силу пороха. На втором этапе определяется закон горения непосредственно ПЗ с использованием уточненных температурных коэффициентов порохового заряда. Такой подход позволяет уменьшить влияние изменения скорости горения пороха, связанное с начальной температурой заряда, на закон горения пастообразного топлива.

В качестве основного заряда использовался штатный семиканальный порох, в качестве ПЗ исследовано три типа пастообразных топлива.

На рис. 2 представлены зависимости давления в камере баллистической установки и скорости снаряда в стволе от времени при различной начальной температуре заряда для топлива Т1.

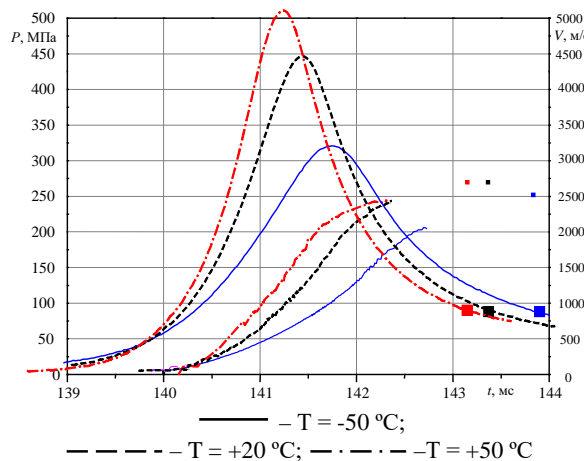


Рис. 2. Зависимость давления в камере баллистической установки и скорости снаряда в стволе от времени при различной начальной температуре заряда для топлива Т1.

Из графиков хорошо прослеживается влияние начальной температуры заряда на баллистические параметры выстрела. С повышением температуры наблюдается рост максимального давления и скорости снаряда. Наблюдается увеличение темпа нарастания скорости снаряда в стволе при увеличении начальной температуры заряда с -50 до $+50$ °C.

На рис. 3-4 представлено сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей давления и

скорости снаряда от времени, для ПЗ из топлива Т1 с начальной температурой заряда $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ соответственно. Достигнуто хорошее совпадение форм кривых давления и скорости снаряда в стволе, рассогласование данных по величине дульной скорости снаряда и максимальному давлению в камере не превышает 1 %. В выстреле с начальной температурой заряда $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ при прохождении снарядом и ПЗ в стволе координаты 1.4 м происходит полное диспергирование моноблока, а в поперечном сечении с координатой 3.6 м происходит полное догорание частиц ПЗ.

На графиках, иллюстрирующих изменение давления на фронте горения ПЗ (рис. 3-4, б), видно, что с уменьшением начальной температуры заряда увеличивается расстояние, пройденное снарядом и ПЗ в стволе до начала стадии ускоренного горения моноблока, характеризующейся повышением давления на фронте горения ПЗ. При начальной температуре заряда $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$, диспергирование моноблока происходит на длине ствола 2.4 м, а в поперечном сечении с координатой 4.5 м происходит полное догорание частиц ПЗ. Для начальной температуры заряда $+50\text{ }^{\circ}\text{C}$ диспергирование моноблока происходит в поперечном сечении с координатой 1.4 м в стволе, а полное догорание частиц ПЗ – 3.1 м.

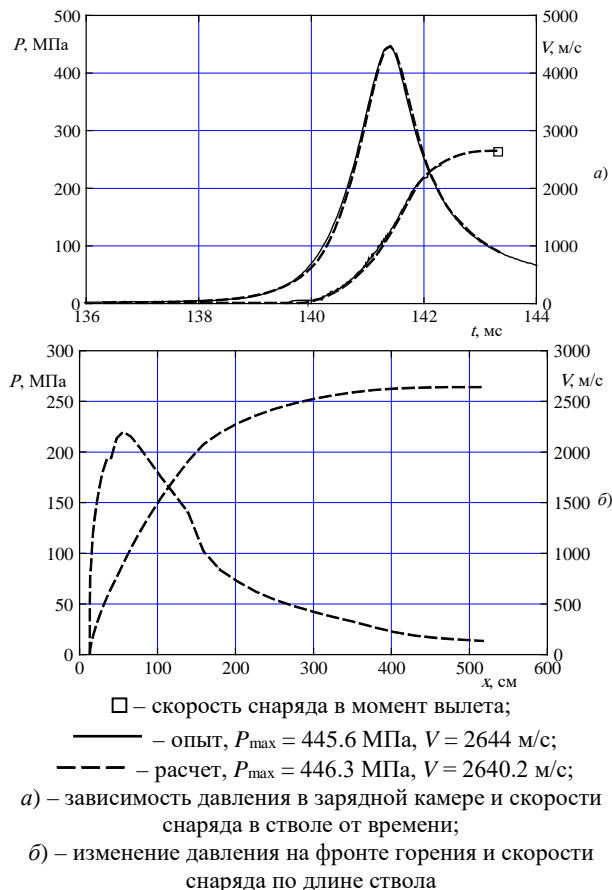


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости при начальной температуре заряда $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ для топлива ПЗ Т1

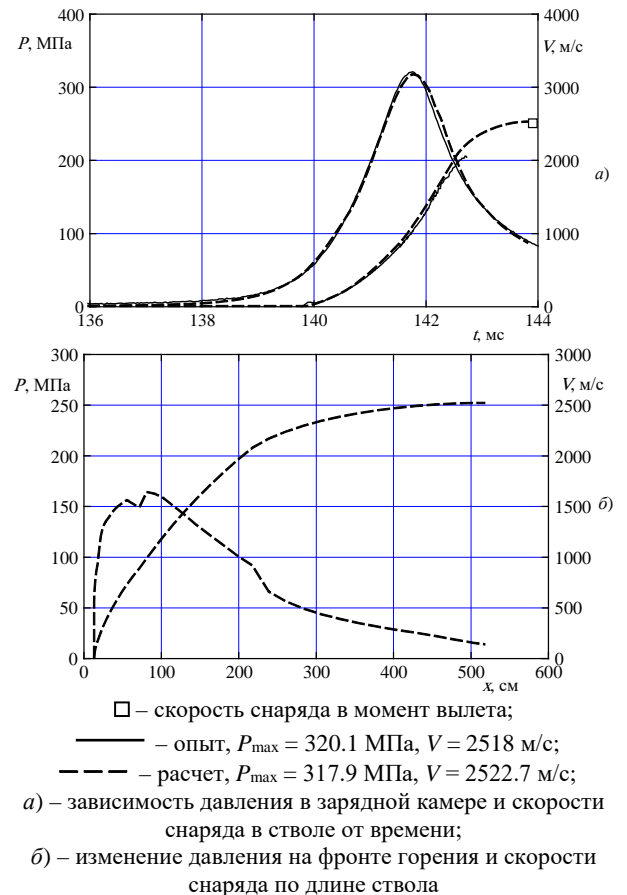


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные зависимости при начальной температуре заряда $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ для топлива ПЗ Т1

Временные зависимости давления в камере и скорости метаемого тела в стволе, полученные с применением в ПЗ топлив Т2 и Т3 при различных начальных температурах заряда ведут себя аналогично составу Т1.

Зависимости максимального давления в камере от начальной температуры заряда при использовании ПЗ из топлив Т1, Т2 и Т3 приведены на рис. 5. Для топлив Т1 и Т3 наблюдается практически линейное изменение уровня максимального давления в зависимости от начальной температуры заряда. Для топлива Т2 с ростом начальной температуры заряда наблюдается тенденция к увеличению уровня максимального давления.

Аналогичные зависимости для дульной скорости снаряда приведены на рис. 6. Для исследуемых топлив при понижении температуры от $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ наблюдается больший темп падения дульной скорости по сравнению с диапазоном от $+50\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $+20\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Проведенные исследования позволили определить величину температурного градиента пастообразных топлив по давлению и дульной скорости метаемых тел. Для составов Т2 и Т3 температурный градиент по величине дульной скорости снаряда составил 7.2 и 6.0 %. Наименьшее значение получено для топлива Т1 и составляет 5.0 %. При этом для выстрела без ПЗ в подобных условиях температурный градиент при использовании семиканального пороха составил 7.4 %.

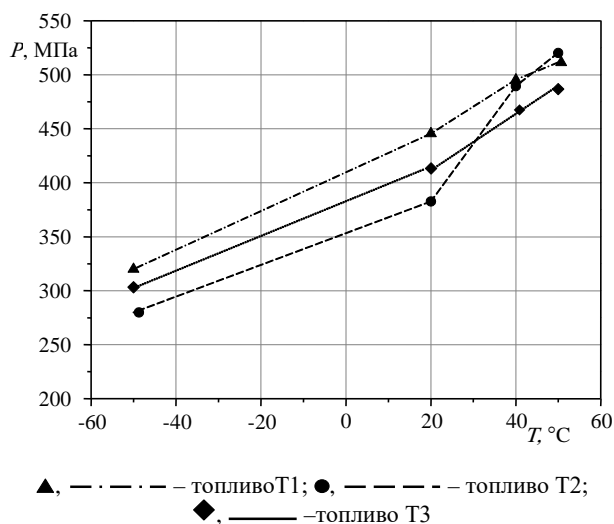


Рис.5. Экспериментальные значения максимального давления в камере от начальной температуры заряда для различных топлив

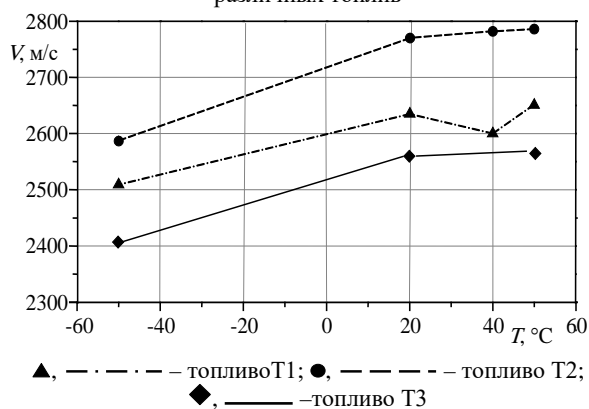


Рис.6. Экспериментальные значения дульной скорости метаемого тела от начальной температуры заряда для различных топлив

Снизить величину температурного градиента на модельной баллистической установке возможно за счет применения электроплазменного устройства инициирования заряда. При этом можно управлять баллистическими параметрами выстрела введением различного количества энергии в заряд. Результаты, полученные в НИИ ПММ ТГУ с использованием этой технологии, позволяют полностью компенсировать температурный градиент выстрела с ПЗ из пастообразного топлива в условиях модельных баллистических установок [4].

Статья написана в рамках научного проекта (№ 8.2.14.2014) выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Бураков В.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С. и др. Опыт применения пластизольных топлив в режиме присоединенного заряда // Докл. VII Всерос. науч. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». Томск, 2011. С. 138-139.
2. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.
3. Буркин В.В., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М. Исследование особенностей горения моноблочного топлива в модельной баллистической установке в широком диапазоне температур // Известия вузов. Физика. 2014. Т. 57, № 8/2. С. 126-132.
4. Барышев М.С., Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М., Хоменко Ю.П., Широков В.М. Применение плазмотрона для инициирования зарядов баллистических установок // [Химическая физика и мезоскопия](#). 2006. Т. 8. № 1. С. 46-52.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ТРАЕКТОРИИ ПОЛЕТА ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ ПВРД

Аульченко С.М., Кисловский В.А., Звегинцев В.И., Иванов И.В.*

ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

* ОАО «НПО «Сплав», г. Тула

630090, Новосибирск,

E-mail: kislovsky_v@mail.ru

В работах [1,2] был предложен алгоритм расчета полета летательного аппарата, стартующего с поверхности Земли, по рикошетирующей траектории с периодическим включением прямооточного воздушно-реактивного двигателя. Такой способ полета позволяет резко увеличить дальность при заданной массе топлива.

Полученный алгоритм были применены для расчета траектории полета ракеты, стартующей с ЛА, имеющего в момент старта начальную скорость и высоту.

В процессе исследования рассматривались ракеты с диаметром миделевого сечения $D=300, 500$ и 700 мм. Массовые характеристики для каждой из рассматриваемых вариантов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Массовые характеристики рассчитываемых вариантов

Масса маршевой ступени, кг	БЧ + ГСН, кг	Масса конструкции маршевой ступени, кг (20% от стартовой массы)	Масса топлива для ПВРД, кг (60% от стартовой массы)
500	100	100	300
1000	200	200	600
1500	300	300	900
2000	400	400	1200

Для расчета траектории использовались аэродинамические характеристики модельной конфигурации ракеты в виде цилиндра с носовым конусом и тяговые характеристики ПВРД на керосине в диапазоне чисел Маха от $M=1,5$ до $M=6$.

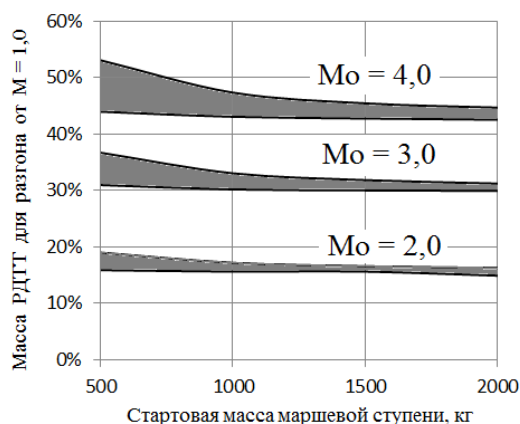


Рис. 1. Прирост массы в случае использования РДТТ для разгона ракеты

Если скорость носителя будет составлять $M=1$, то для разгона маршевой ступени нужно

использовать дополнительный РДТТ. На рисунке 1 показана масса РДТТ, необходимого для разгона до требуемой скорости начала работы ПВРД. Из рисунка видно, что при разгоне от $M=1$ до $M_0=4$ начальная масса ракеты повышается на 46-54%.

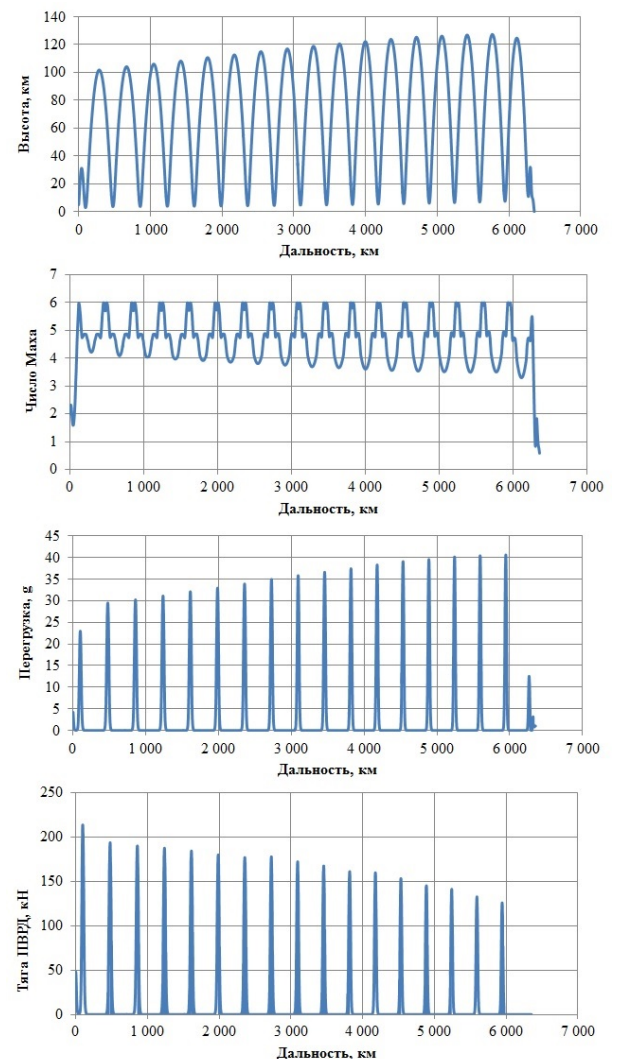


Рис. 2 Рикошетирующая траектория полета и соответствующие ей параметры

Типичные результаты расчета рикошетирующей траектории полета показаны на рисунке 2. Из графиков на рисунке 2 видно, что при полете по рикошетирующей траектории происходит многократное значительное изменение высоты. Максимальная высота имеет значение около 120 км, а минимальная высота имеет значение около 5 км. При данном типе траектории большую часть времени полет протекает в диапазоне числа Маха

$M=4\div 6$. Перегрузки в ходе полета не превышают 40 g.

Из рисунка 3 видно, что в случае начала маршевого полета с ПВРД при $M_0=2$ дальность полета ракеты диаметром 500 мм и стартовой массой $m_0 = 1000$ кг достигает 2800 км, а для ракет диаметром 700 мм и стартовой массой $m_0 = 2000$ кг - 5700 км (см. рис. 3 а, в).

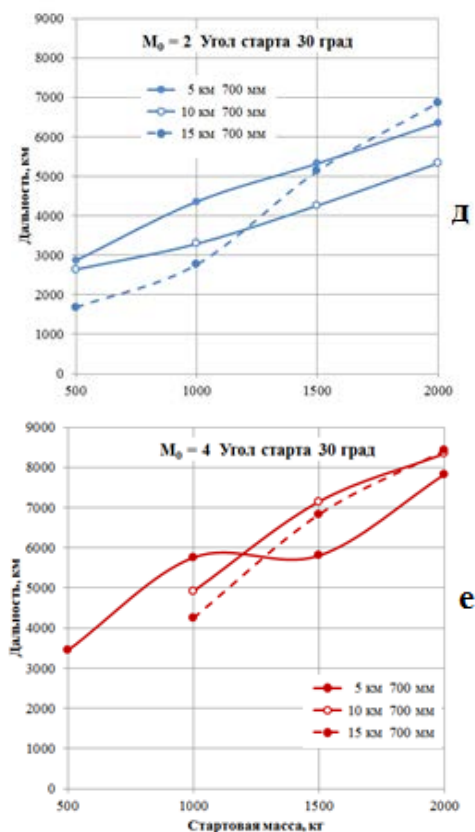
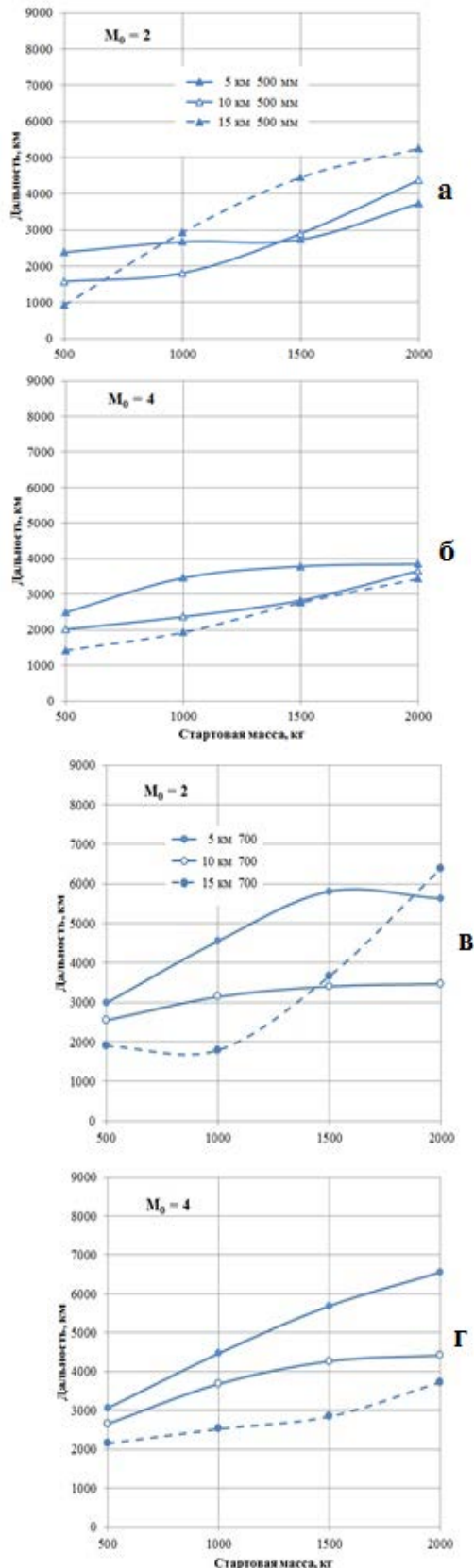


Рис. 3 Графики зависимости дальности полета при различных начальных условиях

Увеличение начальной скорости маршевого участка до $M_0=4$ обеспечивает увеличение дальности полета для ракет диаметром 500 мм до 3400 км, для ракет диаметром 700 мм до 6500 км (см. рис. 3 б, г).

Если для ракет диаметром 700 мм угол наклона траектории ракеты в начале маршевого участка увеличить до 30 градусов, то дальность полета увеличивается и достигает 6300 км даже при начальной скорости маршевого полета $M_0 = 2$ (см. рис. 3 д).

Увеличение массы горючего для ПВРД на 10% (см. таблицу 1, в этом случае масса топлива для ПВРД составляет 70% от стартовой массы, при этом должна быть уменьшена на 10% масса конструкции маршевой ступени и/или БЧ+ГСН) может дать прирост дальности на 500 – 1000 км. В этом случае для ракет диаметром 700 мм с массой $m_0 = 2000$ кг при начальной скорости маршевого полета $M_0=4$ и при начальном угле наклона траектории 30 градусов дальность полета достигает 8340 км (см. рис. 3 е).

Литература

4. Фомин В.М., Аульченко С.М., Звегинцев В.И. Полет гиперзвукового летательного аппарата с прямоточным воздушно-реактивным двигателем по рикошетирующей траектории. Прикладная механика и техническая физика, 2010, № 4, т. 51, с. 85-94.
- Фомин В. М., Аульченко С. М., Звегинцев В. И. Анализ траекторий полета летательного аппарата с прямоточным воздушно-реактивным двигателем. ПМТФ №6, 2014. – с. 35-42.

ПОВЫШЕНИЕ ДУЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ДВУХСЕГМЕНТНОГО ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА В СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В. В. Буркин, А. И. Зыкова, А. Н. Ищенко, В. З. Касимов, Н. М. Саморокова, Сидоров А.Д.

Обособленное структурное подразделение «Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета»

E-mail: Arven2022@mail.ru

Повышение дульной скорости снаряда является одной из основных задач внутрибаллистического проектирования, и один из способов ее решения, описанный в литературе [1], – это использование присоединенного к снаряду заряда (ПЗ).

Целью данной работы было определение законов горения пастообразных топлив (ПТ), применяемых в качестве двухсегментного ПЗ внутри снаряда непосредственно в модельных экспериментах на баллистической установке калибром 30 мм (рис. 1), также экстраполяция полученных законов горения на условия выстрелов из орудий более крупных калибров.

В дальнейшем проводился расчет максимально возможных скоростей снаряда и необходимой для этого компоновки выстрела, которые определялись путем параметрических исследований при неизменной массе сборки снаряд+ПЗ.



Рис. 1. Баллистическая установка калибром 30 мм

На первом этапе работы, исследовались результаты модельных опытов, проведенных на 30-мм баллистической установке (рис. 1) в НИИ ПММ ТГУ. В качестве метаемого элемента использовался модельный снаряд, который создавался на основе штатного бронебойно-трассирующего снаряда (рис. 2).



Рис. 2. Общий вид выстрела с модельным снарядом

В опытах измерялись дульная скорость снаряда датчиком скорости, давление в камере датчиком давления и скорость снаряда в стволе СВЧ-радаром.

Для исследования приведенной схемы выстрела использовалась математическая модель и специальный программный комплекс, разработанные в НИИ ПММ ТГУ [2].

В данном исследовании ПЗ располагается непосредственно внутри снаряда в специальной полости (рис. 3). Полость состоит из двух участков L_1 и L_2 с разной площадью поперечного сечения (рис. 4). ПЗ располагается внутри полости. Он может состоять из одного или нескольких типов ПТ, и называется соответственно односегментным, двухсегментным и т.д. В работе исследовались возможности использования двухсегментного ПЗ, в состав которого входят пастообразные топлива ПТ-1 и ПТ-2. В полости они располагались друг за другом так, чтобы вначале сгорало ПТ-1, а затем ПТ-2.

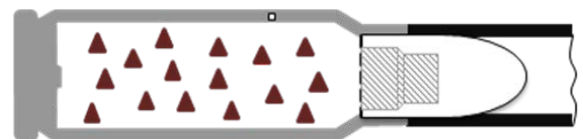


Рис. 3. Схема компоновки выстрела

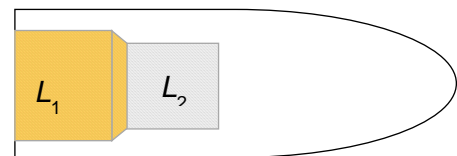


Рис. 4. Схема снаряда с полостью внутри

В начале данного исследования для определения параметров математической модели (давления форсирования, коэффициента трения и единичной скорости горения пороха), была проведена обработка опыта по классической схеме метания, в которой снаряд ускоряется только за счет пороха, на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных.

Для этого проводилась серия расчетов, в которой данные параметры менялись в определенном диапазоне для достижения наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных данных. Полученные в итоге параметры математической модели использовались в обработке опытов по нетрадиционной схеме метания с ПЗ.

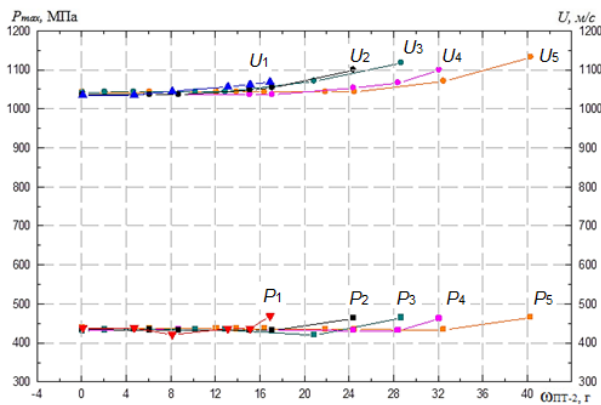
Параметры законов горения этих топлив ПТ-1 и ПТ-2 определялись на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных. Для этого обрабатывались опыты отдельно с каждым из этих топлив в составе односегментного ПЗ. Затем полученные законы горения использовались при обработке опытов с применением сразу двух этих топлив в составе двухсегментного ПЗ с целью их уточнения.

Повышение дульной скорости снаряда возможно различными способами. В этой работе проводилось параметрическое исследование возможности достижения наибольшего значения дульной скорости за

счет изменения начальной компоновки выстрела, выбранного за базовый в данном исследовании. Главное ограничение такого исследования заключается в ограничении по максимальному давлению в гильзе, так как оно не может превышать допустимых пределов баллистической установки в 600 МПа.

В первую очередь исследовалось влияние количества пороха в гильзе на дульную скорость снаряда. При увеличении массы пороха, повысилось давление в гильзе, что привело к повышению скорости снаряда. Во-вторых, изменялось соотношение пастообразных топлив внутри снаряда, размер полости и масса метаемой сборки при этом оставалась неизменной. Это позволило повысить дульную скорость снаряда на 10.2 % относительно базовой. После этого изменялась длина частей L_1 и L_2 и соотношение топлив внутри снаряда с сохранением массы сборки.

Все зависимости дульной скорости снаряда и максимального давления в камере от массы ПТ-2 отражены на рис. 5. Наибольшую скорость 1131.74 м/с при максимальном давлении в 465 МПа удалось получить при удлинении L_1 на 4 см. Дульную скорость снаряда удалось увеличить на 16.68 % относительно значения, полученного в базовом эксперименте.



1 – L_1 и L_2 без изменения;

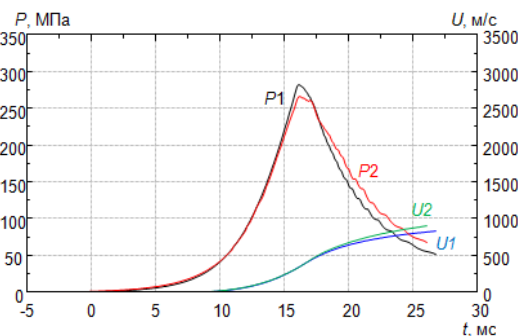
2 – удлинение L_2 на 2 см; 3 – удлинение L_1 на 2 см;

4 – удлинение L_2 на 4 см; 5 – удлинение L_1 на 4 см;

Рис. 5. Зависимости максимального давления в камере и дульной скорости снаряда от массы ПТ-2

Используя полученные для пастообразных топлив ПТ-1 и ПТ-2 законы горения, было проведено аналогичное параметрическое исследование для 127-мм пушки морского базирования Mk 45 (США).

В соответствии с имеющимися в литературе данными был смоделирован штатный выстрел из Mk 45 (рис. 6).



1 – расчёт штатного выстрела $P_{\max} = 281.2$ МПа и $U_d = 831$ м/с,

2 – расчёт выстрела с ПЗ $P_{\max} = 282.7$ МПа и $U_d = 829.1$ м/с,
Рис. 6. Зависимость давления в камере и скорости снарядов в стволе времени

Как и ранее, вначале изменялось соотношение пастообразных топлив внутри снаряда, размер полости и масса метаемой сборки при этом оставалась неизменной. Для каждой компоновки изменялась масса топлива. Результаты отражены на рис. 7. Нижняя изолиния максимального давления показывает, какие значения дульной скорости можно получить при сохранении штатного давления 281.2 МПа. Верхняя изолиния максимального давления соответствует максимально допустимому давлению большинства установок 600 МПа и позволяет видеть диапазон возможного изменения скоростей. $U_{\text{штатная}}$ соответствует штатному значению дульной скорости 831 м/с.

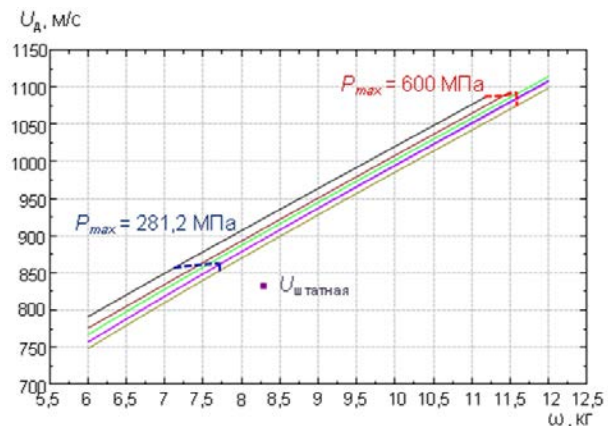
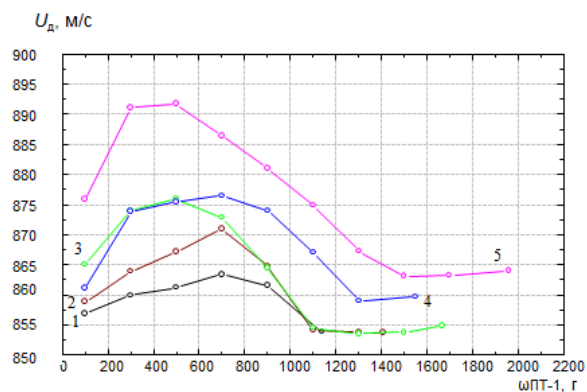


Рис. 7. Зависимость дульной скорости снаряда от массы пороха в гильзе для различных соотношений пастообразных топлив

После этого увеличивалась поверхность горения за счет изменения длин L_1 и L_2 и масса ПЗ. При этом максимальное давление равно штатному. Как видно на рисунке 9, наибольшую скорость 891.745 м/с удалось получить при удлинении части L_1 на 8 см. Дульную скорость снаряда удалось увеличить на 7.31 % относительно штатного значения.



1 – L_1 и L_2 без изменения;

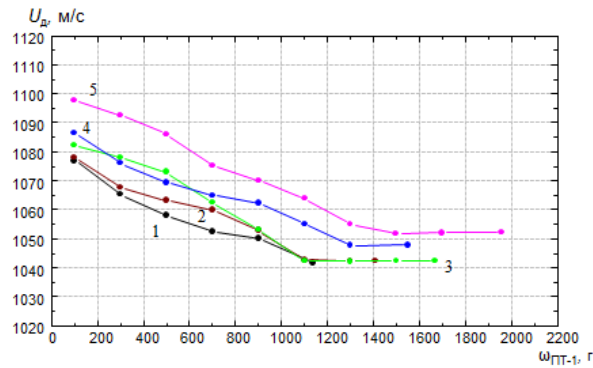
2 – удлинение L_2 на 4 см; 3 – удлинение L_2 на 8 см;

4 – удлинение L_1 на 4 см; 5 – удлинение L_2 на 8 см;

Рис. 8. Зависимость дульной скорости снаряда от увеличения массы ПТ-1, при уменьшении массы ПТ-2

Аналогично исследовалось, насколько возможно увеличить дульную скорость в диапазоне максимальных давлений до 600 МПа (рис. 9). Наиболь-

шую скорость 1097.62 м/с удалось получить при удлинении части L_1 на 8 см. Дульную скорость снаряда удалось увеличить на 32.1 % относительно штатного значения скорости.



1 – L_1 и L_2 без изменения;

2 – удлинение L_2 на 4 см; 3 – удлинение L_2 на 8 см;

4 – удлинение L_1 на 4 см; 5 – удлинение L_2 на 8 см;

Рис. 9. Зависимость дульной скорости снаряда от увеличения массы ПТ-1, при уменьшении массы ПТ-2

Основные результаты исследования:

1. Проведен анализ и обработка экспериментальных данных с целью выяснения законов горения пастообразных топлив ПТ-1 и ПТ-2 на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных.

2. С использованием данных топлив на установ-

ке калибром 30 мм дульную скорость снаряда удалось повысить на 10.2 % при заданной поверхности горения и на 16.7 % при изменении поверхности горения в диапазоне давлений до 600 МПа.

3. При использовании исследованных топлив и их законов горения для морской пушки Мк 45 дульную скорость снаряда удалось повысить относительно штатного значения на 7.3 % при сохранении штатного давления в 281.2 МПа и на 32.1 % в диапазоне давлений до 600 МПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1362).

Литература

- Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Бураков В.А., Саморокова Н.М., Зыков Е.Н., Дьячковский А.С. Опыт применения пластизольных топлив в режиме присоединенного заряда // Современные проблемы современной механики: Сборник материалов научной конференции. – Томск: Томский государственный университет, 2011. – 514 с.
- Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутривзрывных процессов в ствольных системах: учебное пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2015. – 72 с

ПРИМЕНЕНИЕ СВЧ РАДАРА ДЛЯ АНАЛИЗА ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВЫСТРЕЛА

В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, Л.В. Корольков, Н.М. Саморокова, К.С. Рогаев, А.В. Чупашев

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27., Тел./факс (3822) 52-95-47

E-mail: korolkov.leo@rambler.ru

В анализе внутриваллистических параметров выстрела в лабораторных условиях традиционно используются измеренные временные зависимости давления в камере заряжания метательной установки и значения дульной скорости метаемого элемента. Эти параметры определяются с применением пьезокварцевых датчиков давления 2Т6000 в комплексе с аппаратурой «Нейва-10000» производства ФКП «Нижнетагильский институт испытания металлов» и индукционных датчиков дульной скорости. В данной работе дополнительно привлекался прибор измерения скорости метаемого элемента в стволе ДДС 6000 (г. Тверь) в комплексе с цифровым двухканальным USB-осциллографом и соответствующим программным обеспечением. Основу прибора составляет микроволновый доплеровский радиолокатор (СВЧ-радар), обеспечивающий измерение скорости метаемого элемента диаметром от 5 мм в диапазоне скоростей от 100 до 6000 м/с с погрешностью не более 1 % [1].

На рис. 1 приведена общая схема баллистической трассы с расположением СВЧ-радара над окном вакуумируемого участка трассы.

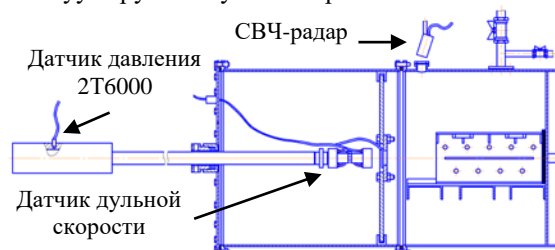


Рис. 1. Схема расположения СВЧ-радара на лабораторной вакуумируемой баллистической трассе

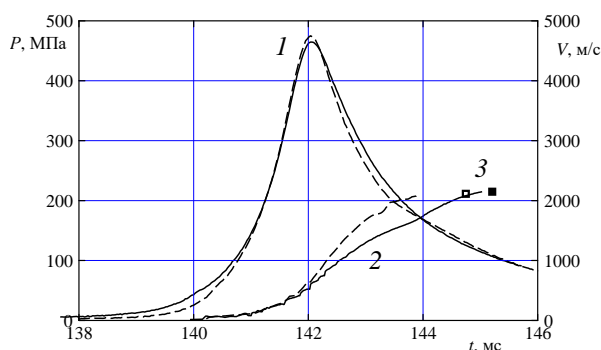
Результаты измерений с использованием СВЧ-радара выводятся в виде зависимости скорости метаемого элемента от времени при его движении в стволе.

Применение СВЧ-радара позволяет более полно проанализировать процессы, сопровождающие ускорение метаемого элемента.

Например, в двух экспериментах с различными зарядами получены практически идентичные временные зависимости давления и близкие значения дульной скорости метаемых элементов (рис. 2). И только динамика изменения скорости метаемых элементов в стволе, полученная с применением СВЧ-радара, позволяет оценить потенциал исследуемых зарядов.

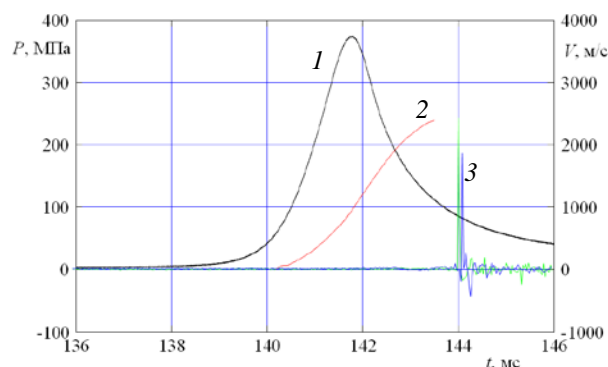
Запись в единой временной шкале зависимостей давления в камере заряжания метательной установки и скорости метаемого элемента в стволе дает

возможность оценить величину давления форсирования метаемого элемента, что позволяет более точно прогнозировать внутриваллистические процессы. Для этого, с целью синхронизации зависимости давления в камере заряжания с измеренной скоростью метаемого элемента в стволе дополнительно используется сигнал с датчика дульной скорости (рис. 3).



1 – давление в камере заряжания; 2 – скорость метаемого элемента в стволе; 3 – значения дульной скорости метаемого элемента

Рис. 2. Пример экспериментальных зависимостей давления в камере заряжания и скорости метаемых элементов в стволе от времени, полученные для различных условий заряжания



1 – давление в камере заряжания; 2 – скорость метаемого элемента в стволе; 3 – сигналы с индукционного датчика дульной скорости [2]

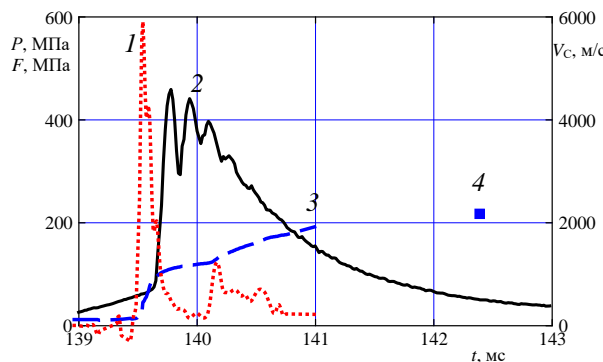
Рис. 3. Типичный вид экспериментальных зависимостей в единой шкале времени

Точность синхронизации данных проверяется с использованием соотношения

$$L = \int_{t_0}^{t_k} V dt, \quad (1)$$

где t_0 – время начала движения метаемого элемента, t_k – время вылета его из ствола, L – длина ствола.

Использование радара также позволяет определять нагрузку в процессе выстрела, как на метаемую сборку, так и на метаемый элемент (рис. 4).



1 – нагрузка на метаемую сборку; 2 – диаграмма давления; 3 – зависимость скорости метаемой сборки в стволе; 4 – дульная скорость

Рис. 4. Результаты обработки экспериментальных данных

Нагрузка определяется из соотношения

$$F = \frac{dV}{dt} \frac{q}{S}, \quad (2)$$

где q – масса метаемой сборки, S – площадь донной части метаемой сборки.

Величина нагрузки на метаемую сборку в канале ускорителя используется при проектировании перспективных метаемых элементов и испытании новых конструктивных материалов. Условия ускорения должны исключить возможность разрушения, деформации или продавливания поддона ведущего устройства метаемым элементом в стволе.

На рис. 5 а показано состояние метаемого элемента в виде удлиненного медного стержня после выхода его из ствола. Неравномерное распределение нагрузки на метаемую сборку по длине ствола привело к деформированию медного стержня на этапе его ускорения.

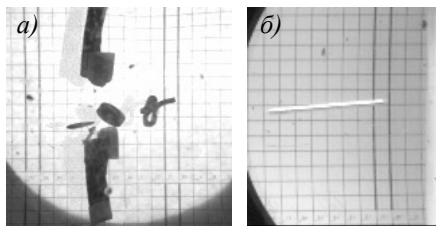


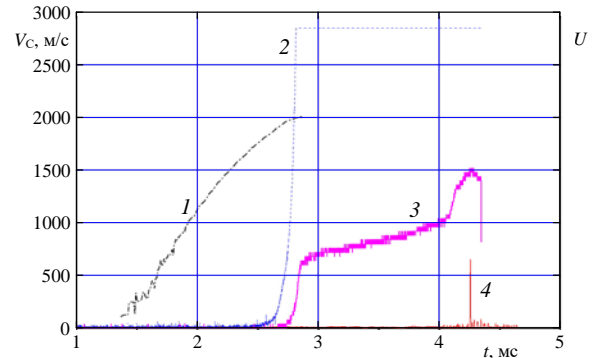
Рис. 5. Внешний вид метаемого элемента после выхода из ствола

Проанализировав нагрузку на стержень, изменив заряд и компоновку метаемой сборки, удалось достичь относительно равномерного распределения нагрузки на метаемую сборку по всей длине ствола, что позволило сохранить исходную форму метаемого элемента рис. 5, б.

Из приведенных результатов (рис. 2 – 4) следует, что скорость метаемых элементов не во всех экспериментах регистрируется СВЧ-радаром по всей длине ствола. Ближе к дульному срезу сигнал радара в ряде опытов обрывался. Для выяснения причины проявления этого эффекта в ствол помещался фотоприемник для фиксации свечения ионизированных

газов, прорывающихся по периметру метаемой сборки и препятствующих штатной работе радара [3].

Проведенный эксперимент подтвердил выдвинутое предположение (рис. 7). Сигнал от метаемой сборки (1) обрывается в момент, когда фотоприемник, настроенный на высокую чувствительность сигнала, зарегистрировал световое излучение в стволе (2).



1 – диаграмма скорости метаемого элемента; 2 – сигнал фотоприемника в масштабе 20 мВ/Кл; 3 – сигнал фотоприемника в масштабе 500 мВ/Кл; 4 – момент выхода метаемого элемента из ствола

Рис. 7. Типичные экспериментальные зависимости

Понизив чувствительность сигнала фотоприемника (кривая 3) можно проследить равномерное нарастание мощности излучения по мере приближения метаемой сборки к фотоприемнику до момента скачкообразного увеличения амплитуды сигнала, вызванного выходом метаемой сборки из ствола, и, как следствие, высвобождением горячих газов с увеличением силы свечения.

Зафиксировав фотоприемником момент времени начала свечения и скорость метаемой сборки с помощью радара, можно определить место, где произошел прорыв газов и, тем самым, сделать выводы о состоянии внутренней поверхности ствола, или провести коррекцию в конструкции обтюрирующих устройств метаемыхборок.

Выполненное исследование на ряде примеров продемонстрировало применение СВЧ-радара в анализе внутрибаллистических параметров выстрела.

Работа выполнена в рамках научного проекта (№ 8.214.2014) при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д. И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Прибор измерения скорости в стволе ДДС 6000: паспорт. – М.: Таис, 2010. – 8 с.
2. Патент на полезную модель №161396 заявка RU 2015127042 06.07.2015. Датчик дульной скорости/ Буркин В. В., Дьячковский А. А., Егоров А. Л., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Майстренко И. В., Рогаев К. С., Степанов Е. Ю., Чулашев А. В.
3. Поршнев С. В. Радиолокационные методы измерений экспериментальной баллистики: дис. д-ра техн. наук / С. В. Поршнев. — Нижний Тагил: Институт испытания металлов, 200

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВНЕШНЕТРАЕКТОРНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ МАКЕТА МЕТАЕМОГО ЭЛЕМЕНТА

**А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, В. В. Фарапонов, Л. В. Корольков, Е. А. Маслов,
А. С. Дьячковский, А.В. Чупашев**

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27., Тел./факс (3822) 52-95-47

E-mail: korolkov.leo@rambler.ru

Одним из основных параметров, характеризующих движение тела в воздухе, является аэродинамический коэффициент силы лобового сопротивления (C_x) [1]. В НИИПММ ТГУ разработана и реализована экспериментальная баллистическая трасса для внешнетраекторных исследований, направленных на определение аэробаллистических параметров, в том числе C_x , макетов метаемых элементов различной формы.

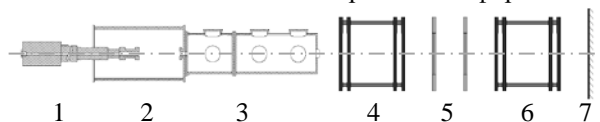


Рис. 1. Схематичное расположение основных элементов трассы

В качестве ускорителя (рис.1, 1) используется гладкоствольная баллистическая установка. На дульном срезе ускорителя предусмотрен индукционный датчик дульной скорости метаемой сборки [2]. Частично ствол утоплен в вакуумируемый глушитель (Рис.1, 2). Глушитель состыкован с секцией с иллюминаторами (Рис.1, 3) для видеосъемки и подсветки процесса разделения метаемой сборки, на выходе из которой установлен отсекающий фрагменты ведущих устройств. После отсекающего на оси метания на известном удалении друг от друга установлены два фотоэлектронных измерителя скорости ФЭБ-7М (Рис.1, 4, 6). На участке между фотоэлектронными измерителями на направляющей арматуре устанавливаются рамы с бумажными мишенями-свидетелями (Рис.1, 5), служащими при необходимости для наблюдения за пространственным положением метаемого элемента на траектории. За вторым ФЭБ-7М расположен пулеулавливающий щит (Рис.1, 7). Общая длина траектории полета элемента составляет 27 м.

Аппаратное обеспечение разработанной баллистической трассы позволяет: регистрировать давление в камере ускорителя пьезоэлектрическим датчиком давления, определять скорость метаемой сборки на выходе из ускорителя индукционным датчиком дульной скорости, производить высокоскоростную видеосъемку процессов, сопровождающих движение метаемого элемента на траектории, измерять скорость движения метаемого элемента на двух участках траектории измерителями скорости ФЭБ-7М. На открытом участке траектории, скорость метаемого элемента регистрируется СВЧ радаром.

Внешний вид ФЭБ-7М, блока синхронизации сигналов и баллистический хронометров «РУШ-МП» показан на рис 2.

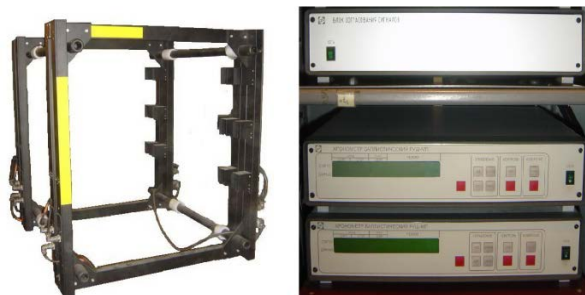


Рис. 2. Внешний вид ФЭБ-7М, блока согласования сигналов и двух хронометров «РУШ-МП»

Используемый фотоэлектронный измеритель скорости позволяет определять скорость метаемого элемента в диапазоне 100...2000м/с с относительной погрешностью не более 0.15%.

На рис. 3 показан типичный макет оперенного метаемого элемента, испытанного на баллистической трассе. Элемент изготовлен из дюралюминия с накручивающимся утяжеленным стальным наконечником.

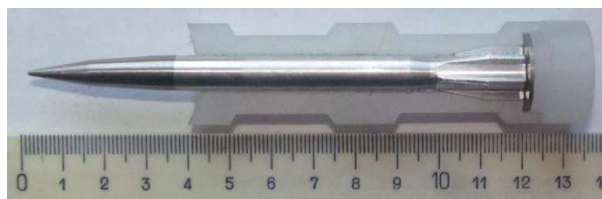


Рис. 3. Внешний вид макета метаемого элемента в сборе

Перед испытанием макет помещался в выполненное под него полиэтиленовое ведущее устройство, состоящее из пары лепестков, стальной метки, необходимой для регистрации момента пролета сборкой сечений индукционного датчика дульной скорости, и толкающего полиэтиленового поддона.

Момент раскрытия ведущих устройств перед отсекающим фиксировался скоростной видеосъемкой. На рис. 4 видно, что макет метаемого элемента движется без видимого угла атаки, а фрагменты ведущего устройства корректно отделились и не вносят дальнейших возмущений в его движение.

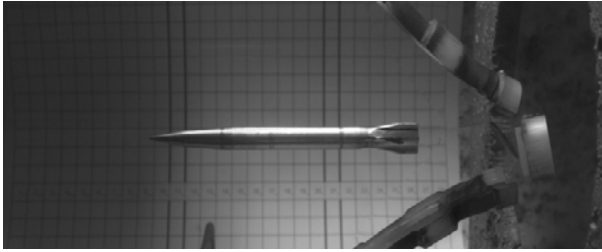


Рис. 4. Отделение фрагментов ведущего устройства от макета метаемого элемента

Для определения величины аэродинамического коэффициента силы лобового сопротивления C_x аналогичного макета метаемого элемента проведена серия из 14 испытаний. В период проведения испытаний так же регистрировались значения температуры и атмосферного давления в помещении баллистической трассы.

Определение C_x проводилось в соответствии со схемой рис.5.

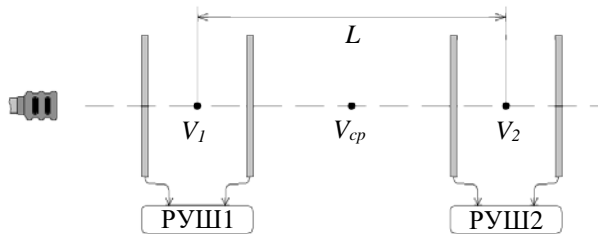


Рис. 5. Схема баллистической трассы для расчета величины C_x

Перед проведением серии испытаний, расстояние между центрами фотозлектронных измерителей скорости измерялось с помощью лазерного дальномера. Полученная величина использовалась в расчетах, как расстояние L между точками измерения скоростей V_1 и V_2 .

Среднее значение аэродинамического коэффициента силы лобового сопротивления макета C_x на рассматриваемом участке L определялось из соотношения [3]

$$C_{xcp} = \frac{2m}{\rho SL} \ln \frac{V_1}{V_2},$$

где m – масса макета метаемого элемента, S – площадь его миделева сечения, ρ – плотность воздуха в условиях опыта.

Вычисленный по этой формуле коэффициент соответствует числу Маха $M_{cp} = V_{cp} / a$,

где a – местная скорость звука, $V_{cp} = (V_1 + V_2) / 2$.

Результаты испытаний, сгруппированные по скоростям, приведены на рис. 6. Там же приведены результаты аэродинамических испытаний [4]

идентичного оперенного макета метаемого элемента, полученные на модельной аэродинамической установке ТГУ и данные, рассчитанные с использованием закона сопротивления 1958г.

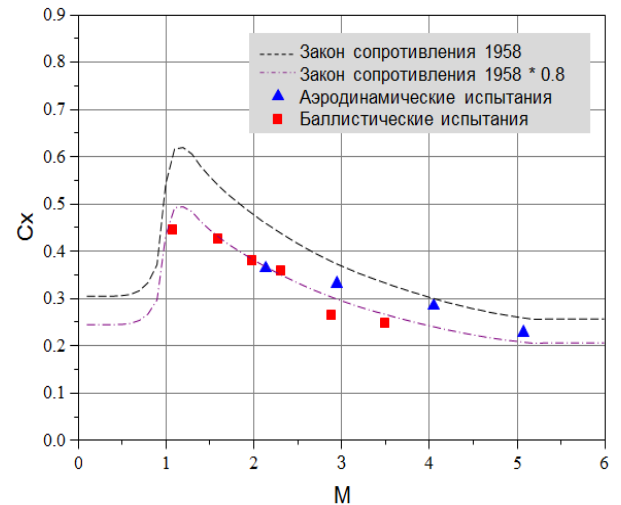


Рис. 6. Сравнение результатов испытаний оперенного макета метаемого элемента с данными аэробаллистических испытаний и законом 1958г.

Характер полученных зависимостей в целом повторяет закон сопротивления 1958г с коэффициентом формы равным 0.8.

Таким образом, разработанная экспериментальная баллистическая трасса может использоваться для определения коэффициента лобового сопротивления макетов метаемых элементов с целью прогнозной оценки протяженности их траектории при выстреле.

Статья написана рамках научного проекта (№8.214.2014), выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д. И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Коновалов А.А. Николаев Ю.В. Внешняя баллистика. М.: ЦНИИ информации. 1979. 228 с.
2. Патент на полезную модель №161396 заявка RU 2015127042 06.07.2015. Датчик дульной скорости / Буркин В. В., Дьячковский А. А., Егоров А. Л., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Майстренко И. В., Рогаев К. С., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В.
3. Практикум по аэробаллистике. В.И. Биматов, В.Д. Мерзляков, В.П. Степанов, В.В. Фарапонов. – Томск: Изд-во Томского университета, 1981. – 77 с.
4. Звегинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1 Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.

СТРУКТУРА ПОТОКА В ПРОТОЧНОМ ТРАКТЕ ПВРД

Е.А. Маслов^{1,2}, И.К. Жарова¹, Н.Н. Золоторев^{1,3}, В.В. Фарапонов³, С.Ю. Чижов²¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, НИИ ПММ ТГУ

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30³Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36E-mail: maslov_eugene@mail.ru

В настоящее время в мировой практике ракетостроения наблюдается заметная активизация работ по созданию крылатых ракет с гиперзвуковыми скоростями полета [1]. Одним из ключевых направлений в решении задачи повышении скорости полета летательных аппаратов внутриатмосферной зоны является применение прямоточного воздушно-реактивного двигателя (ПВРД) на твердом топливе [2, 3]. В ПВРД открытой схемы [3] горение твердотопливного заряда происходит в высокоскоростном потоке газов (смесь атмосферного воздуха и продуктов газификации и горения топлива).

Анализ результатов исследований скорости эрозийного горения твердых ракетных топлив (ТРТ) и скорости горения твердого горючего материала (ТГМ) в потоке окислителя в широком диапазоне чисел Маха показал, что закономерности горения топлива определяются структурой и термодинамическими параметрами обтекания потока газа [2, 3]. В процессе работы ПВРД изменяются геометрические характеристики проточного тракта двигателя вследствие выгорания заряда ТГМ. В свою очередь, изменение геометрических характеристик проточного тракта приводит к изменению структуры потока в нем.

При разработке методик расчета внутрибаллистических характеристик ПВРД (тяга удельного импульса, скорости горения ТГМ, внутрикамерного давления и т.д.) необходимым этапом является моделирование структуры и параметров потока в проточном тракте двигателя. Ввиду сложности геометрии проточного тракта, которая при этом изменяется в процессе работы ПВРД в условиях транс- и сверхзвуковых скоростей, разрабатываемые математические модели требуют верификации путем сопоставления с экспериментальными данными. Продувки реактивного двигателя связаны с большими материальными затратами, поэтому целесообразно проводить предварительные исследования на модельных двигателях.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования структуры потока в плоской и осесимметричной моделях ГПВРД в диапазоне чисел Маха $M = (1 \div 7)$.

Для исследования газодинамических характеристик обтекания проточного тракта ГПВРД схема которого приведена на рисунке 1 сверхзвуковым потоком разработаны и изготовлены два варианта конструкции моделей ГПВРД – плоская и осесимметричная, фотографии приведены на рисунке 2.

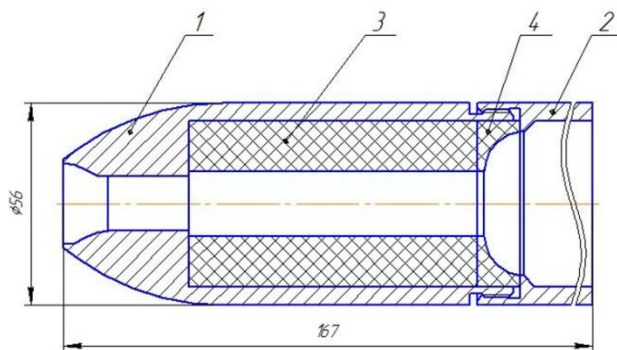
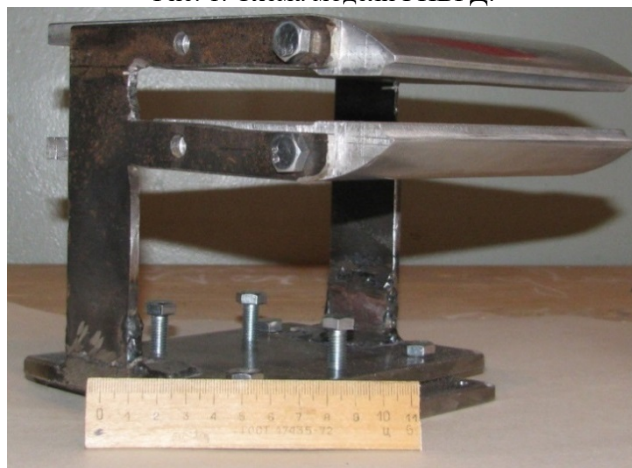


Рис. 1. Схема модели ГПВРД:



а)



б)

Рис. 2. Фотографии моделей ГПВРД: а – плоская; б – осесимметричная

При реализуемом режиме работы МАУ при значении числа $M = 5$ набегающего потока, были зарегистрированы следующие значения: давление в форкамере $P_0 \approx 3.85$ МПа (рис. 3а) и термогазоди-

намические характеристики воздушного потока за критическим сечением в проточном тракте ГПВРД – давление торможения $P'_0 \approx 0.35$ МПа (рис. 3б), статическое давление $P \approx 0.07$ МПа (рис. 3в) и температура торможения $T_0 = 98^\circ\text{C}$ (рис. 3г). Длительность работы МАУ составляет до $t_k = 3.0$ с. При продолжительности работы МАУ с значения параметров реализуемых режимов работы постоянны в течение $t_c \approx (1.5 \div 2)$ с.

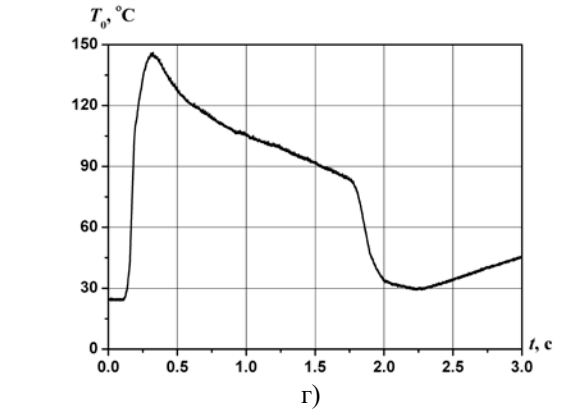
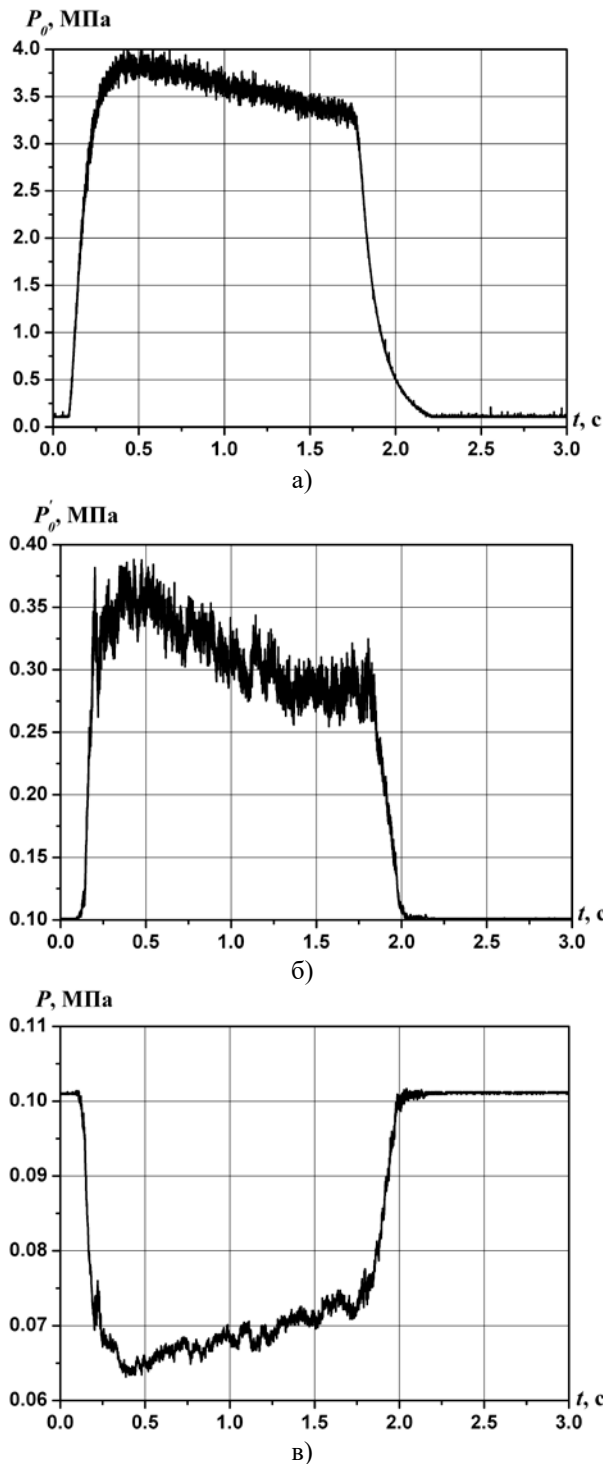


Рис. 3. Термогазодинамические характеристики в проточном тракте ПВРД: а) давление в форкамере; б) динамическое давление; в) статическое давление; г) температура торможения

По значениям давления торможения P'_0 и статического давления P зарегистрированные в одной точке за критическим сечением в проточном тракте ГПВРД рассчитывалось значение числа Маха используя формулу Рэлея, представленную ниже:

$$\frac{P}{P'_0} = \frac{\left[\frac{4k}{(k+1)^2} - \frac{2(k-1)}{(k+1)^2} M^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}}{\frac{2k}{k+1} M^2 - \frac{k-1}{k+1}}$$

где k – показатель адиабаты.

По результатам испытаний на МАУ определено значение числа Маха $M = 1.87 \pm 0.022$ за критическим сечением проточного тракта ГПВРД.

Статья написана в рамках научного проекта № 8.2.46.2015, выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2015 г.

Литература

1. Звезгинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1 Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.
2. Maslov E.A., Klochikhin V.V., Zharova I.K. Experimental Research of Supersonic Flow Around Simulating Rocket-Ramjet // MATEC Web of Conferences. Volume 23, 2015. Heat and Mass Transfer in the Thermal Control System of Technical and Technological Energy Equipment. Article number 01026 doi: <http://dx.doi.org/10.1051/mateconf/20152301026>.
3. Маслов Е.А., Жарова И.К., Фарапонов В.В., Мащев В.В., Чижов С.Ю. Физическое моделирование обтекания тел плоской и осесимметричной формы сверхзвуковым потоком // Труды Томского государственного университета. – Т. 298. Серия физико-математическая: Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики / под ред. М.Ю.Орлова. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2016. 136с. С. 84 – 88. DOI: 10.17223/9785751124199/17.

АНАЛИЗ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ НЕТРАДИЦИОННОЙ СХЕМЫ МЕТАНИЯ С КОМБИНИРОВАННЫМ ЗАРЯДОМ

В. А. Бураков, В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, А. Н. Ищенко, В. З. Касимов, К. С. Рогаев

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: rogaev@ftf.tsu.ru

Как было показано ранее в работе авторов [1], модернизация порохового метательного заряда возможна путем применения пастообразных топлив в виде верхнего полузаряда, применяемого в качестве присоединенного заряда выталкивающего снаряд в стволе. Преимущества данной технологии заключается в увеличении плотности заряжания и массы метательного заряда, и, следовательно, в увеличении энергетики метательного заряда. Использование данной технологии приводит к перераспределению энергии продуктов сгорания в заснарядном пространстве.

В данной работе при помощи математической модели и программного комплекса [2] произведена оценка предельных возможностей комбинированной схемы заряжания с использованием пастообразных топлив в условиях малокалиберной установки. При оценке считалось, что коэффициент веса снаряда $C_d=11.3 \text{ г/см}^3$. В параметрическом исследовании использовался семиканальный порох с толщиной горящего свода 0.6 мм, в качестве верхнего полузаряда использовались модельные пастообразные топлива марок Т1 и Т2.

Для получения максимальной скорости снаряда на дульном срезе при сохранении максимального давления в пределах допустимых значений было проведено параметрическое исследование. Данное параметрическое исследование можно разбить на три этапа:

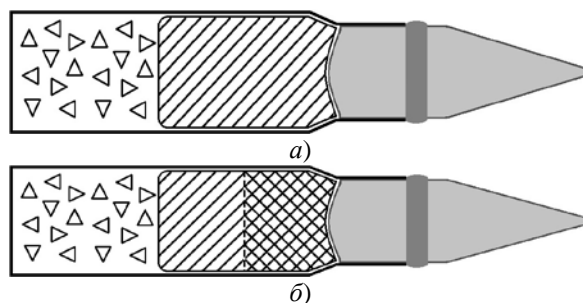
1. Выбор односоставного верхнего полузаряда (схема с модернизированным верхним полузарядом, состоящим из одного типа пастообразного топлива (рисунок 1, а)).

2. Выбор комбинированного верхнего полузаряда (схема с модернизированным верхним полузарядом, состоящим из двух типов пастообразных топлив из высокоэнергетического топлива и быстрогорящего топлива (рисунок 1, б)).

3. Подбор энергетических параметров пастообразных топлив (получение максимального прироста дульной скорости снаряда достигалось путем варьирования силы топлива (по аналогии с силой пороха) и скорости горения пастообразного топлива).

На первом этапе односоставного верхнего полузаряда при использовании, которого можно получить наибольший прирост дульной скорости снаряда. По средствам математического моделирования часть порохового заряда удалялась и освободившейся объем заполнялся пастообразным топливом. Замена порохового заряда производилась

с учетом разности плотностей заряжания. В параметрическом исследовании использовались законы горения пастообразных топлив, полученные из экспериментальных данных. В качестве верхнего полузаряда использовалось пастообразное топливо марки Т1. Данное топливо характеризуется высокой скоростью газообразования и повышенной силой топлива в сравнение с известными баллистическими порохами.



а) – схема с модернизированным верхним полузарядом, состоящим из одного типа пастообразного топлива;

б) – схема с модернизированным верхним полузарядом, состоящим из двух типов пастообразных топлив.

Рисунок 1 – Исследованные схемы заряжания

На втором этапе было получено соотношение для быстрогорящего состава марки Т1 и высокоэнергетического топлива типа Т2 входящих в верхний полузаряд который совместно с пороховым зарядом дает наибольший прирост скорости снаряда на дульном срезе. Топливо Т2 характеризуется высокой энергетикой и меньшей скоростью газообразования в сравнении с топливом Т1. На первом подходе фиксировалась масса порохового заряда и происходила замена быстрогорящего топлива Т1 на высокоэнергетическое пастообразное топливо типа Т2. Далее фиксировалась масса медленногорящего топлива и происходила замена порохового заряда на быстрогорящий состав.

На третьем этапе были показаны перспективы и направление модернизации пастообразного топлива. Данный этап можно разбить на два раздела: модернизация быстрогорящего состава и, изменение компоновки метательного заряда с модернизированным топливом; модернизация энергетических характеристик высокоэнергетического пастообразного топлива.

На первом этапе параметрических исследований был произведен поиск комбинированного

метального заряда состоящего из семиканального пороха и топлива типа Т1. Проведенное параметрическое исследование позволило получить массу верхнего полузаряда состоящего из топлива типа Т1 в модернизированном выстреле со снарядом с $C_q=11.3 \text{ г/см}^3$, при использовании которого получаем наибольший прирост дульной скорости снаряда. Данный комбинированный метательный заряд позволяет увеличить скорость снаряда на дульном срезе на 11.1 % в сравнение с классическим выстрелом при сохранении максимального давления в допустимых пределах.

Как было получено из математического моделирования для получения максимального прироста дульной скорости снаряда, массовая доля верхнего полузаряда состоящего из пастообразного топлива типа Т1 составляет 65 % от общей массы метательного заряда. Дальнейшее замена порохового заряда приводит к увеличению уровня максимального давления на дно канала ствола, превышающего допустимые значения. Это объясняется тем, что пастообразное топливо имеет слишком высокую скорость газообразования, что приводит к увеличению максимального давления на дно канала ствола.

Данную проблему можно решить несколькими способами:

1. Уменьшением скорости газообразования пастообразного топлива.
2. Создание механизма управления площадью горения.
3. Частичная замена быстрогорящего топлива на высокоэнергетическое, но медленно горящее топливо.

На данном этапе было выбран 3 вариант решения данной задачи.

В качестве начальной точки второго этапа по подбору соотношения быстрогорящего топлива и медленногорящего топлива была использована компоновка метательного заряда из расчета, полученного на первом этапе данного исследования. Как уже было сказано выше, на втором этапе параметрического исследования фиксировалась масса порохового заряда и происходила замена быстрогорящего топлива на высокоэнергетическое топливо, что привело к снижению максимального давления на дно канала ствола. Для повышения значений максимального давления на дно канала ствола в рамках данного этапа параметрического исследования производилась замена штатного порохового заряда на быстрогорящее пастообразное топливо типа Т1, при сохранении массы высокоэнергетического медленногорящего топлива типа Т2. Из расчетных данных следует, что при

замене порохового заряда на быстрогорящее топливо происходит увеличение максимального давления на дно канал ствола при увеличении дульной скорости снаряда. Данная тенденция имеет свой экстремум после, которого дальнейшая замена порохового заряда на топливо приводит к увеличению давления до значений, превышающих допустимый диапазон, при этом происходит падение скорости снаряда на дульном срезе. Это объясняется появлением не догоревшей массы топлива за период выстрела. В расчете при использовании метательного заряда из семиканального пороха (33 %), топлив типа Т1 (55 %) и типа Т2 (12 %) получено увеличение скорости снаряда на дульном срезе на 13.9 % больше по сравнению с классическим выстрелом при сохранении максимального давления в допустимых пределах.

На третьем этапе параметрического исследования рассматривались варианты модернизации энергетических характеристик пастообразных топлив. При использовании навески полученной на втором этапе параметрического исследования варьируя силой топлива и скоростью газообразования топлива получено, что при замене пороха на пастообразные с модернизированными энергетическими характеристиками топлива типа Т1 (с силой топлива увеличенной на 40 % и уменьшенной на 20 % газоприходом) и Т2 (с силой топлива увеличенной на 50 % и уменьшенной на 40 % газоприходом) возможно увеличение скорости до 21.6 %, в сравнение с классическим выстрелом. Причем максимальное давление на дно канала осталось в допустимых пределах.

Результаты проведенной работы позволили провести оценку предельных возможностей комбинированной схемы заряжания с использованием пастообразных топлив в условиях малокалиберной установки, близкой по своим характеристикам к штатным артиллерийским системам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания №2014/223 (код проекта 1362).

Литература

1. Модернизация артиллерийского выстрела в условиях установки малого калибра / В.А. Бураков [и др.] // Фундаментальные основы баллистического проектирования: материалы Четвертой Всероссийской научно-технической конференции. Санкт-Петербург, 23 - 28 июня 2014 г. – СПб., 2014. – С. 67-39
2. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК 30ММ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ СТВОЛОВ К2ТКБ 689.000

Ю.Н. Липченко, Г.В. Цымбалов, П.В. Романова

Акционерное общество «Научно-производственное объединение «Прибор»»

115519, г. Москва, ул. Кировоградская, д. 1

Богородский филиал Акционерного общества «Научно-производственное объединение «Прибор»»

142400, Московская обл., г. Ногинск, ул. Совнархозная, д.3,

E-mail: priborn@mail.ru, pribor.kis@mail.ru

Для обеспечения метрологии испытаний боеприпасов необходимо наличие качественного баллистического оружия. Аттестацию нового баллистического оружия проводили в Богородском филиале АО «НПО «Прибор» с использованием принятой партии образцовых патронов с установленными баллистическими характеристиками. Испытания первой партии баллистических стволов К2 ТКБ 689.000 в количестве четырнадцати штук были проведены в 2011 – 2012 годах. Результаты этих работ показали, что баллистические характеристики указанного оружия не соответствуют требованиям ОСТ В84-2260-86. Это означало, что изготовленные баллистические стволы К2 ТКБ 689.00 и не могут быть использованы для баллистических испытаний малокалиберных боеприпасов. Учитывая давно возникшую проблему обеспечения отрасли качественным баллистическим оружием, испытатели АО «НПО «Прибор» поставили перед собой две задачи:

- определить причины неудовлетворительных результатов испытаний;

- провести мероприятия по подготовке к успешной аттестации вновь изготовленных баллистических стволов.

С целью выполнения первой задачи был проведён ряд исследований.

1 Специалисты Богородского филиала тщательно изучили статистику аналогичных испытаний, проводимых в ЧОЗИП с 1978 по 1988 годы. Были выявлены 32 случая неудовлетворительных результатов. Согласно требованиям пункта 2.2.4 ТКБ-689.000ТУ (1978) сотрудники полигона осуществили дополнительную наработку на забракованных стволах в среднем по 50 выстрелов. После этой операции была проведена повторная аттестация баллистических стволов, и двенадцать из них признали рабочими, а два – контрольными. Остальные баллистические стволы были забракованы.

Следует отметить, что в Богородском филиале был в эксплуатации баллистический ствол, который в 1984 году не прошёл аттестацию. На протяжении четырнадцати лет его использовали для проведения

ОКР, наработка составила 1651 выстрел, после чего проведена успешная аттестация указанного ствола. Он был признан годным, использовался для испытаний ещё в течение девяти лет и вышел из строя при настреле 4275 выстрелов.

В новой редакции ТУ для К2 ТКБ 689.000 от 1989 года метод дополнительной наработки на баллистических стволах для их последующей аттестации исключён. Предположительной причиной отказа от него явилась высокая стоимость наработки и повторной аттестацией – более 500 000 руб. в ценах 2011 года.

2 С целью установления причин несоответствия баллистических характеристик стволов К2 ТКБ 689.000 был исследован продольный срез ствола (рис 1).



Рисунок 1 Продольный срез ствола К2 ТКБ 689.000

Данный ствол вышел из строя (образовалась трещина в казённой части) во время испытаний при наработке 3367 выстрелов. Ниже представлены таблица с баллистическими характеристиками ствола (таб. 1).

Характеристики ствола с увеличением настрела менялись незначительно, баллистическое оружие удовлетворяло требованиям ОСТ В84-2260-86. Однако при наработке 450 выстрелов отмечается превышение характеристик по максимальному давлению пороховых газов, что не соответствует требованиям ОСТа.

Для объяснения происходящего необходимо обратиться к теории Шарбонье. Пороховые газы разрушают канал ствола, происходит разгар внутренней части баллистического оружия.

Активнее всего разрушается место соединения затворной камеры с нарезной частью канала ствола – пульный вход. В К2 ТКБ 689.000 - переход с диаметра 32 мм на 30 мм, рис. 2. Этот процесс приводит к увеличению объема зарядной камеры, что должно вызвать снижение значений скорости изделия и давления пороховых газов. Однако в ряде случаев в процессе эксплуатации мы получаем рост начальной скорости и максимального давления.

Таблица 1. Баллистические характеристики ствола К2 ТКБ 689.000

Настрел, выстрелов	Отклонение по скорости (ΔV), %	Отклонение по давлению (ΔP), %
250	0,5	2,6
450	0,1	4,2
650	0,8	0,9
1000	0,4	0,9
1300	0,6	0,07
1700	0,8	2,5
1900	0,8	0,6
2300	0,7	0,8
2900	0,5	2,4
3100	0,1	2,3
3300	0,4	1,0



Рисунок 2. Пульный вход баллистического ствола К2 ТКБ 689.000 после длительной эксплуатации

Исследования указанного выше ствола позволило установить, что в процессе эксплуатации

разрушаемые участки пульного входа покрываются медным налётом. Его удаление стандартным способом - чистка раствором РЧС - неэффективно из-за особенности конструкции. В результате происходит накопление медного налёта, а, значит, уменьшение объема зарядной камеры, что приводит к завышенным характеристикам баллистического ствола.

В результате износа зарядной камеры ствола и изменения его объема так же происходят изменения баллистических характеристик. Ствол «занижает» начальную скорость изделия и максимальное давление пороховых газов.

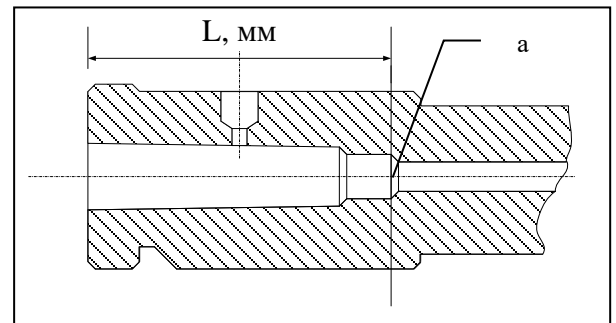


Рисунок 3. Эскиз зарядной камеры баллистического ствола К2 ТКБ 689.000, а – пульный вход.

Этот процесс был изучен с помощью разработанного сотрудниками НИИ ПММ ТГУ «Программного обеспечения для моделирования внутрибаллистических процессов внутри осесимметричной импульсной пороховой установки», проведены расчёты зависимости баллистических характеристик ствола от незначительных изменений размера L в затворной камере (рис. 4). Результаты расчётов представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Зависимость баллистических характеристик ствола К2 ТКБ 689.000 от изменения размеров затворной камеры

ΔL , мм	ΔW , мм ³	ΔV , %	$\Delta P_{кр}$, %
-5	-1284	0,15	0,81
-4	-1027	0,23	1,15
-3	-770	0,21	1,04
-2	-513	0,14	0,73
-1	-257	0,07	0,38
0	0	0	0
1	257	-0,08	-0,31
2	514	-0,16	-0,65
3	771	-0,24	-1,04
4	1027	-0,32	-1,42
5	1284	-0,42	-1,8

Изменения средней начальной скорости снаряда и максимального давления пороховых газов в Таблице 2 даны относительно

характеристик, указанных в чертеже на патроны.

При увеличении объёма зарядной камеры за счёт естественного износа пульного входа и крепёжного отверстия довести ствол до требований ОСТ В84-2260-86 в настоящее время в условиях испытательной станции не представляется возможным.

Для восстановления объёма зарядной камеры баллистического ствола в случае завышения баллистических характеристик Богородским филиалом АО «НПО «Прибор» был предложен метод по удалению части медного налёта, заключающийся в механической доработке с использованием инструмента для зачистки пульного входа. Применение метода позволяет без особых материальных затрат довести баллистические характеристики ствола до значений, указанных в ОСТ В84-2260-86.

Изменение размеров зарядной камеры за счёт накопления медного налёта устанавливается калибром (рис. 4).

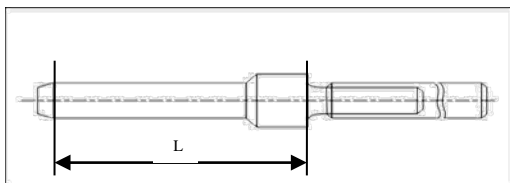


Рисунок 4. Эскиз калибра для контроля пульного входа баллистического ствола К2 ТКБ 689.000

В случае если баллистический ствол показал завышенные характеристики, проводится его проверка с помощью проходного калибра, по результатам которой принимается решение о необходимости механического удаления медного налёта в пульном входе. Для проведения этой операции был разработан специальный инструмент.

В результате применения вышеописанного метода в течение пяти лет с 2011 по 2016 год силами Богородского филиала АО «НПО «Прибор» были успешно аттестованы более двадцати новых баллистических стволов. Результаты аттестации были признаны достоверными, а стволы годными для баллистических испытаний (см. таб. 3).

Таблица 3. Зависимость баллистических характеристик, измеренных в процессе подготовки к аттестации стволов К2 ТКБ 689.000, от изменения размера L (ΔL)

Порядковый номер ствола	$\Delta L_{\text{изм.}}$ мм	$\Delta V_{0\text{ср.}}$ %	$\Delta P_{\text{макс.ср.}}$ %
1	-5,8	1,5	4,6
1	-5,6	1,4	4,2
1	-1,75	0,9	2,7
1	-1,6	0,8	1,7
2	-5,7	1,9	4,5
2	-2,4	0,6	3,4
2	-1,5	0,9	2,4
3	-5,85	1,5	4,9
3	-0,1	0,6	3,3

Изменения средней начальной скорости снаряда и максимального давления пороховых газов в Таблице 3 даны относительно установленных характеристик принятых образцовых патронов.

Предлагаемый метод так же применяется Богородским филиалом для восстановления баллистических характеристик 30мм стволов.

В 2011 году был получен патент «Способ испытаний баллистических малокалиберных артиллерийских стволов для их аттестации по результатам отстрела образцовых патронов».

В настоящее время ведутся работы по разработке аналогичного метода для 23мм баллистического оружия, аттестация новой партии которого запланирована на 2017 год.

Литература

1. К1-ТКБ-689.000ТУ, 1978, 30 с.
2. ОСТ В84-2260-86, 1986, 60 с.
3. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах, 1999, 256 с.
4. Романов В. Г., Липченко Ю.Н., Боев В.И., Патент №2482415 - Способ испытаний баллистических стволов, 2013

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ТЕЛА СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

Савкина Н.В., Скибина Н.П., Фарапонов В.В.

Томский государственный университет

634050, г.Томск, пр.Ленина 36

E-mail: uss.skibina@gmail.com

Высокие темпы развития ракетно-космической техники формируют ряд качественно новых проблем, для решения которых требуется не только проведение натурных испытаний, но и использование математического моделирования. Особое распространение данный метод исследований приобрел в решении задач авиационной и космической техники, где основной целью является определение аэродинамических характеристик с высокой точностью, а также представление полей обтекания метаемых тел и летательных аппаратов. Проведение экспериментов влечет за собой возникновение ряда трудностей и сложностей, вызванных необходимостью точного моделирования натурных условий. Стремительное развитие вычислительной техники позволяет эффективно применять численные методы решения практических задач, внедрять их в практику экспериментальных исследований и использовать полученные результаты на практике.

Численная модель, описываемая уравнениями Навье-Стокса, учитывает эффекты сжимаемости, вязкости, теплопроводности газа, является наиболее полной и реализуется в пакете вычислительных программ Ansys Fluent, позволяющем решать задачи гидрогазодинамики. Таким образом можно получить численные значения аэродинамических характеристик с высокой точностью, а также картины обтекания.

В данной статье рассмотрена задача расчета аэродинамического коэффициента лобового сопротивления на основе решения осредненных уравнений Навье-Стокса, записанных с допущениями для турбулентного течения вязкого сжимаемого газа. Описаны использованные подходы к моделированию турбулентности. Приведены расчетная сетка и необходимые граничные условия. Проведено сравнение результатов численного моделирования для тела цилиндрической формы с выточками с экспериментальными данными, полученными на баллистической трассе НИИ ПММ ТГУ и аэродинамических исследований в НИИ «Геодезии» г. Красноармейска.

Далее речь пойдет о возможности численного моделирования обтекания цилиндрического тела, формы, указанной на рис.1, с помощью пакета Ansys Fluent.

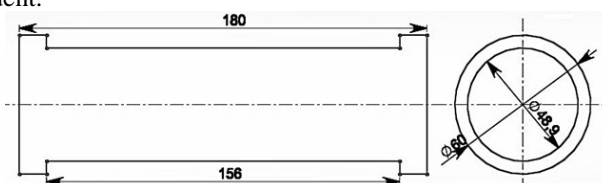


Рис.1. Геометрия обтекаемого тела

Постановка задачи

На рис. 2 приведена фотография, полученная во время эксперимента на баллистической трассе НИИ ПММ, где хорошо видно положение ударной волны, скачков уплотнения, пограничный слой и турбулентный след.

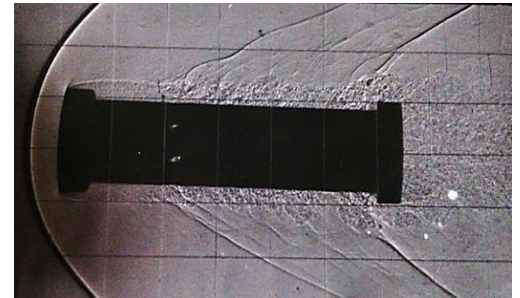


Рис.2. Визуализация обтекания цилиндра с выточками при стрельбах на баллистической трассе ($M=1,5$)

Также ранее для тел заданной формы проводились аэродинамические испытания в НИИ «Геодезии» г. Красноармейска в 1986 г, результаты которых приведены в таблице. Режим течения газа всюду считается турбулентным. Параметры атмосферы имеют указанные ниже значения:
 $T = 20^\circ \text{C}$, $p = 101325 \text{ Па}$, $\rho = 1,2054 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Таблица 1. Данные, полученные из эксперимента (скорости потока в числах Маха и соответствующие им числа Рейнольдса)

M	Re
2,03	$2,7 \cdot 10^6$
3,04	$4,2 \cdot 10^6$
4,04	$5,5 \cdot 10^6$

Течение газа описывается системой осредненных уравнений Навье-Стокса [1].

Последующая задача будет решаться при следующих допущениях:

1. Режим течения воздуха турбулентный. Для описания турбулентного характера движения воздуха используются осредненные уравнения сжимаемой вязкой жидкости и гипотеза вихревой вязкости.

2. Пренебрегаем массовыми силами.

Уравнение неразрывности имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0,$$

где ρ - плотность газа, \mathbf{U} - вектор скорости.

Уравнение сохранения импульса (уравнение движения):

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau,$$

где τ – тензор вязких напряжений:

$$\tau = \mu \left(\nabla U + (\nabla U)^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot U \right), p - \text{давление.}$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (U \cdot \tau),$$

где h_{tot} – полная энтальпия $h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2$, h – энтальпия $h = C_p T$, T – температура.

Исходная форма уравнения состояния имеет вид:

$$\rho = \frac{p_{op} + p}{\frac{R}{M_w} T}$$

где p_{op} – рабочее давление; M_w – молекулярная масса; R – универсальная газовая постоянная.

Используем следующие модели турбулентности [2]:

1. Модель Спаларта-Алмареса (S-A модель);
2. $k-\varepsilon$ модель;
3. SST-модель.

Расчетная сетка

Размеры расчетной области выбираются относительно большими, чтобы дальние граничные условия не смогли исказить поле течения вблизи самого тела. Расчетная область для пространственного (3D) случая представляет собой цилиндр.

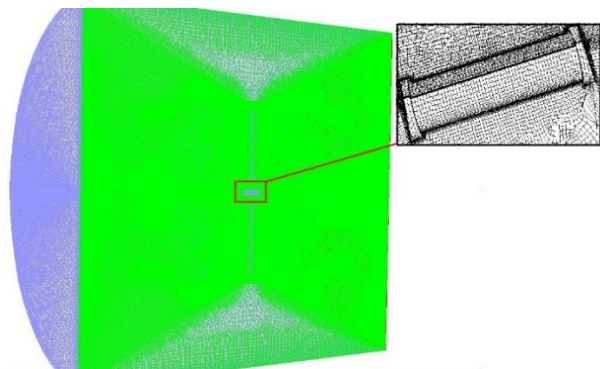


Рис.3 Вид расчетной сетки для цилиндра с выточками

Использован решатель Density-Based (по плотности), режим течения – стационарный, учтены энергия и турбулентность. Моделируется процесс обтекания тела средой, представляющей идеальный газ.

В качестве граничного условия на входной границе задаются скорость $U = U_0 \cos(\alpha)$; $V = 0$; $W = U_0 \sin(\alpha)$ [3], турбулентная интенсивность $I=5\%$, статическая температура $T = 20^\circ \text{C}$, статическое давление $p = 101325 \text{ Па}$ и коэффициент турбулентной вязкости $= 10$. На выходной границе – равенство нулю среднего статического давления по всему выходу: $p_{из} = 0$. На поверхности обтекаемого тела реализуется

граничное условие прилипания. При расчете аэродинамических характеристик рассматривается $1/2$ цилиндра, на диаметральной плоскости выставляются граничные условия симметрии: $W = 0, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, \phi = \{P, U, W, \rho, k, \varepsilon\}$.

Размеры тела указаны на рисунке выше. Условия расчета соответствуют условиям, в которых проводился баллистический эксперимент.

Для решения использован неявный метод решения уравнений Навье-Стокса. Метод расщепления потока – Roe-FDS (Roe Flux-Difference Splitting Scheme) [3].

Таблица 2. Сеточная сходимость численного расчета

Количество ячеек	C_x
984673	1,899
1094533	1,875
2567480	1,847
3645372	1,82
4987214	1,819

Результаты расчета

Из рис.4 видно, что поле распределения скоростей, полученное при расчете, совпадает с полем, изображение которого получено при эксперименте: видны ударная волна в головной части тела, скачки уплотнения, пограничный слой и турбулентный след.

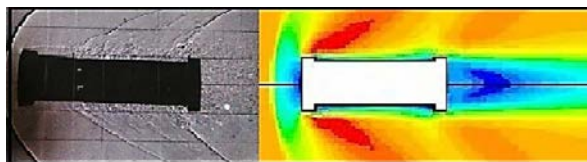


Рис.4 Сравнение результатов эксперимента и численного расчета

Можно сделать вывод, что моделирование обтекания тела с использованием расчетного пакета Fluent дает достоверный результат и его можно использовать для численного расчета аэродинамических характеристик обтекания тел цилиндрической формы при различных скоростях набегающего потока.

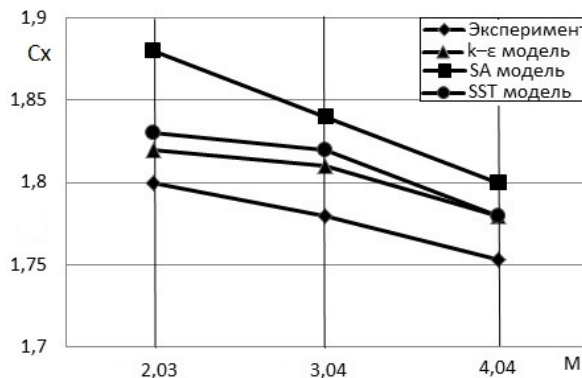


Рис.5 Графическое представление результатов расчета ($\alpha = 0^\circ$)

Таблица 3. Погрешность расчетных значений относительно результатов эксперимента

Модель турбулентности	Относительная погрешность		
	2,03	3,04	4,04
S-A модель	0,044	0,051	0,026
$k-\varepsilon$	0,011	0,034	0,015
SST модель	0,016	0,040	0,015

Из рис.5, где графически представлены результаты расчета аэродинамического коэффициента лобового сопротивления с использованием различных моделей турбулентности и данных, приведенных в таблице 3 видно, что минимальные отклонения от экспериментальных значений наблюдаются при использовании $k-\varepsilon$ модели. Отсюда можно сделать вывод, что в случае численного моделирования цилиндрического тела использование данной модели турбулентности дает наиболее точные значения.

На рис.6 показана зависимость аэродинамического коэффициента лобового сопротивления от числа Маха при угле атаки $\alpha = 3^\circ$ в сравнении с разными моделями турбулентности.

При расчете с SST моделью отклонение значений, полученных при численном расчете, от значений, полученных экспериментально не превышает 4%.

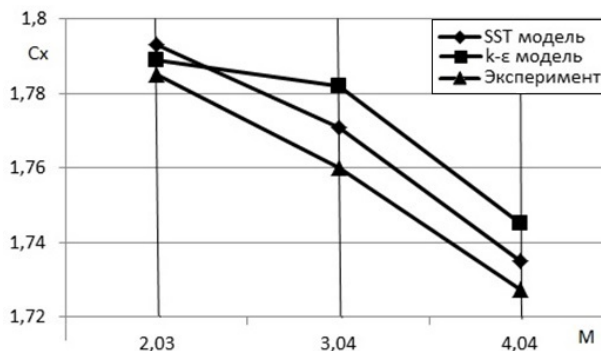


Рис.6 Графическое представление результатов расчета коэффициента лобового сопротивления ($\alpha = 3^\circ$)

На рис.7 приведена зависимость коэффициента подъемной силы (C_y) от числа Маха с учетом разных моделей турбулентности, угол атаки $\alpha = 3^\circ$.

При использовании SST модели турбулентности рассогласование коэффициента лобового сопротивления с данными эксперимента не превышает 6-7%.

В данной работе осуществлен численный расчет аэродинамических характеристик для тела цилиндрической формы – коэффициент лобового сопротивления и коэффициент подъемной силы. Представлены результаты расчета для двух углов атаки $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 3^\circ$. Приведено сравнение результатов, полученных при математическом моделировании с имеющимися экспериментальными данными.

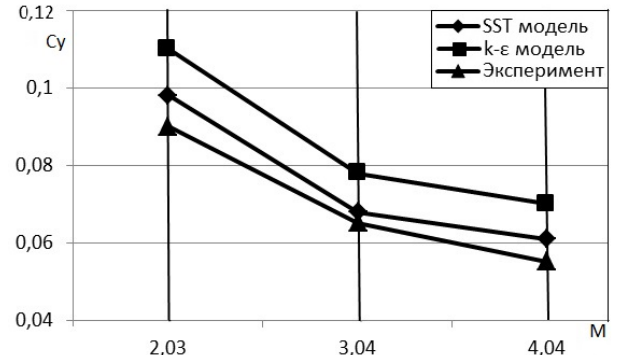


Рис.7 Графическое представление результатов расчета коэффициента подъемной силы ($\alpha = 3^\circ$)

На основании проведенной работы можно сделать вывод, что пакет расчетных программ Ansys Fluent подходит для моделирования обтекания тел цилиндрической формы, полученные значения обладают хорошей точностью. SST и $k-\varepsilon$ модели турбулентности дают наименьшие погрешности, что в дальнейшем позволяет использовать результаты расчетов для практического применения.

Литература

1. Н.В. Савкина, В. И. Биматов, Ю.Ф. Христенко. Расчет обтекания и аэродинамических характеристик конуса на основе решения прямой задачи нелинейной аэробаллистики//
2. Снегирёв А.Ю. Высокопроизводительные вычисления в технической физике. Численное моделирование турбулентных течений: Учеб. пособ. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. — 143 с.
3. ANSYS FLUENT 6.3 Documentation. Ansys Inc., 2007.

АНАЛИЗ ПОСЛЕДСТВИЙ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЧАСТИЦ НА КОРПУС ДЕСАНТНОГО МОДУЛЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Ищенко А.Н., Рогаев К.С., Саммель А.Ю., Югов Н.Т.

НИИ прикладной математики и механики ТГУ

634050, г. Томск, Ленина 36, стр. 27

E-mail: anton_sammel@mail.ru

Введение. В работе рассматривается взаимодействие конструкции лобового экрана десантного модуля (ДМ) космического аппарата с высокоскоростными частицами. Конструкции лобового экрана и защитного кожуха выполнены в виде многослойных оболочек, в частности из двух слоев углепластика с расположенным между ними слоем алюминиевых сот и теплозащитного покрытия (ТЗП) [1,2]. При выборе композиционного материала необходимо учитывать внешние условия, в которых конструкция должна эксплуатироваться. Одним из таких условий являются метеорные потоки.

Тестирование методики расчета. Расчет ударного взаимодействия высокоскоростных частиц с лобовым экраном проведен в рамках модели пористой упругопластической среды [3]. Для численного моделирования используется пакет вычисленных программ «РАНЕТ-3» [4]. Верификация математической модели и программного комплекса для данной задачи проведена путем сравнения экспериментальных данных с результатами математического моделирования.

Для выявления основных процессов, влияющих на поведение материала ТЗП при высокоскоростном ударе проведены экспериментальные исследования с применением гладкоствольной баллистической установки (рис. 1) калибром 23 мм [5].

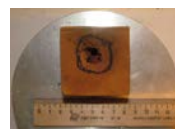


Рис. 1. Баллистическая установка

В базовом эксперименте стальной сферический элемент диаметром 3,17 мм соударялся с цилиндром из сплава ДТ16 (преградой-«свидетелем») диаметром 160 мм и высотой 70 мм (рис. 2 а) со скоростью $V_0=2674$ м/с. В тестовом эксперименте данный стальной сферический элемент соударялся с составной преградой, состоящей из образца материала ТЗП толщиной 34 мм, закрепленном на преграде-«свидетеле» (рис. 2 б). Материал ТЗП М1 представляет собой многокомпонентный высокопористый материал на неорганической основе (керамики), содержащий в качестве связующего смолу и кремнийорганический каучук, средней начальной плотностью $\rho_0 = 0,65$ г/см³ и относительным объемом пустот 66 %. Результаты эксперимента представлены в таблице 1.



а)



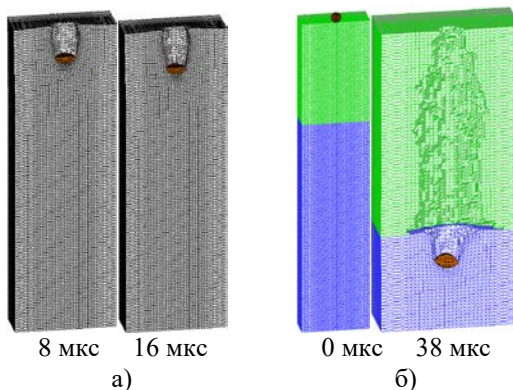
б)

Рис. 2. Вид преграды после соударения в базовом (а) и тестовом (б) экспериментах.

Таблица 1. Экспериментальные данные

Опыт	V_0 , м/с	Образец	d , мм	h , мм
1	2674	Д16Т	3,17	7,8
2	2563	М1+Д16Т	3,17	4,9

На рис. 3 (а, б) представлены результаты математического моделирования базового и тестового эксперимента. На рис. 3 (а) изображены конфигурации дюралюминиевой преграды и стального сферического ударника при взаимодействии со скоростью $V_0=2563$ м/с. Глубина кратера h в расчете 7,9 мм. Расхождение с данными эксперимента составляет 1,3 %. На рис. 3 (б) приведены конфигурации составной преграды и ударника в начальный момент времени и на момент окончания расчета при $t=38$ мкс. Скорость удара $V_0=2563$ м/с. В процессе проникания в преграду ударник взаимодействует со слоем М1, пробивает его, образуя сквозное отверстие. При этом он деформируется. В момент времени $t=38$ мкс сферический элемент останавливается, образуя в дюралюминиевом слое кратер глубиной $h=4,7$ мм. Расхождение результатов расчета с экспериментом по глубине внедрения его в преграду-«свидетель» составляет 4,1 %.



а)

б)

Рис. 3. Математическое моделирование по условиям базового (а) и тестового (б) экспериментов.

Результаты математического моделирования.

Методом компьютерного моделирования проведено исследование ударного взаимодействия метеорных частиц с различными конфигурациями лобового экрана ДМ. Метеорная частица моделируется сферическим ударником диаметром 2 мм из различных материалов.

На рис. 4 представлены данные ударного взаимодействия метеорной частицы из кремния с со слоем ТЗП (М1) толщиной 6 мм (а) и 10 мм (б) при скорости встречи 1000 м/с под углом 30°.

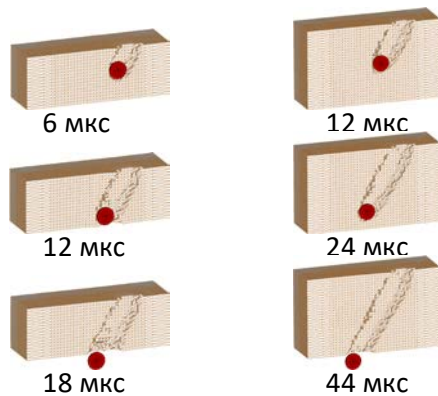


Рис. 4. Хронограмма взаимодействия метеорной частицы с ТЗП толщиной 6 мм (а) и 10 мм (б).

При данной скорости удара метеорная частица пробивает ТЗП. При этом потеря массы ТЗП составила 0,02 г. и 0,04 г. соответственно для толщины 6 мм и 10 мм. Как показали расчеты, данная частица пробивает слой ТЗП и при подходе к преграде под углом 45°. Потеря массы ТЗП при этом составляет 0,04 г. При пробитии слоя ТЗП частица из кремния остается практически не деформированной.

На рис. 5 представлены результаты расчета соударения метеорной частицы из кварца с двухслойной мишенью, состоящей из 10 мм слоя ТЗП (М1) и 1 мм слоя углепластика, при скорости 5000 м/с под углом 30° на момент окончания расчета при 16 мкс. Наблюдается пробитие слоя ТЗП и остановка остатка ударника при взаимодействии с углепластиком.

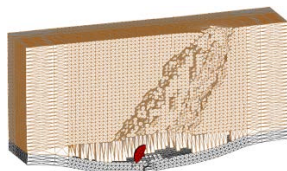


Рис. 5 Конфигурации двухслойной преграды после соударения с метеорной частицей.

Увеличение скорости удара привело к сильному разрушению кварцевой частицы. Слой ТЗП пробит. В области контакта с остатками частицы слой углепластика деформирован, но не пробит.

При математическом моделировании процессов ударного взаимодействия высокоскоростной частицы с силовым каркасом ДМ, содержащим алюминиевые соты рассматриваются несколько

вариантов. Силовой каркас представляется трехслойной пластиной, первый и третий слой которой выполнены из углепластика толщиной 1 мм каждый. Между ними располагается слой алюминиевых сот толщиной 20 мм. В связи с тем, что диаметр сот составляет от 6 до 9 мм, при нормальном соударении частицей диаметром 2 мм в первом приближении в расчетах можно пренебречь слоем алюминиевых сот и рассматривать задачу о взаимодействии высокоскоростной частицы с конструкцией из двух разнесенных мишеней. Рассмотрим соударение стальной сферической частицы с набором разнесенных преград: первая преграда состоит из 10 мм слоя М1 и 1 мм слоя углепластика, вторая – на расстоянии 20 мм из 1 мм слоя углепластика (рис. 6 а). Во втором варианте слой ТЗП выполнен из материала, представляющего собой смесь резины со стальными полыми сферами – М2 (рис. 6 б).

При нормальном соударении стальной сферической частицы со скоростью 2500 м/с происходит пробитие лобового экрана первого и второго типа. Данная частица пробивает при этой же скорости первую двухслойную преграду при углах подхода 30°, 45° и 60°.

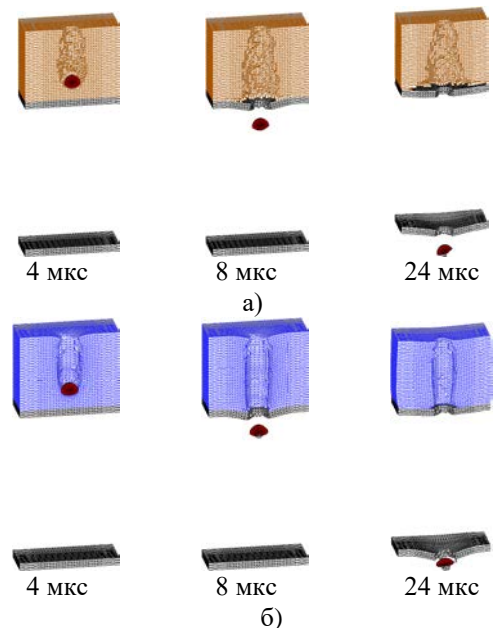


Рис. 6. Хронограмма пробития лобового экрана со слоем М1 (а) и слоем М2 (б).

Наиболее вероятный случай ударного взаимодействия высокоскоростной частицы с лобовым экраном – это удар под некоторым углом. В этом случае после пробития ТЗП и первого слоя из углепластика деформированная частица взаимодействует со стенками сот. При ударе под углом 60° ей приходится взаимодействовать со стенками алюминиевых сот до пяти раз. В связи с этим проведено моделирование процессов соударения стальных частиц с защитной конструкцией из пяти пространственно разнесенных преград под углом 60°.

Первая составная преграда состоит из 10 мм слоя ТЗП (М1), углепластика толщиной 1 мм и слоя алюминиевой фольги толщиной 0,33 мм. Вторая, третья и четвертая преграды из алюминиевой фольги толщиной 0,66 мм каждая. Пятая преграда двухслойная: первый слой алюминиевая фольга толщиной 0,33 мм, второй – углепластик толщиной 1 мм. Диапазон скоростей варьировался от 5000 м/с до 9000 м/с. При скорости удара 5000 м/с и угле подхода к мишени 60° (рис. 7) частица пробивает 4 преграды. Остаток ударника массой 0,011 г пробивает алюминиевый слой пятой преграды и останавливается при взаимодействии со слоем углепластика. Масса остатка ударника составляет 0,0069 г.

Увеличение скорости удара до 7000 м/с (рис. 8) приводит к тому, что частица полностью «срабатывается» на первых четырех экранах. Пятая преграда остается практически недеформированной.

При скорости удара 9000 м/с (рис. 9) частица полностью срабатывается на третьей мишени. Конструкция в целом не пробита.

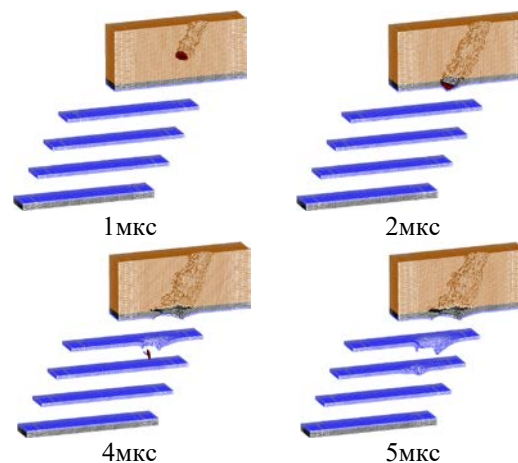


Рис. 9. Хронограмма соударения метеорной частицы с разнесенной конструкцией при $V_0=9$ км/с

Выводы. Проведенное сравнение данных математического моделирования с результатами эксперимента показало, что используемая математическая модель удовлетворительно описывает поведение материалов ТЗП в исследуемом диапазоне скоростей удара. Материалы ТЗП неизбежно разрушается при соударении с метеорной частицей. С увеличением скорости удара происходит разрушение метеорной частицы при взаимодействии с лобовым экраном при соударении под углом.

Статья написана в рамках научного проекта (№ 8.2.14.2014), выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2016 г.

Список литературы

1. Сутугин С.Е., Бирюков А.С., Макаров В.П. К вопросу о создании конструкции автоматической станции проекта «ЭКЗОМАРС-18» //Вестник НПО им. С.А. Лавочкина, 2014, №2(23), с.110-115.
2. Финченко В.С., Иванков А.А., Шматов С.И., Мордвинкин А.С. Предварительные результаты расчетных и экспериментальных исследований основных параметров аэродинамики десантного модуля проекта «ЭКЗОМАРС» //Вестник НПО им. С.А. Лавочкина, 2014, №2(23), с. 65-75.
3. Глазунова А.А., Ищенко А.Н., Афанасьевой С.А., Белова Н.Н., Буркин В.В., Рогаев К.С., Табаченко А.Н., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. Прогнозирование последствий высокоскоростного взаимодействия метеорных частиц с элементами теплозащитного покрытия // Известия вузов. Физика. 2015. Т. 58, № 11, с. 23-29.
4. Югов Н.Т., Белов Н.Н., Югов А.А. Расчет адиабатических нестационарных течений в трехмерной постановке (РАНЕТ-3) //Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2010611042. –М., 2010.
5. Бураков В. А., Буркин В. В., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В., Агафонов С. В., Рогаев К. С Экспериментальный баллистический комплекс / Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам. Заявка на патент. Рег. № 2015113676 от 13.04.2015.

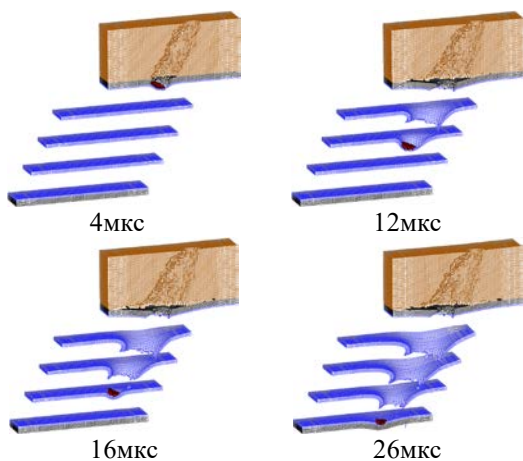


Рис. 7. Хронограмма соударения метеорной частицы с разнесенной конструкцией при $V_0=5$ км/с

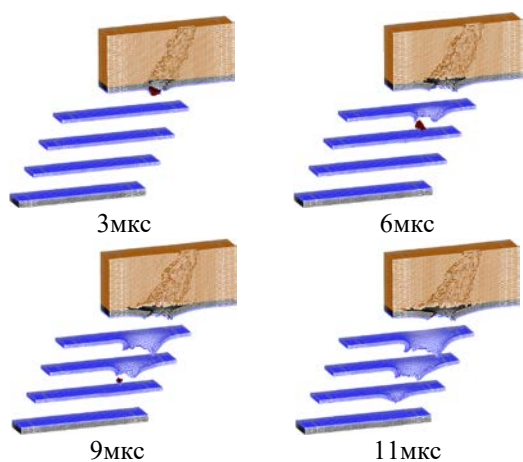


Рис. 8. Хронограмма соударения метеорной частицы с разнесенной конструкцией при $V_0=7$ км/с.

ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРГИРОВАНИЯ И ГОРЕНИЯ ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА В БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова

НИИ прикладной математики и механики ТГУ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
тел./факс: (3822) 52-96-48, E-mail: ichan@niipmm.tsu.ru

Применение моноблочных зарядов в режиме присоединенного заряда (ПЗ) является одним из путей повышения эффективности артиллерийского выстрела. Применение ПЗ в комбинированной схеме метания, когда моноблочный заряд используется со штатным зерновым зарядом, позволяет реализовать ряд преимуществ перед классической схемой, таких, как повышение плотности заряжения, перераспределение энергии в заснарядном пространстве, использование реактивного подгона метаэлемента (МЭ) [1].

Одним из перспективных направлений является использование в режиме ПЗ пастообразных топлив.

Закон послойного горения новых топлив определяется разработчиком в манометрических опытах. Закон горения и диспергирования топлива в баллистических опытах определяется при обработке данных, полученных в этих опытах.

Для описания внутрибаллистических процессов использовалась математическая модель, разработанная в отделе 70 НИИПММ ТГУ.

При проведении расчетов предполагаем, что в процессе выстрела топливо диспергирует на продукты горения и частицы с толщиной горящего свода $2e_1$. Степень начального выгорания топлива во фронте диспергирования ψ_0 .

Считаем, что его послойное горение и диспергирование происходит в две и стадии (или больше), начинающиеся при достижении импульсом давления на фронте горения ПЗ

$$I_t = \int_{t_0}^t P_1 dt$$

характерных значений I_{31} и I_{32} . Считаем, что скорость диспергирования является степенной функцией давления P_1 в газе на фронте:

$$\begin{aligned} u_s &= 0, & \text{при } I_t < I_{31}, \\ u_s &= B_{s1} P_1^{v_s}, & \text{при } I_t \geq I_{31}, \\ u_s &= B_{s2} P_1^{v_s}, & \text{при } I_t \geq I_{32}, \end{aligned} \quad (1)$$

где B_{s1} , B_{s2} – коэффициенты, определяемые для каждой стадии диспергирования ПЗ, зависящие от состава топлива и начальной температуры; v_s – показатель степени.

Скорость послойного горения диспергированных частиц

$$u_c = B_c P_1^{v_c}.$$

Величины ψ_0 , v_s , B_{s1} , B_{s2} , I_{31} , I_{32} , B_c , v_c определяем как параметры согласования расчетных и экспериментальных данных (максимальное давление в зарядной камере P_{\max} , дульная скорость V , форма кривых $P(t)$, $V_c(t)$).

Рассмотрим серию опытов с комбинированной схемой выстрела с ПЗ из топлива ПТ одинаковой массы ($m_{ПЗ} = 100$ г) и метаэлементами (МЭ) различной массы ($q_1 = 50$ г, $q_2 = 135$ г, $q_3 = 400$ г). Полученные законы скорости диспергирования топлива $u_s(P)$ различны для МЭ разных масс (рис. 1).

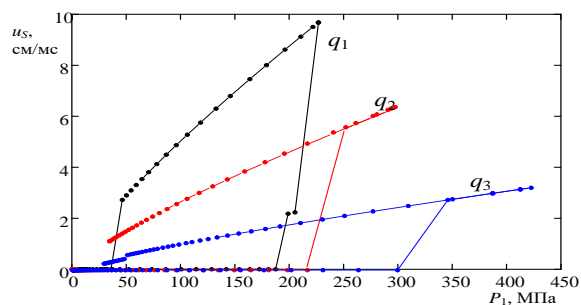


Рис.1 – Зависимость скорости диспергирования от давления

Для прогнозирования результатов других опытов необходим универсальный закон диспергирования. Предположим, что скорость диспергирования зависит от ускорения сборки ПЗ+МЭ. Используя результаты предыдущих расчетов, построим для данных экспериментов зависимость скоростей диспергирования u_s от dV_c/dt (рис. 2).

Видно, что разброс кривых существенно меньше,

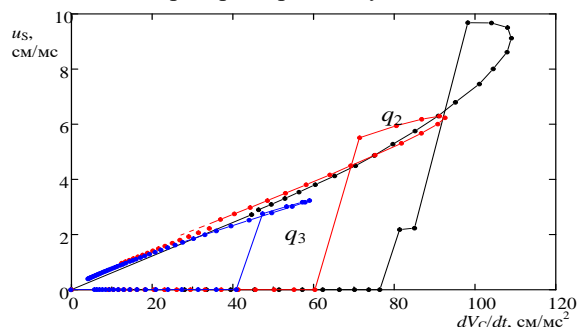


Рис.2 – Зависимость скорости диспергирования от ускорения

т.е. предположение обоснованно. Скорость диспергирования в большей степени зависит от ускорения или возможно от градиента давления в ПЗ dP_s/dt .

$$\frac{dV_c}{dt} = \frac{(P_{s1} - P_{s2})S}{m} = \frac{P_{s1} - P_{s2}}{l_{ПЗ}} \frac{1}{\rho} = \frac{dP_s}{dt} \frac{1}{\rho},$$

где P_{s1} , P_{s2} – давление на левой и правой границе ПЗ $l_{ПЗ}$ – длина ПЗ, ρ – плотность топлива.

Предлагается использовать закон диспергирования в виде:

$$\begin{aligned} u_s &= 0, & \text{при } I_t < I_3, \\ u_s &= B_s P_1^{v_s} + A_s \left(\frac{dV_c}{dt} \right)^u, & \text{при } I_t \geq I_3, \end{aligned} \quad (2)$$

Скорость горения диспергированных частиц определялась по такой же формуле, как в предыдущем случае.

Для данной серии опытов получен единый закон диспергирования с меньшим числом параметров согласования I_3 , B_s , v_s , A_s . При этом достигалось одинаково хорошее согласование экспериментальных и расчетных данных (рис 3), изменение скорости диспергирования (1) и (2) от времени различались незначительно (рис 4).

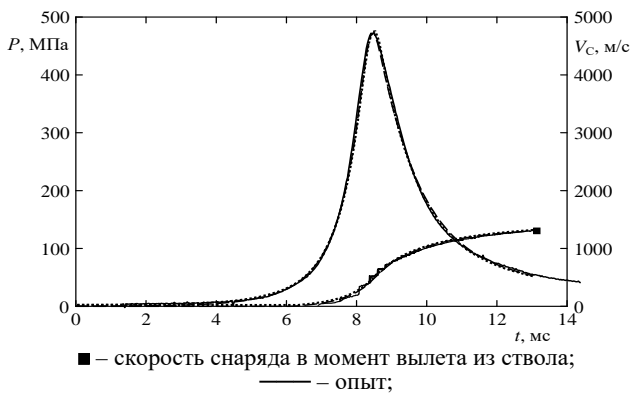


Рис. 3 – Зависимость давления в зарядной камере и скорости снаряда в стволе от времени

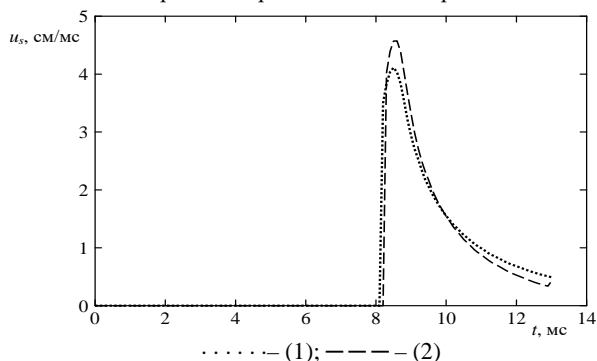


Рис. 4 – Изменение скорости диспергирования от времени

Полученный закон позволяет прогнозировать результаты других опытов с разными массами МЭ и ПЗ при использовании данного топлива ПТ-1 в комбинированной схеме метания.

Аналогичные расчеты проведены для баллистического опыта, где в ПЗ использовалось быстрогогорящее топливо БПТ (рис. 5, 6)

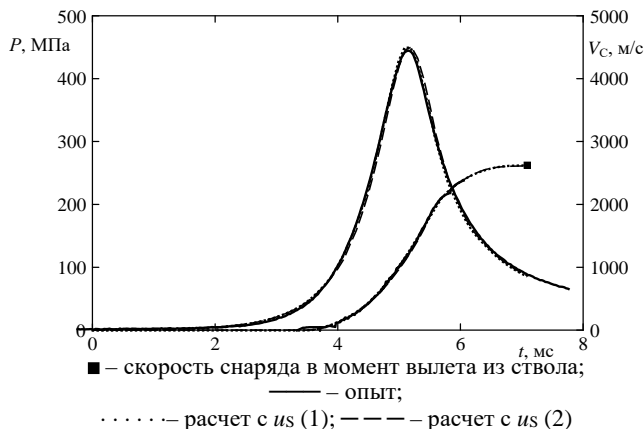


Рис. 5 – Зависимость давления в зарядной камере и скорости снаряда в стволе от времени

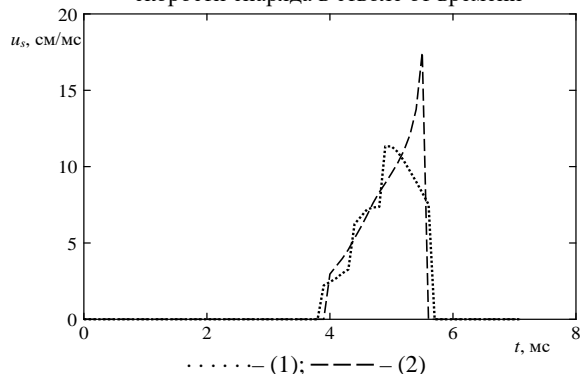


Рис. 6 – Изменение скорости диспергирования от времени

Скорость горения топлива продолжает расти, когда давление начинает падать, поэтому закон диспергирования (1) состоял из 3 стадий. При использовании закона (2) в одну стадию получено хорошее совпадение расчетных и опытных данных.

Рассмотрим баллистические опыты с одинаковыми зарядами и МЭ с использованием в ПЗ топлива ПТ. Один с воспламенением заряда с помощью ЭКВ, другой с электротермохимическим (ЭТХ) способом инициирования заряда, с возможностью управления баллистическими параметрами выстрела. При введении в заряд высокотемпературной плазмы уменьшается время воспламенения заряда, увеличивается давление в камере заряжения и дульная скорость МЭ [3].

Определим, как описано ранее, законы горения топлива по закону (1) и построим для этих опытов расчетные зависимости $u_s(P)$. Видно, что законы разные (рис. 7). Однако плазма непосредственно не воздействует на большую часть топлива ПЗ, значит, закон горения не должен зависеть от уровня введенной энергии.

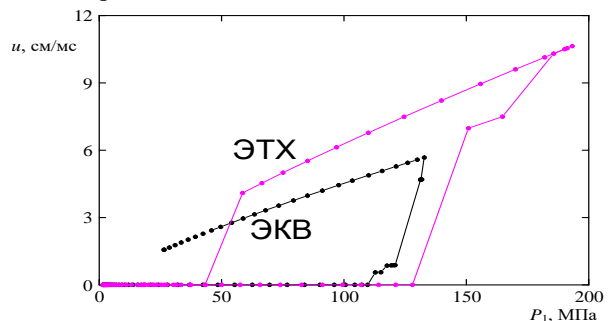


Рис. 7 – Зависимость скорости диспергирования от давления

В виде (2) можно получить универсальный закон горения для опытов с ЭТХ и ЭКВ.

Полученные результаты позволяют предположить, что ЭТХ регулирование горения пастообразного топлива происходит за счет изменения горения порохового заряда. Следовательно, при обработке и прогнозировании опытов с ЭТХ регулированием важно моделирование ввода энергии, воспламенения и горения пороховой части заряда.

Таким образом, в данной работе предложен закон горения и диспергирования топлива ПЗ с введением слагаемого, учитывающего влияние ускорения метаемой сборки ПЗ+МЭ. А также способ его определения путем проведения и обработки модельных экспериментов с МЭ разной массы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1362).

Список литературы:

- 1 Барышев М.С., Бураков В.А., Ищенко А.Н. и др. Анализ возможностей применения присоединенного заряда из пластизольного топлива // Докл. IV Всерос. науч. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск, 2004. С. 65–66.
- 2 Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: учебное пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2015. – 72 с
- 3 Барышев М.С., Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М., Хоменко Ю.П., Широков В.М. Применение плазмотрона для инициирования зарядов баллистических установок // Химическая физика и мезоскопия. 2006. Т. 8. № 1. С. 46–52

ОПТИМИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО МЕТАНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕНЕТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА

Сафронов А.И.

Тольяттинский государственный университет
445020, г. Тольятти, ул. Белорусская, 14
тел/факс (8482)539343, E-mail: safr.a@mail.ru

Для повышения скоростей метания элементов с использованием баллистических систем возможно применение схемы выстрела с присоединённым зарядом (СПЗ) [1]. Решение прямой задачи внутренней баллистики (ПЗВБ) проводится в газодинамическом приближении [2] с использованием комбинированной системы координат [3]. При этом значительно повышается число подбираемых параметров для получения высокой скорости метаемого элемента при заданном максимальном давлении на дно канала системы, по сравнению с параметрами подбора для классической схемы метания.

Исследование функциональной зависимости скорости метаемого элемента от используемых параметров показало, что функция не является монотонной и имеет достаточно большое количество локальных оптимумов, несмотря на это, проводились попытки оптимизировать параметры систем СПЗ с использованием метода покоординатного спуска [4], которые показали хорошие результаты. Однако наличие сложной функциональной зависимости скорости метания от параметров схемы выстрела обуславливает необходимость применения эволюционных алгоритмов для оптимизации параметров систем СПЗ [5].

Процессы, протекающие в системах СПЗ, зависят от следующих параметров:

- геометрия системы – сюда относятся характеристики конкретной рассчитываемой системы, в том числе длина ствола, площади сечений ствола в различных точках, а также начальные положения подвижного поршня и метаемого элемента;
- массы основного и присоединённых зарядов системы;
- импульсы энергетических составов основного и присоединённого заряда;
- масса подвижного поршня и метаемого элемента;
- время задержки воспламенения присоединённого заряда.

Конечно, это далеко не полный перечень параметров, которые могли бы повлиять на скорость метаемого элемента, но наиболее существенные с точки зрения моделирования процессов в системах СПЗ. Остальные параметры могут быть учтены при проведении дальнейших исследований.

Постановка задачи оптимизации заключается в следующем. Необходимо найти

параметры рассматриваемой системы калибра 30 мм, при которых дульная скорость метаемого элемента была бы максимальна, при следующих ограничениях:

давления газов в камере системы не должно превышать 500 МПа;

давления газов в стволе системы не должно превышать 1000 МПа;

плотность заряжения не должно превышать 0,9 кг/дм³;

масса подвижного поршня должна находиться в пределах от 50 до 100 г;

время задержки воспламенения присоединённого заряда должно быть меньше времени выхода метаемого элемента из канала ствола.

При этом будут варьироваться следующие параметры: масса основного заряда (ω_0), масса присоединённого заряда (ω_1), импульс энергетического состава основного заряда (I_{k0}) и присоединённого заряда (I_{k1}), время задержки зажигания присоединённого заряда (T_3) и масса подвижного поршня (Q). Или в виде формулы: $U(\omega_0, \omega_1, I_{k0}, I_{k1}, T_3, Q) \rightarrow \max$

Ограничения для $\omega_0, \omega_1, I_{k0}, I_{k1}, T_3, Q$ линейные, а нелинейные ограничения на давления задаются с помощью формулы:

$$G_i = \frac{\max p_i}{h_i} - 1 \leq 0, \quad \text{где } i = 0, \dots, 3.$$

h_0, h_1, h_2, h_3 – ограничения по давлениям на соответствующих границах расчётных областей.

Основа применения генетических алгоритмов для поиска оптимальных решений лежит в применении принципов эволюции биологических систем при решении технических задач. Для генетических алгоритмов характерны такие заимствованные из биологии понятия как особь, популяция, хромосома и тому подобные. Существуют общие закономерности характерные для генетических алгоритмов, однако каждая задача требует в этом плане индивидуального подхода и является отдельным исследованием.

При формировании начальной популяции каждая особь случайным образом получает набор хромосом характеризующих параметры системы с учетом фиксированных границ. В подпроцессе вычисления приспособленности происходит решение ПЗВБ для данных параметров, результатом решения становятся скорость метаемого элемента и максимальные значения давления в четырех разных точках: на дне ствола (P_0), на подвижном поршне слева (P_1), на подвижном поршне справа (P_2), и на метаемом элементе (P_3).

При превышении максимальных значений давления по сравнению с допустимыми, происходит

уменьшение приспособленности системы с использованием штрафной функции вида:

$$F = u_d - \sum_{i=1}^4 K_i [\max[0, G_i]]^2,$$

где u_d – дульная скорость, K_i – штрафные коэффициенты.

После вычисления приспособленности выполняется отбор особей, приспособленность которых выше средней, все остальные особи отбрасываются.

Оставшиеся особи учувствуют в скрещивании для повышения численности популяции до постоянного значения. Далее случайные 0,5% особей популяции мутируют – случайный бит из набора особи инвертируется. После этого производится расчет приспособленности особей, которые вновь появились при скрещивании мутировавших особей.

Такой алгоритм позволяет не проводить лишних вычислений, при этом, самым ресурсоемким процессом данного алгоритма является решение ПЗВБ. Далее при достижении заданных условий происходит выход или, в ином случае, управление передается на осуществление отбора и так далее. В качестве условий выхода могут быть использованы различные подходы. В нашем случае условие выхода выбрано сложным. Программа выводит на печать параметры лучших 10% решений через каждое из поколений, и пользователь решает, следует ли продолжить поиск оптимума или прекратить. В таблице 1 приведены результаты оптимизации.

В результате оптимизации были получены параметры системы, начальная скорость метаемого элемента которой значительно превышает скорости, полученные для классических систем с теми же ограничениями. В итоговом результате давления P_1 , P_3 , P_4 приблизились к заданным граничным значениям, давление P_2 находится в пределах 15% от максимального.

При оптимизации параметров этой же системы методом циклического покоординатного спуска в тех же безразмерных единицах была получена оптимальная скорость $U = 1,4461$.

Таким образом, показана эффективность применения генетического алгоритма для оптимизации параметров систем СПЗ.

Таблица 1. Результаты оптимизации с использованием генетического алгоритма

Управляющие параметры и показатели	\bar{x}_H	\bar{x}_B	\bar{x}_1	\bar{x}^*
Параметры:				
ω_1 , г	100	132	118,5	115
ω_2 , г	75	104	90,5	90
I_{k1} , МПа·с	0,250	0,600	0,3393	0,2767
I_{k2} , МПа·с	0,080	0,180	0,1197	0,1141
Q , г	50	100	0,027	75,4
T_3 , мс	0,1	5,0	2,210	2,107
Показатели:				
U , б/р	–	–	1,4010	1,5023
P_1 , б/р		0,235	0,327	0,233
P_2 , б/р		0,235	0,275	0,205
P_3 , б/р		0,524	0,387	0,504
P_4 , б/р		0,524	0,440	0,522

где б/р обозначены безразмерные параметры;

x_1 – столбец результатов подбора первого поколения; x^* – столбец итоговых результатов подбора.

Литература

1. Сафронов А. И. Анализ и баллистическое проектирование лабораторной установки малого калибра с присоединенными камерами подгона/ А. И. Сафронов, В. А. Зоркин, В. В. Потапенко // Вестник самарского государственного аэрокосмического университета им. академика С.П. Королёва. - 2011. - №3-2. - с. 266-270.
2. Газодинамические основы внутренней баллистики/ С. А. Бетехтин, А. М. Виницкий, М. С. Горохов и др. – М.: Государственное издательство оборонной промышленности, 1957 – 386 с.
3. Комаровский Л. В. Баллистика ствольных систем с ускоряемыми камерами подгона/ Л. В. Комаровский, А. И. Сафронов // Наука – производству. – 2004. - №8. – с. 30-32.
4. Бутов В. Г. Оптимизация параметров системы для повышения скоростей метания элементов/ В.Г. Бутов, А. И. Сафронов, Н. М. Симонова // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2005. №11. – с.58 – 61.
5. Поляхов Н. Д. Оптимизация распределения потоков мощности в энергосистеме с помощью генетических алгоритмов/ Н. Д. Поляхов, И. А. Приходько, И. А. Рубцов, И. В. Швыров// Современные проблемы науки и образования. – 2012. - №3. – с.170.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ВЫСТРЕЛОВ С РАЗДЕЛЕНИЕМ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА

Вандакуров А.Н.¹, Гуськов А.В.², Кислин М.А.³, Милевский К.Е.⁴, Сафронов А.И.⁵, Шальнев В.А.⁶

^{1,3}АО Новосибирский механический завод «Искра»

630900, г. Новосибирск, ул. Чекалина, д.8

тел/факс (383) 2747682, E-mail: kislin60@yandex.ru

^{2,4,6}Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Новосибирский государственный технический университет»

630073, г. Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20

E-mail: conf_npo@craft.nstu.ru

⁵Тольяттинский государственный университет

445676, г. Тольятти, ул. Белорусская, 14

тел/факс (8482)539343, E-mail: safr.a@mail.ru

Для повышения скорости полёта пули за счёт увеличения полной массы метательного заряда без превышения максимального давления пороховых газов можно использовать подход, заключающийся в разделении заряда патрона на несколько частей. На практике, заряд патрона можно делить на 2 части (бинары), на 3 (тринары) и на 4 (кватра), соответственно. Патрон тринар, например, снаряжался следующим образом: в пластмассовую капсюлированную гильзу калибра 12/70 фирмы Шеддит, Италия, с капсюлем-воспламенителем CX-2000, засыпался основной метательный заряд из пороха «Сокол» (масса 1,1 г). Сверху на основной метательный заряд устанавливалась картонная диафрагма с наружным диаметром 19 мм. Затем засыпалась дополнительная часть метательного заряда из пороха VectanAS (масса 1,0 г). Сверху устанавливалась аналогичная картонная диафрагма. Затем засыпалась вторая дополнительная часть метательного заряда из пороха VectanAS (масса 0,9 г).

Затем в гильзу помещался пых-обтюратор и пуля. Гильза патрона заделывалась методом «завальцовка». Высота снаряженного патрона составляла 64 мм. Конструкция пули аналогична конструкции пули патрона «МОНО».

При отстреле 20 штук патронов «Тринар», из самозарядного ружья МР -153, с измерением скорости полета пули на расстоянии 2,5 м от дульного среза с помощью цифрового электронного хронографа, получена средняя скорость пули 632 м/с, что обеспечивает кинетическую энергию пули на расстоянии 2,5 м равную 4600 Дж, вместо 3300 Дж, как у «МОНО».

При стрельбе самозарядное ружьё МР-153 надёжно функционировало и не получило никаких повреждений, что говорит о допустимом давлении пороховых газов при выстреле (на уровне 1000 бар).

Для выбора конструкции нового патрона

были проанализированы экспериментальные данные по высокоскоростным патронам, приведенные в работах [1-7].

Впервые задача метания, соответствующая решаемой с учётом задержки зажигания частей заряда, была поставлена В.Н. Вилюновым в 1969 г. Была показана эффективность «Эстафетной» схемы с одним присоединённым к метаемому элементу зарядом.

В работе [8] представлена схема метания с присоединёнными зарядами (СПЗ) для высокоскоростного метания в баллистических системах, представленная на рис.1.

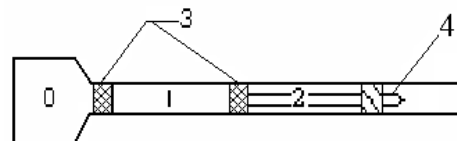


Рис.1.Схема метания СПЗ: 0—камера основного заряда; 1—область первого присоединённого заряда; 2 — область второго присоединённого заряда; 3 – поршни; 4 – метаемый элемент

Подобный подход можно использовать при теоретическом анализе баллистических возможностей патрона с разделением его заряда на различное число частей для охотничьего ружья МР – 153 с патронником размера 89 мм, в частности на 3 части (тринар).

Для удобства проведения расчётов используется комбинированная система координат, связанная с дном патрона и с двумя перегородками рис.2. Решение проводится на основе модели газопороховой смеси [8]. В [9] приведено решение задачи подгона метаемого элемента на баллистической системе с одним присоединённым зарядом при использовании модели гетерогенных сред.

Считается, что вначале воспламеняется часть заряда в области 0, сборка – перегородки, оставшиеся части заряда и метаемый элемент (пуля или дробовой заряд) начинают движение как единое целое. Затем, через определённое время задержки зажигания, воспламеняется часть заряда в области I. Заряд в области II воспламеняется через определённое время задержки зажигания после срабатывания заряда в области I. За счёт такой схемы последовательного

срабатывания частей заряда при общей массе заряда равной штатной массе заряда в патроне понижается максимальное давление пороховых газов в патроннике, и суммарный заряд может быть увеличен без превышения допустимого максимального давления для используемого ружья. Импульсы частей заряда подбирались под заданное максимальное давление 1050 бар в патроннике ружья МР – 153.

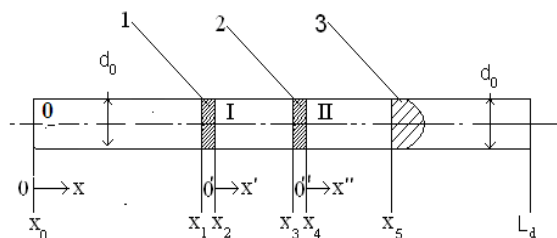


Рис. 2. Расчётная схема СПЗ с зарядом, разделённым на три части (тринар): 0, I, II – области, где располагаются части разделённого заряда; 1 – первая перегородка; 2 – вторая перегородка; 3 – пуля или дробовой заряд; d_0 – диаметр цилиндрического канала ружья; L_d – длина ствола с учётом длины патронника

При расчёте тринара получено максимальное давление пороховых газов равно 1044 бар в области 0 (рис.2). Расчётное время начала воспламенения части заряда в области I равно 0,25 мс. Максимальное расчётное давление пороховых газов в области I равно 1080 бар. Такое же расчётное максимальное давление получено и во II области. Расчётное время начала воспламенения части заряда в области II равно 0,41 мс.

Все максимальные давления расчётных областей приходятся на область патронника. Таким образом, реализуется большее наполнение индикаторной диаграммы

максимума по сравнению с длительностью максимума давления в варианте «МОНО».

Расчётная скорость пули массой 24 г равна 628 м/с на срезе ствола ружья.

Таким образом, рассмотрена баллистика выстрелов с разделением порохового заряда на три части (тринар), позволяющая существенно повышать скорости метаемых элементов из охотничьего ружья МР – 153.

Литература

1. Нореика Р.М. «Стрелковое тестирование нового серийного высокоскоростного патрона «Искра-М» оружейный журнал «Калашников». Оружие, боеприпасы, снаряжение, №10, Санкт-Петербург: ООО «Азимут» 2014, с.54- 57.
2. Зыков В.А., Кислин М.А., Сысков С.П. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на изобретение RU 2512815, 28.12.2012.
3. Кислин М.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на изобретение RU 2512815, 18.10.2005.
4. Кислин М.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на полезную модель RU 102103, 04.10.2010.
5. Дяттерев М.Е. «Высокоскоростные пулевые патроны «Искра-М» для гладкого ствола». Российский оружейный журнал «Калашников» Оружие, боеприпасы, снаряжение, №4, Санкт-Петербург: ООО «Азимут» 2014, с.62-67.
6. Дяттерев М.Е. «Высокоскоростной патрон с разделённым пороховым зарядом «Искра-М». Российский оружейный журнал «Калашников» Оружие, боеприпасы, снаряжение, №3, Санкт-Петербург: ООО «Азимут» 2011, с.11
7. Кислин М.А., Маликов А.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на полезную модель RU 152680, 10.06.2015.
8. Комаровский Л.В., Сафронов А.И. Использование нетрадиционной схемы метания в баллистических системах // Международная конференция по математике и механике: Избранные доклады / Под общ. ред. Н.Р. Щербакова. Томск, 2003. С.182–187.
9. Сафронов А.И., Потапенко В.В. «Анализ и баллистическое проектирование системы с присоединенной камерой подгона». Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета. №3(19), 2009 г, с. 212-216.

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ ЭЛЕКТРОТЕРМОХИМИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ ВЫСТРЕЛА

В.В. Буркин, А.И. Зыкова, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, Н.М. Саморокова,
А.Д. Сидоров

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ
Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, 634050
E-mail: alex_sid92@mail.ru

Схема электротермохимического управления баллистическими параметрами выстрела (ЭТХ схема выстрела) позволяет сократить время воспламенения топлива, повысить скорость его горения, а также максимальное давление и дульную скорость метаемого элемента (МЭ) по сравнению с классической схемой заряжания. В ЭТХ схеме пороховой заряд воспламеняется при помощи введенной высокотемпературной плазмы, образующейся при испарении тонкого проводника в плазмотроне при протекании по нему тока сильного разряда. Общий вид установки, реализующей ЭТХ схему, показан на рис. 1.

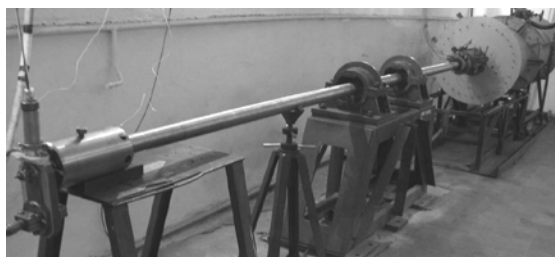


Рис. 1. Установка ЭТХ схемы выстрела

В серии экспериментов по ЭТХ схеме выстрела были зарегистрированы основные баллистические и электрофизические параметры: давление в камере сгорания $P(t)$, скорость МЭ $V(t)$ и дульная скорость МЭ V_d (рис. 2), напряжение $U(t)$ (рис. 3) и ток на разрядном промежутке $I(t)$ (рис. 4). Вопреки ожиданиям, в данной серии обнаружено снижение дульной скорости и максимального давления при увеличении уровня введенной энергии.

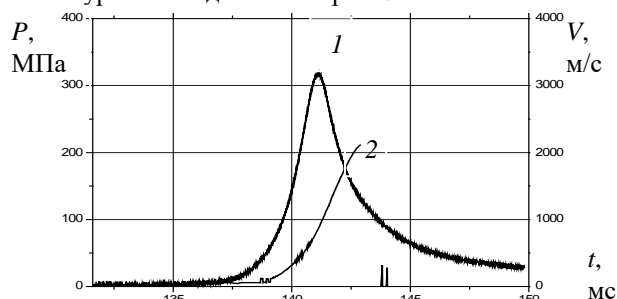


Рис. 2. Типичные экспериментальные зависимости давления (1) и скорости МЭ (2) от времени

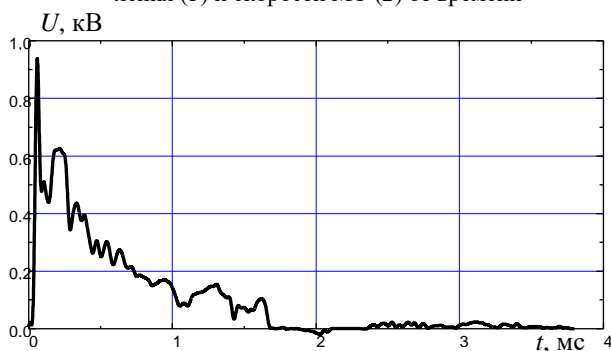


Рис. 3. Типичная зависимость напряжения от времени

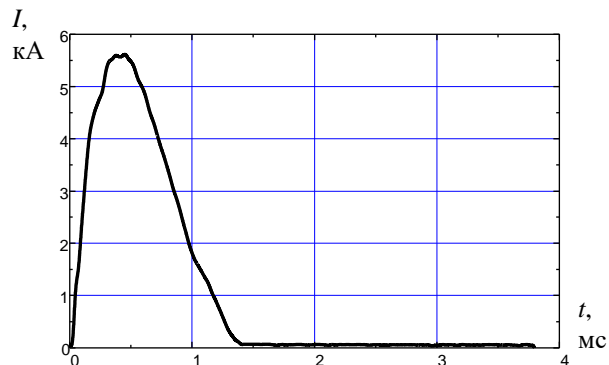


Рис. 4. Типичная зависимость тока от времени

Энергия, введенная к моменту времени t (рис. 5):

$$q(t) = \int_0^t U(t)I(t)dt \quad (1)$$

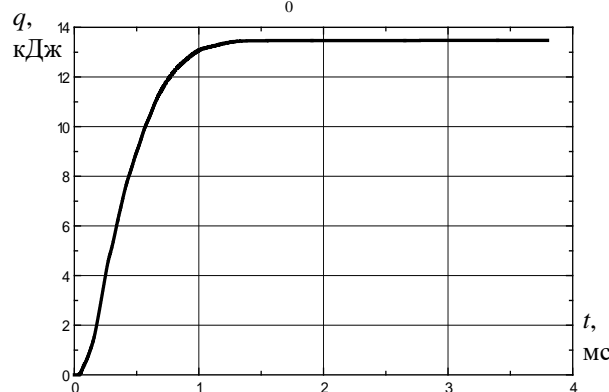


Рис. 5. Зависимость введенной энергии от времени

Вся энергия, введенная в эксперименте за время электроввода t_3 :

$$Q = \int_0^{t_3} U(t)I(t)dt \quad (2)$$

В НИИ ПММ ТГУ разработан аппарат математического моделирования внутрибаллистических процессов [1]. Он позволяет решать прямую задачу внутренней баллистики, определить все газодинамические параметры выстрела.

В программе газодинамического расчета внутрибаллистических процессов в ствольных системах, [1], ввод электроэнергии в пороховой заряд можно учесть разными способами. Одним из них является введение условного быстрогорящего топлива (УБТ), представленное ранее в [2]. Оно представляет собой отдельную фракцию заряда, скорость горения которой на несколько порядков выше скорости горения реального пороха. Практическая ценность данного способа заключается в том, что он дает возможность задать параметры ввода электроэнергии.

Аналогично порохам [3] для УБТ введены следующие параметры.

Масса топлива ω равна массе сгорающей в плазмотроне проволоочки $m_{пр}$:

$$\omega = m_{пр},$$

Геометрические размеры УБТ (e_1 – толщина горящего свода, S_1 и Λ_1 – соответственно начальные поверхность и объем УБТ) соответствуют размерам проволоочки:

$$\begin{aligned} e_1 &= r_{пр}, \\ S_1 &= 2\pi(r_{пр}^2 + r_{пр}h_{пр}), \\ \Lambda_1 &= \pi r_{пр}^2 h_{пр} \end{aligned}$$

где $r_{пр}$ – радиус проволоочки, $h_{пр}$ – длина проволоочки.

Скорость горения u_r не зависит от давления, постоянна и определяется временем электроввода t_3 :

$$u_r = \frac{e_1}{t_3}, \quad (3)$$

Сила f определяется уровнем введенной энергии:

$$f = \frac{k \cdot Q}{\omega \cdot (\gamma - 1)}, \quad (4)$$

где $k = 0.5$ – коэффициент, учитывающий долю энергии, которая пошла на разогрев топлива; γ – показатель адиабаты; коволюм $\alpha = 0$, так как доля этого топлива очень мала; ψ – доля сгоревшего УБТ равная доле введенной энергии:

$$\psi = \frac{\omega_{сг}}{\omega} = \frac{q}{Q}, \quad (5)$$

Относительная поверхность горения σ (ψ) определяет характер ввода энергии. Поверхность горения задается следующим образом. Из формулы [3]:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1} u_r \sigma, \quad (6)$$

находим

$$\sigma = \frac{d\psi}{dt} \frac{\Lambda_1}{S_1} \frac{1}{u_r}$$

или с учетом (1) и (3)

$$\sigma = \frac{dq}{dt} \frac{t_3}{Q} \frac{\Lambda_1}{S_1 e_1} = \frac{t_3}{Q} \frac{\Lambda_1}{S_1 e_1} UI, \quad (7)$$

На основании опытных данных определяем $\psi(t)$ (5) и $\sigma(t)$ (7) и строим зависимость σ (ψ).

Для простоты расчетов была построена $\sigma(\psi)$ средняя для данной серии экспериментов (рис. 6).

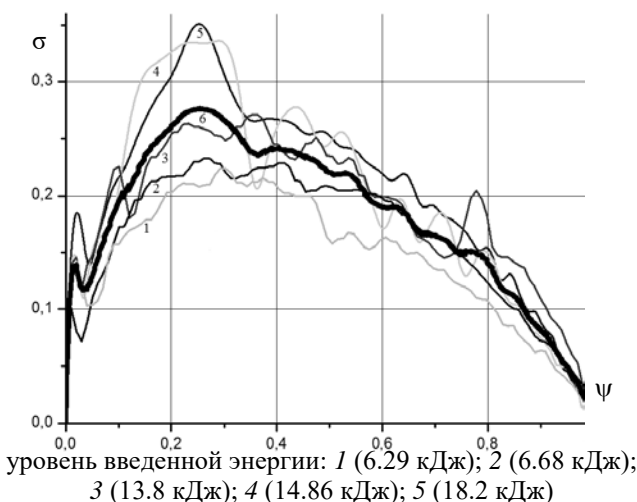


Рис. 6. Зависимость относительной поверхности горения от доли сгоревшего УБТ

Предложенный способ учета ввода электрической энергии в пороховой заряд был протестирован с использованием существующей программы, описанной в [1]. На основе усредненного закона горения было рассчитано горение УБТ в замкнутом объеме. Параметры расчета: объем камеры сгорания $W = 2.02 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3$, $\omega = 1 \text{ г}$, $f = 3.8 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $t_3 = 1.6 \text{ мс}$. Расчет показал, что УБТ сгорает за время ввода электрической энергии (1.6 мс) и дает максимальное давление $P_{\Sigma 1} = P_{\Sigma}$, т.е. соответствующее уровню введенной энергии (рис. 7).

$$P_{\Sigma} = \frac{k \cdot Q \cdot \Delta}{\omega \cdot (\gamma - 1)} = 34.8 \text{ МПа} \quad (8)$$

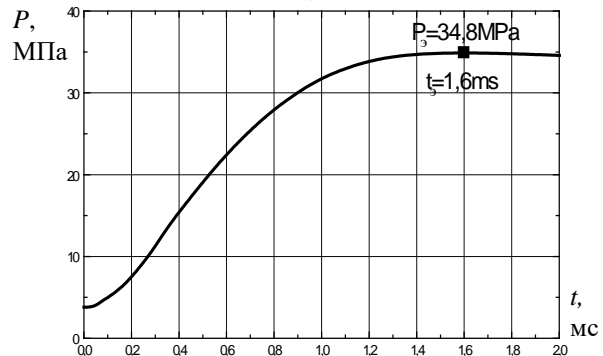


Рис. 7. Зависимость давления от времени при сгорании УБТ в замкнутом объеме

Для объяснения снижения баллистических параметров выстрела в расчетах были сделаны следующие предположения.

Так как размеры плазмотрона типа «флейта» меньше внутреннего продольного размера камеры сгорания, вероятно, введенная высокотемпературная плазма воспламеняет часть порохового заряда расположенного в непосредственной близости к плазмотрону сразу, а другая часть воспламеняется спустя время задержки, определяемое импульсом задержки воспламенения (9):

$$J = \int_0^t p dt, \quad (9)$$

где p – текущее давление на дне метаемого элемента, t – время задержки.

Поэтому при обработке серии экспериментов весь заряд был разделен на 2 фракции массами m_1 и $m_2 = \omega_{\text{порох}} - m_1$ (рис. 8). Первая фракция воспламенялась мгновенно, вторая с задержкой. Коэффициенты скорости горения соответственно u_1 и u_2 .

Данное предположение согласуется с результатами эксперимента с введением плазмы в гранулированный полиэтилен (рис. 9) в замкнутом объеме. Часть гранул, расположенная вблизи «флейты», сгорела, а другая часть лишь обуглилась.

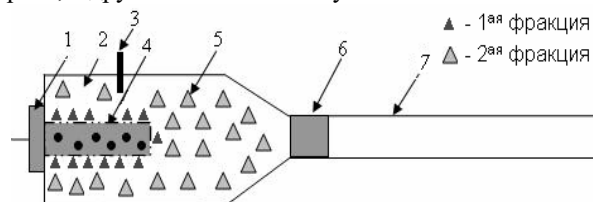


Рис. 8. Установка ЭТХ схемы выстрела

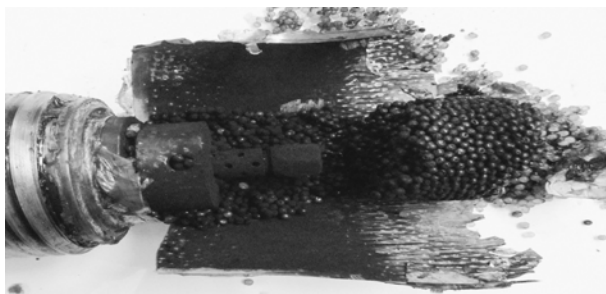


Рис. 9. Результат введения плазмы в гранулированный полиэтилен

Снижение баллистических параметров выстрела происходит, вероятно, когда давление при сгорании первой фракции достигает давления форсирования МЭ. К моменту воспламенения второй фракции МЭ сдвигается, увеличивается заснарядное пространство и уменьшается плотность заряжения.

С учетом данных допущений были проведены модельные расчеты данной серии экспериментов с использованием математического моделирования внутрибаллистических процессов. Результаты одного из экспериментов и его расчета были сопоставлены на рис. 10. Рассогласование расчетных и экспериментальных данных по уровню максимального давления и дульной скорости МЭ во всей серии не превысило 4 %.

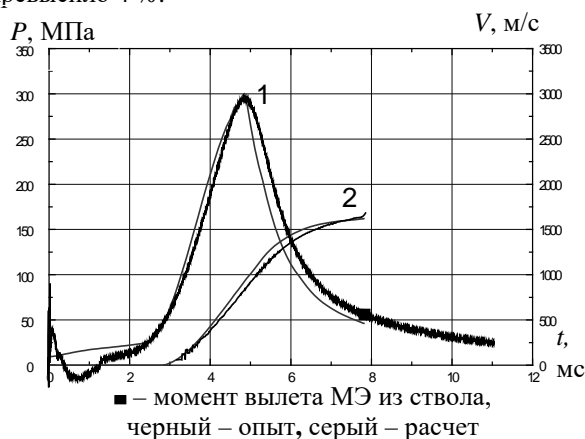


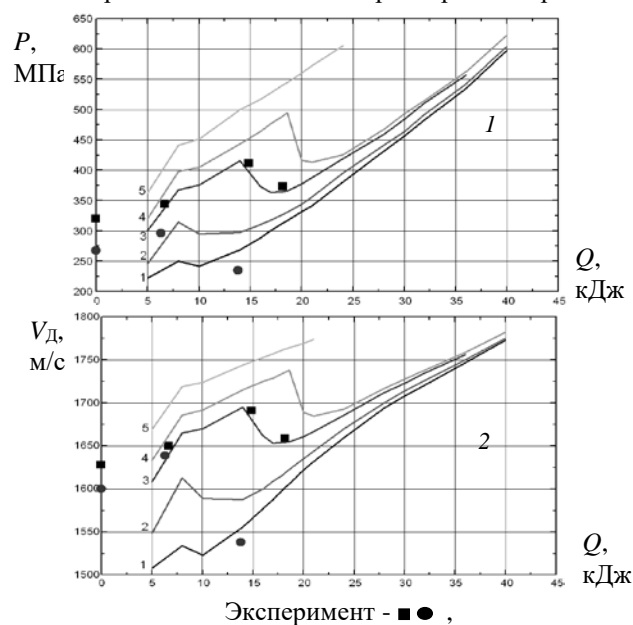
Рис. 10. – Типичные зависимости давления в камере (1) и скорости МЭ (2) от времени

Расчеты проведены при помощи изменения параметров согласования m_1 , u_1 и u_2 . Они менялись в определенном диапазоне для достижения максимального совпадения экспериментальных и расчетных величин P_{\max} и V_d и соответственно кривых $P(t)$ и $V(t)$. Для данного опыта были получены следующие значения: $m_1 = 11.8 \cdot 10^{-3}$ кг, $u_1 = 1.1 \cdot 10^{-2}$ м/(МПа·с), $u_2 = 9.57 \cdot 10^{-4}$ м/(МПа·с).

На основе описанных предположений был проведен ряд параметрических расчетов при различном уровне введенной энергии для различных МЭ при следующих условиях (рис. 11). Уровень введенной энергии изменялся в диапазоне 5 - 40 кДж. Максимальное давление в камере сгорания не превышает 600 МПа ($P_{\max} \leq 600$ МПа). Масса порохового заряда и масса МЭ не менялись. Рассмотрены МЭ с разным давлением форсирования (15 МПа, 40 МПа, 68 МПа, 80 МПа и 100 МПа). На данном рисунке точками отмечены результаты экспериментов для

МЭ, имеющих разные диаметральный размеры (разница 0.02 мм). Большого размера - ■, меньшего - ●.

Результаты показали, что для разных МЭ при меньшем уровне введенной энергии (8-20 кДж) происходит снижение баллистических параметров выстрела, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако при дальнейшем увеличении уровня введенной энергии наблюдается монотонный рост баллистических параметров выстрела.



Эксперимент - ■ ● ,

Расчет при давлениях форсирования:
1($P_f = 15$ МПа), 2($P_f = 40$ МПа), 3($P_f = 68$ МПа),
4($P_f = 80$ МПа), 5($P_f = 100$ МПа)

Рис. 11. Зависимости максимального давления (1) и дульной скорости (2) от введенной энергии

Таким образом, в данной работе был предложен способ учета введенной энергии в пороховой заряд для программы расчета внутрибаллистических процессов. Исследовано влияние уровня введенной энергии на характеристики горения порохового заряда, а также смоделирован локальный эффект снижения баллистических параметров выстрела при уровне введенной энергии 8-20 кДж. Однако при дальнейшем росте уровня введенной энергии ожидается повышение баллистических параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1362).

Список литературы:

- Ищенко А. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах / А. Ищенко, В. Касимов; – Томск : Издательский дом Томского государственного университета, 2015. – 72 с.
- Моделирование ввода электрической энергии в пороховой заряд / А.Н. Ищенко [и др.] // Материалы международной молодежной научной конференции «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» – Томск, 2014. – С. 139-142.
- Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет / М. Е. Серебряков. – М. : Оборонгиз, 1962. – 703 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ ПЛОСКОЙ И ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ФОРМЫ

Е.А. Маслов^{1,2}, В.В. Фарапонов³, А.А. Чупашев¹,
В.В. Мацкевич³, С.Ю. Чижов²

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета, г. Томск

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, НИИ ПММ ТГУ

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30

³Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: maslov_eugene@mail.ru

В настоящее время существует интерес к исследованию обтекания и определения аэродинамических характеристик тел различной формы при разной относительной скорости движения. Экспериментальные результаты используются для проверки адекватности физических и математических моделей, применяемых для расчёта сложных внешних и внутренних течений, верификации программ расчёта и определения областей их применения.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований обтекания сверхзвуковым воздушным потоком плоской (клин) и осесимметричной моделей (конус) на модельной аэродинамической установке (МАУ) [1].

Для получения достоверных результатов дренажных испытаний был разработан и смонтирован стенд для проверки датчиков типа ДМ 5007 А – ДИ У2 и типа ТДМ2-А, используемых для измерений давлений на МАУ. Стенд для проверки датчиков давления показан на рис. 1.

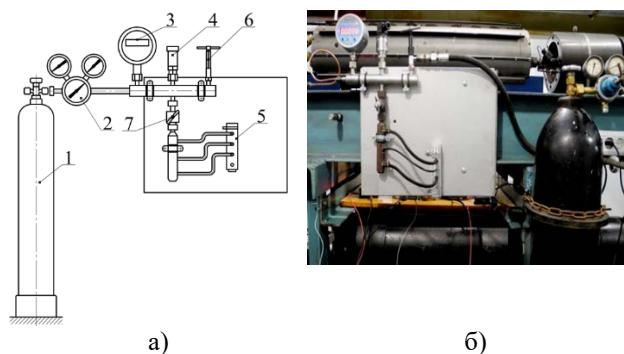


Рис. 1. Схема (а) и фотография (б) стенда для контроля используемых датчиков давления: 1 – баллон со сжатым воздухом, 2 – редуктор, 3 – цифровой манометр, 4 – датчик давления в форкамере, 5 – блок с датчиками давления, 6 и 7 – регулирующие вентили

На рис. 2 приведены градуировочные зависимости датчиков избыточного давления. Средняя относительная погрешность для датчика типа ТДМ2-А составила 0,19%, а для датчика типа ДМ 5007 А – ДИ У2 – 0,14%. Наличие стенда позволяет контролировать точность измеряемых давлений, при регистрации показаний, используемых датчиков перед проведением каждой серии экспериментов.

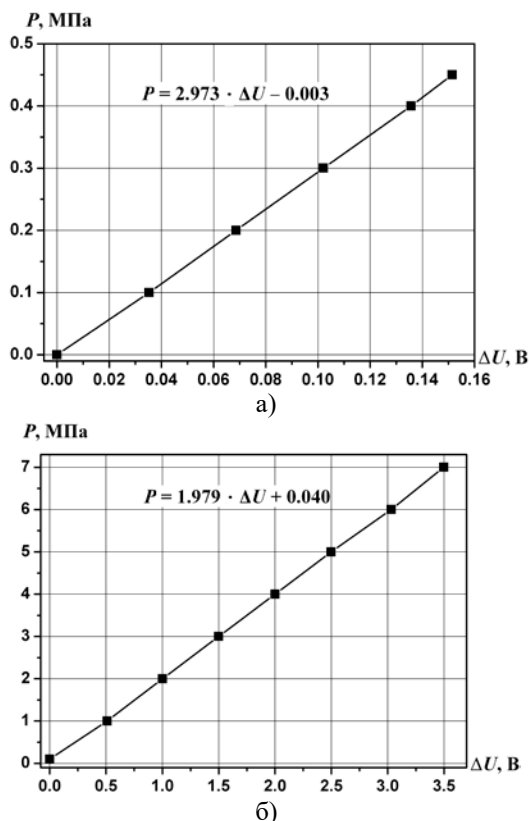


Рис. 2. Градуировочные зависимости датчиков давления типа ТДМ2-А (а) и ДМ 5007 А – ДИ У2 (б)

Проведены дренажные испытания на моделях двух видов [2]. В качестве осесимметричной модели был взят конус, а плоской – клин. Схемы расположения дренажных отверстий приведены на рис. 3.

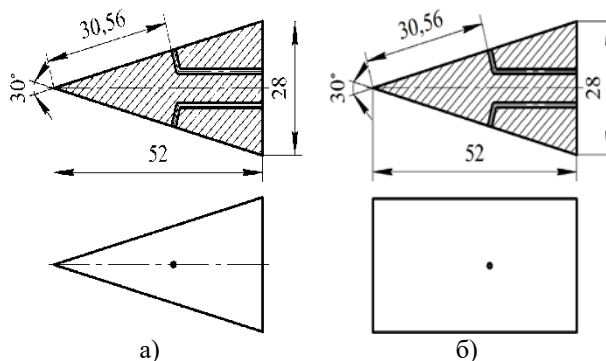


Рис. 3. Схемы моделей в виде конуса (а) и клина (б)

На рис. 4. приведены фотографии используемых в эксперименте моделей, закреплённых на державке.



а)



б)

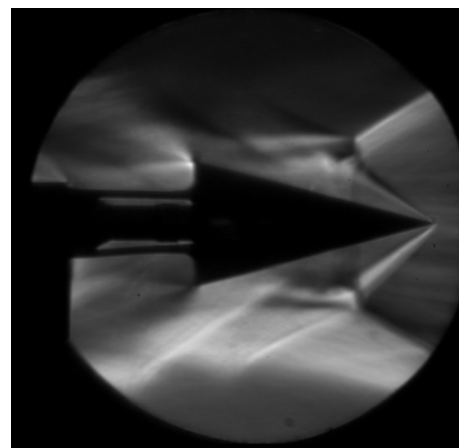
Рис. 4 Модели в виде конуса (а) и клина (б)

Все датчики давления подключены к цифровой регистрирующей системе, в которой опрос сигналов каждого регистрирующего канала с частотой 500 Гц поступал на АЦП, а по завершению эксперимента производилась запись в файл данных. Для обработки полученных данных использовалась разработанная авторами программа, позволяющая получить значения давлений по регистрируемым значениям измеряемого напряжения.

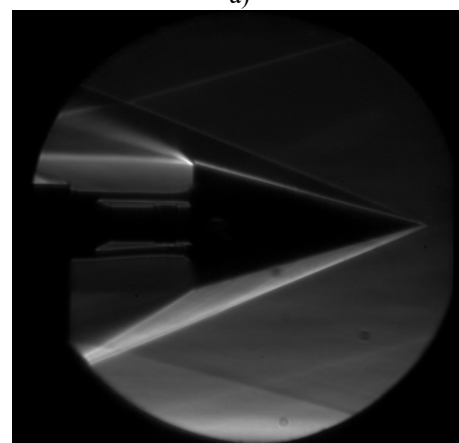
Полученные амплитудно-частотные характеристики (АЧХ), зарегистрированные осциллографом, сопоставлялись с визуализацией процесса. При открытии электромагнитного клапана – происходит резкое возрастание давления в форкамере, ударная волна начинает взаимодействовать с телом. При прохождении дренажных отверстий ударной волной ($M = 3$), регистрируется скачок статических давлений (рис. 5 (а)).

Затем, в течении двух секунд давление в форкамере слабо меняется, и статические давления на дренажных отверстиях остаются неизменными. Тело находится в ромбе Маха и картина обтекания не меняется (рис. 5 (б)).

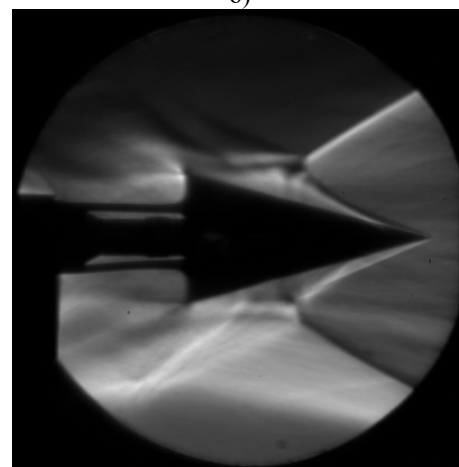
После закрытия электромагнитного клапана – происходит резкое уменьшение давления в форкамере, ударная волна проходит в обратном направлении дренажных отверстий, и регистрируется скачок статических давлений (рис. 5 (в)).



а)



б)



в)

Рис. 5 Фрагменты визуализации высокоскоростной видеокамерой процесса обтекания конуса

В серии опытов для вычисления числа Маха измерялось полное и статическое давление. В ЦАГИ были разработаны комбинированные датчики давления (трубка Пито–Прандтля), которые дают возможность измерять оба давления одновременно в сверхзвуковом воздушном.

Была проведена регистрация давления в форкамере (рис. 6(а)), статических давлений в верхнем (рис. 6 (б)) и нижнем (рис. 6 (в)) отборах у клина и конуса, при разных значениях числа Маха набегающего потока.

В экспериментах отбор давления в двух противоположных точках необходим для контроля точности определения угла тангажа.

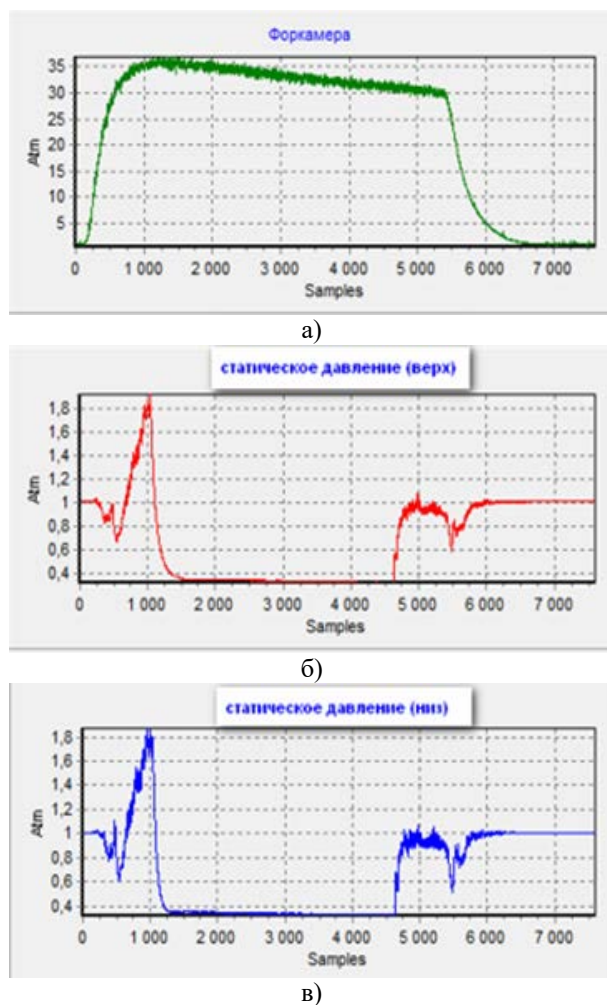


Рис. 6 Регистрация статических давлений в отборах, расположенных в верхней и нижней плоскостях клина, при $M=3$

На рис. 7 приведены результаты серий экспериментов при обтекании плоской и осесимметричной моделей воздушным потоком в диапазоне чисел Маха $M = (2 \div 5)$ при нулевом угле тангажа [3].

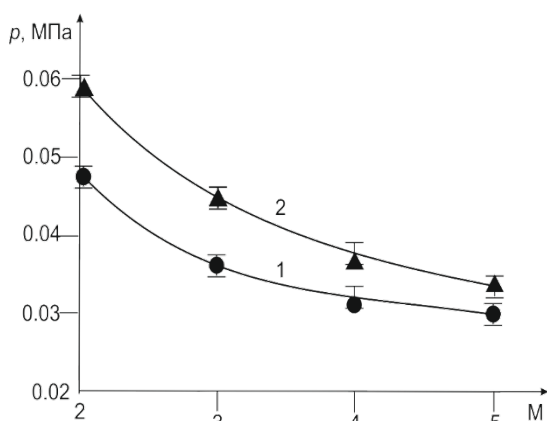


Рис. 7 Давление в фиксированной точке на боковой поверхности моделей: 1 – конус; 2 – клин

Анализ полученных результатов показал различие значений давления на поверхности клина и конуса в рассматриваемом диапазоне скоростей обтекания. Отмеченный эффект объясняется тем, что обтекание конуса носит пространственный характер. Это способствует более плавному изменению направления течения газа по сравнению с обтеканием клина [3, 4]. Следует отметить, что различие значений давлений при обтекании плоской и осесимметричной моделей уменьшается с ростом скорости обтекающего потока.

На основании результатов экспериментального исследования можно сделать вывод, что при математическом моделировании газодинамических процессов в двигательных установках в диапазоне $M = (2 \div 5)$ необходимо учитывать пространственный характер течения.

Статья написана в рамках научного проекта № 8.2.46.2015, выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2015 г.

Литература

1. Звездинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1 Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.
2. Маслов Е.А., Жарова И.К., Фарапонов В.В., Мацкевич В.В., Чижов С.Ю. Физическое моделирование обтекания тел плоской и осесимметричной формы сверхзвуковым потоком // Труды Томского государственного университета. – Т. 298. Серия физико-математическая: Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики / под ред. М.Ю.Орлова. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2016. 136с. С. 84 – 88. DOI: 10.17223/9785751124199/17
3. Maslov E.A., Faraponov V.V., Chupashev A.A., Matskevich V.V. Physical modeling of supersonic flow Over bodies with plane and Axisymmetric shape // MATEC Web of Conferences Volume 72, 9 August 2016, Article number 01065 Heat and Mass Transfer in the System of Thermal Modes of Energy - Technical and Technological Equipment, HMTTSC 2016; Tomsk; Russian Federation; 19 April 2016 through 21 April 2016; Code 123283. DOI: 10.1051/2016-727201065. Pp. 1 – 3.
4. Краснов Н.Ф., Кошевой В.Н., Данилов А.Н. и др. Аэродинамика в вопросах и задачах. – М.: Высш. школа, 1985. – 759

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СУПЕРКАВИТИРУЮЩЕГО УДАРНИКА С ПРЕГРАДАМИ, СОДЕРЖАЩИМИ ВЗРЫВЧАТОЕ ВЕЩЕСТВО (ВВ)

А.Н. Ищенко, С.А. Афанасьева, М.В. Хабибуллин, А.В. Чупашев

НИИ прикладной математики и механики ТГУ
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27
E-mail: niipmm@niipmm.tsu.ru

При решении многих практических задач, в том числе при разработке контейнеров для безопасного хранения и транспортировки ВВ, возникает необходимость в прогнозировании последствий ударного взаимодействия твердого деформируемого тела с экранированным ВВ.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований показывают, что основные особенности механизма ударно-волнового инициирования детонации в твердых ВВ определяются их исходной неоднородностью. В результате взаимодействия ударной волны с неоднородностями за счет различных механических процессов (схлопывания пор, микрокумуляции на включениях и в порах, растрескивания зерен, трения между частицами и т.д.) в ВВ образуются локальные очаги или «горячие точки», в которых зарождается экзотермическая реакция разложения. Необходимость введения понятия «горячие точки» обусловлена тем, что при ударно-волновом инициировании среднеобъемная температура ВВ оказывается слишком низкой, чтобы вызвать наблюдаемое разложение.

Менее нагретая масса ВВ сгорает в волнах реакции, распространяющихся из очагов.

Развитие процесса взрывчатого превращения приводит к росту давления за инициирующей ударной волной и к ее усилению. Температура и количество очагов реакции, воспламеняющих окружающее вещество, возрастают с увеличением интенсивности ударной волны. Когда ударная волна становится достаточно сильной, чтобы прореагировало все ВВ, начинается детонация.

С целью проверки модели [1] ударно-волнового инициирования детонации в гетерогенных ВВ и определения постоянных уравнения макрокинетики в рамках одномерного деформированного состояния проводился расчет процесса соударения медной пластины толщиной 0.76 мм с открытым зарядом ВВ PBX-9404 плотностью 1.844 г/см^3 со скоростью 550 м/с. Данные экспериментальных исследований приведены в [2]. Расчет проводился с помощью модифицированного численного метода крупных частиц [3].

На рис. 1 представлено сопоставление расчетных профилей давления в трех сечениях заряда (сплошные линии) с экспериментальными (штриховые). В начальный момент времени датчики отстояли от поверхности соударения на расстояниях 0, 3, и 7 мм. Наблюдается удовлетворительное согласие данных. Не получилось столь же быстрого, как в опыте, снижения амплитуды ударной волны и давления с течением времени.

На рис. 2 показаны в различные моменты времени (мкс) расчетные профили давления и доли

нереагировавшего ВВ в зависимости от расстояния, по которым можно судить о динамике развития реакции.

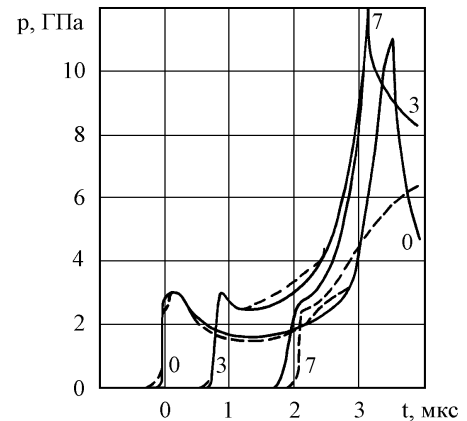


Рис. 1. Сопоставление расчетных профилей с экспериментальными

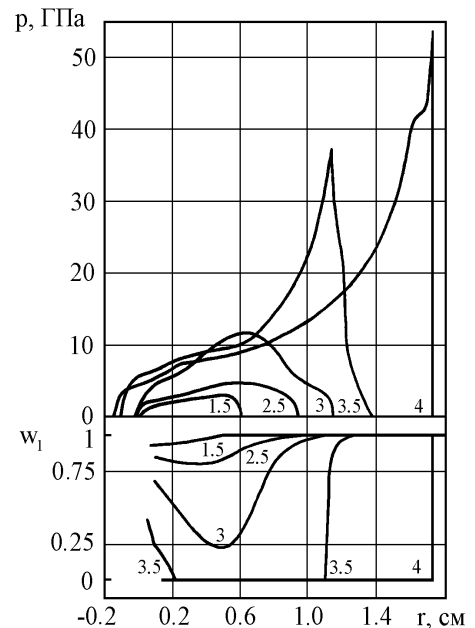


Рис. 2. Распределения давления и доли нереагировавшего ВВ в различные моменты времени

В процессе соударения в медном ударнике и заряде ВВ PBX-9404 образуются ударные волны с амплитудой 2.9 ГПа, распространяющиеся от движущейся контактной поверхности. Разложение ВВ начинается непосредственно у поверхности соударения. Здесь генерируется нарастающий по величине и распространяющийся вглубь заряда импульс

давления, который впоследствии догоняет фронт ударной волны и усиливает его. Ударная волна в медной пластине, достигнув свободной поверхности, отражается в ударносжатый материал в виде волн разрежения. В результате их действия, несмотря на процесс разложения, давление в ВВ вначале понижается, а затем происходит его рост (рис. 1). В момент времени 3.5 мкс давление в образце достигает значения в точке Чепмена - Жуге, после чего происходит сравнительно быстрый переход ударной волны с реакцией в детонацию. Расчетное давление в химпике составляет 54 ГПа, в точке Чепмена - Жуге – 37 ГПа, детонационная волна распространяется со скоростью 8791 м/с, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Далее рассматривается численное решение ряда осесимметричных задач об ударе усеченного конуса ($0.12 \times 0.7 \times 8.5$ см) из композита ВНЖ-95 по конструкции, содержащей ВВ PBX-9404. Во всех случаях в качестве начальной скорости взаимодействия тел взята минимальная скорость (с точностью 100 м/с), при которой еще осуществляется ударно-волновое инициирование детонации для данной мишени.

В правой полуплоскости рисунков показано поле давления (ГПа), в левой – поле вектора массовой скорости. Здесь u_{\max} – модуль самого длинного вектора, t – время. Черным цветом в левой полуплоскости рисунков отмечены области разрушенного материала [4], красным – зона реакции.

Рис. 3 иллюстрирует процесс соударения с зарядом ВВ в оболочке из алюминиевого сплава АМГ-6 толщиной 0.8 см со скоростью 800 м/с.

К моменту времени 30 мкс ударник пробил оболочку и, пройдя некоторое расстояние в ВВ, инициировал его разложение.

К моменту времени 32 мкс образовалась зона, занятая продуктами реакции, а к моменту времени 33 мкс сформировался детонационный комплекс.

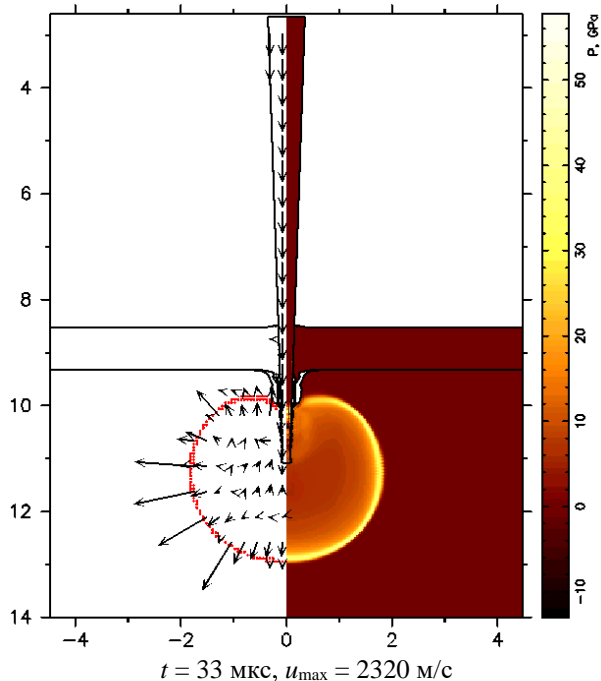
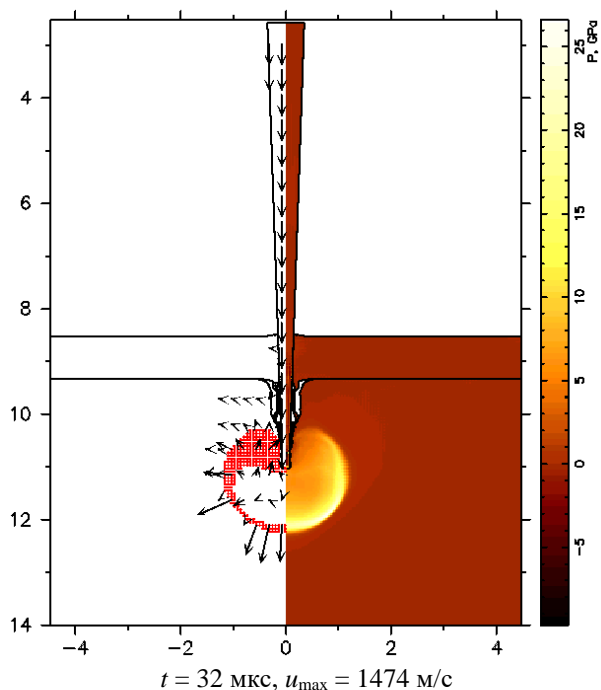
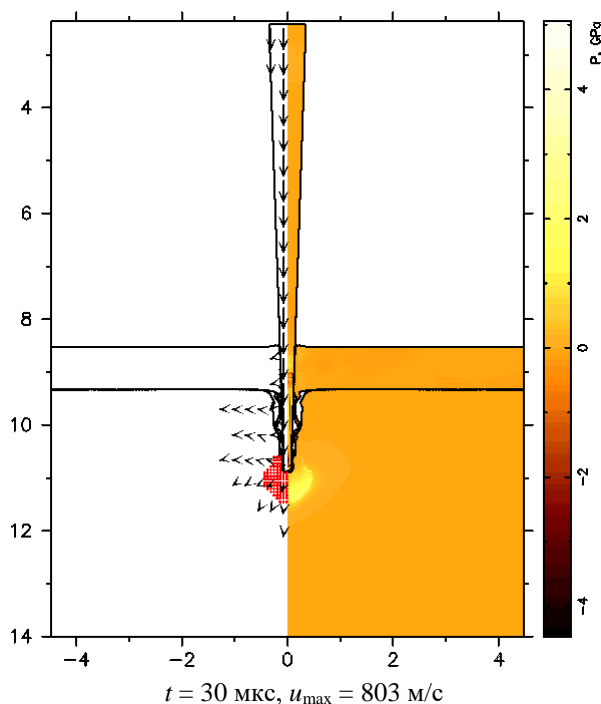


Рис. 3. Детонация ВВ в оболочке из АМГ-6

На рис. 4 приведена хронограмма ударно-волнового инициирования детонации ВВ в оболочке из титанового сплава ВТ1-0 толщиной 0.8 см. Минимальная скорость для подрыва данной преграды составляет уже 1200 м/с.

Рис. 5 изображает удар со скоростью 800 м/с по конструкции, состоящей из экрана толщиной 0.8 см из алюминиевого сплава АМГ-6 и расположенной на расстоянии 5 см за ним двуслойной преграды: первый слой – АМГ-6 толщиной 0.4 см, второй – ВВ PBX-9404.

К моменту времени 97.74 мкс конус пробил экран и оболочку, и давление в ВВ достигло значения в точке Чепмена - Жуге, после чего произошёл сравнительно быстрый переход ударной волны с реакцией в детонацию ($t = 97.89$ мкс).

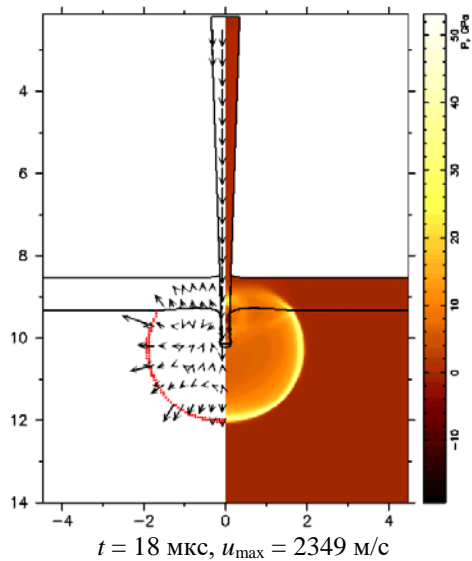
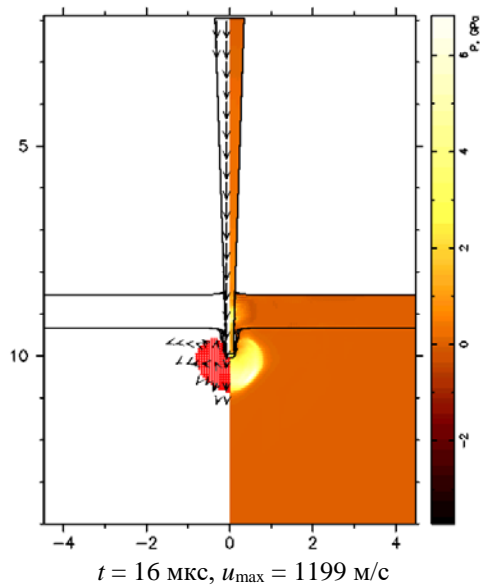


Рис. 4. Детонация ВВ в оболочке из ВТ1-0

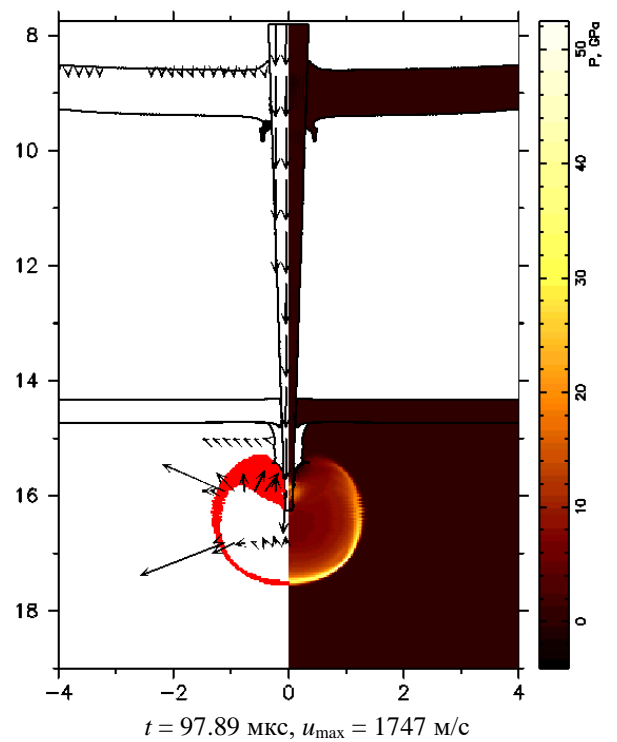
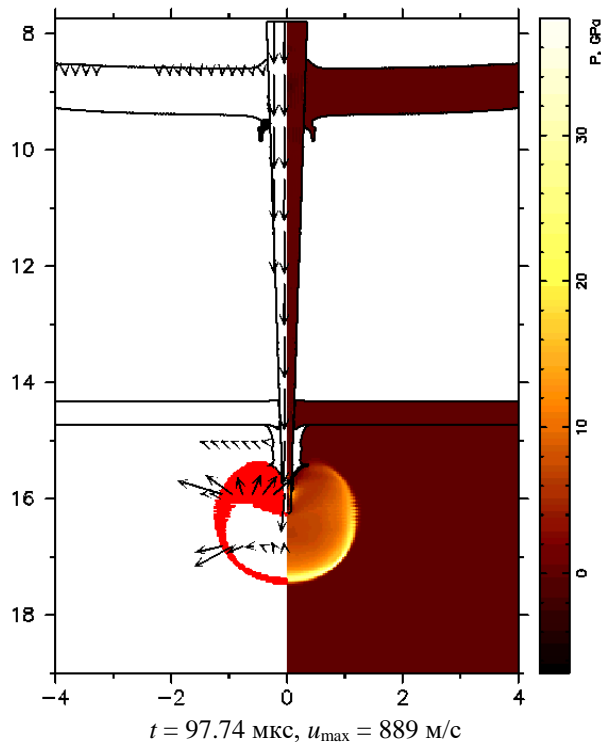


Рис. 5. Детонация экранированного ВВ

Статья написана в рамках научного проекта (№ 8.2.14.2014), выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Грин Л., Нидик Е., Ли Е., Тарвер К. Иницирование химического разложения РВХ-9404 слабыми ударными волнами// Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981. С.107-122.
2. Уокерли Дж., Раби Р., Гинсберг М., Андерсон А. Исследование ударно-волнового иницирования РВХ-9404// Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981. С.269-290.
3. Хабибуллин М.В. Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного ударника с системой пространственно разнесенных мишеней// ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18-24.
4. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Симоненко В.Г. Модель откольного разрушения пористой упругопластической среды, испытывающей полиморфный фазовый переход// ДАН. 1990. Т.310. №5. С.1116-1120.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СТВОЛА ЛЕГКО-ГАЗОВОЙ УСТАНОВКИ.

Р.О. Черепанов, А.В. Герасимов, Ю.Ф. Христенко.

НИИ ПММ Национального исследовательского Томского государственного университета.
634021, г.Томск, пр. Ленина, 36.
E-mail: RCherepanov82@gmail.com

В работе приводятся результаты численного моделирования напряженно-деформированного состояния ствола легкогазовой установки. Моделирование осуществлено на основе использования метода Уилкинса для расчета напряженно-деформированного состояния ствольной системы легкогазовой установки и метаемых деформируемых элементов.

Моделируемая ЛГУ используется в НИИ ПММ ТГУ для экспериментального исследования высокоскоростного соударения тел и пробития преград. Рассматриваемая ЛГУ имеет пороховую камеру, соединенную со стволом коническим переходником, заполненным легким газом (водородом). Объем камеры и ствол с метаемым зарядом отделены от конического переходника поддонами, выполненными из полиэтилена высокого давления.

Основной износ в легкогазовых установках имеет место в камере высокого давления и в коническом переходнике, соединяющем камеру высокого давления с переходником в начале сужения, так как в этом месте наблюдаются наибольшие напряжения в момент входа поддона (Рис.1.).

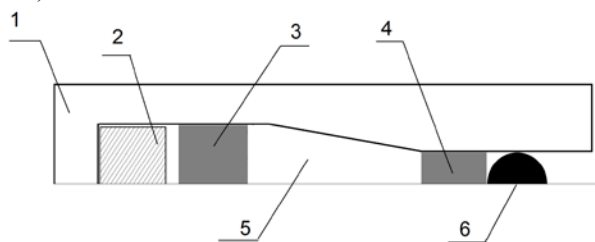


Рис. 1. Схема ЛГУ: 1- ствольная система, 2- метательный заряд, 3- поддон из ПВД, 4- второй поддон из ПВД, 5- легкий газ (водород), 6- метаемый заряд.

Конический переходник изготовлен из двух деталей- внутренний лейнер и внешний кожух, посаженный внатяг, что образует неразъемное соединение. Величина натяга составляет 0.19мм, внутренний радиус лейнера на входе- 25мм, на выходе-9 мм, при полной длине 40 см и внешнем радиусе 47мм. Внешний радиус кожуха 14см.

Посадка кожуха внатяг создает в лейнере внутренние сжимающие напряжения, соответствующее давление на поверхности лейнера может быть оценено исходя из представлений теории толстых оболочек [1]:

$$P(\Delta) = \frac{\Delta \cdot E}{2b \left(\frac{b^2 + a^2}{b^2 - a^2} + \frac{c^2 + b^2}{c^2 - b^2} \right)} \quad (1)$$

где P - давление на внешней поверхности лейнера, Δ - величина натяга, a, b, c - внутренний радиус лейнера, внешний радиус лейнера и внешний радиус кожуха соответственно.

Для рассматриваемой ствольной системы давление в зоне контакта лейнера и кожуха составляет 1,328 кБар на входном торце и 1,735 кБар на выходном торце. Вызванные натягом окружные напряжения на внутренней поверхности лейнера изменяются от -3,7 до -3,6 кБар соответственно.

Предельное статическое давление газа в стволе, при котором не наступает пластической деформации может быть определено из решения задачи Ламе [1], без учета натяга это давление составляет 9 кБар при параметрах стали $\mu = 80$ кБар, $E = 2000$ кБар, $\sigma_{02} = 12$ кБар.

С учетом натяга окружное напряжение достигает предела текучести при давлении газа 15 кБар.

Для оценки напряжений, возникающих в момент прохождения поршнем сужения на входе ствола использовался метод Уилкинса с расчетом граничных условий на контактной поверхности методом Джонсона [2-3]. Уравнение состояния полиэтилена высокого давления в рассматриваемом диапазоне скоростей взаимодействия и давлений хорошо описывается формулой

$$P = B \frac{\rho}{\rho_0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) / \left(C - \frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \quad (2)$$

где $\rho_0 = 0,92 \text{ г/см}^3$, $B \cdot 10^{-2} = 11,9 \text{ МПа}$, $C = 1,73$, упругие свойства полиэтилена: модуль сдвига $G = 0,117 \text{ ГПа}$, предел текучести $\sigma_m = 26 \text{ МПа}$ (с учетом динамического упрочнения).

Начальная скорость поршня составляла 2000м/с, радиус- 2,5см, длина- 5см.

Расчеты проводились без учета влияния кожуха, то есть, для более жестких условий, чем реализуемые на практике. Так же не учитывалось влияние газов, находящихся в стволе.

Численные расчеты показывают, что при выбранных параметрах материалов максимальные растягивающие напряжения в лейнере имеют место в момент прохождения поршнем наиболее узкой части ствола, при этом окружные растягивающие напряжения на внутренней поверхности ствола

достигают 1,4 кБар, на внешней поверхности лейнера величина растягивающих окружных напряжений намного ниже и достигает только 0,2 кБар.

Такое поведение объясняется тем, что полиэтилен обладает существенно более низкой плотностью, чем материал лейнера ($0,92 \text{ г/см}^3$ и $7,68 \text{ г/см}^3$), меньшим модулем упругости и низким пределом текучести. Высокая скорость движения поршня не оказывает существенного влияния, так как сужение лейнера медленное, и радиальная составляющая скорости на границе контакта «поршень-лейнер» порядка 80-100 м/с, при такой низкой нормальной компоненте вектора скорости динамические эффекты выражены слабо. В момент входа поршня в коническую часть лейнера в точке начала сужения лейнера формируется слабая ударная волна, которая сходится к оси симметрии поршня, создавая в полиэтилене на оси симметрии область высокого (до 6 кБар) давления, которое затем снимается волной разгрузки. Однако, по мере удаления от оси симметрии интенсивность этой волны падает, и ее выход на внешнюю поверхность поршня не формирует в материале лейнера вторичной ударной волны.

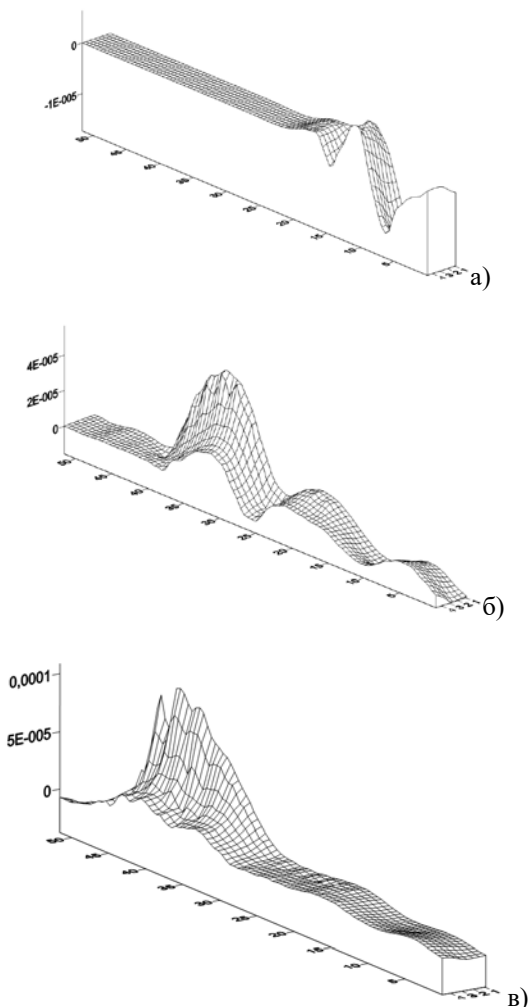


Рис.1. Распределение динамических окружных напряжений (кБар 10^4) в лейнере в моменты времени 50 мкс (а), 150 мкс(б) и 200 мкс(в).

Расчет давления газов в стволе при прохождении поршня осуществлялся так же методом Уилкинса, при этом водород рассматривался как идеальный газ с показателем политропы $\gamma=1,347$ [4] и начальной температурой 300К.

При таких условиях расчетное давление водорода достигает 14 кБар, после чего скорость движения второго поддона становится выше скорости первого и давление в газе снижается.

Таким образом, расчетные значения давлений и растягивающих динамических напряжений в стволе ЛГУ не превышают предельных значений, что говорит о надежности и безопасности рассматриваемой установки.

Работа выполнена в рамках программы повышения конкурентоспособности НИ ТГУ.

Литература

1. Орлов Б.В. Ларман Э.К. Маликов В.Г. Устройство и проектирование стволов артиллерийских орудий. М., Машиностроение, 1976, 432 с.
2. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике/ под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. –М.: Мир, 1967. – С212-263.
3. Gordon R. Johnson, Robert A. Stryk. Symmetric contact and sliding interface algorithm for intense impulsive loading computations. // Comput. Methods Appl. Engrg. 190(2001) p.p 4531-4549.
4. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, В.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.

СУПЕРКАВИТИРУЮЩЕЕ ДВИЖЕНИЕ ГРУППЫ УДАРНИКОВ В ВОДЕ

**А. Н. Ищенко, Р. Н. Акиншин, С. А. Афанасьева, И. Л. Борисенков, В. В. Буркин,
А. С. Дьячковский, Л. В. Корольков, А. Ю. Саммель, К. С. Рогаев, М. В. Хабибулин,
А. В. Чупашев**

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, Томск, пл. Ленина 36, строение 27

E-mail: ChupashevAV@gmail.com

В [1,2] показана возможность движения единичных суперкавитирующих ударников в воде в диапазоне скоростей 500...1500 м/с. Ниже приведены экспериментально-расчетные результаты исследования входа в воду и движения в ней группы близкорасположенных суперкавитирующих конических ударников.

Исследования проводились на гидробаллистическом комплексе НИИПММ ТГУ [3] (рис.1).

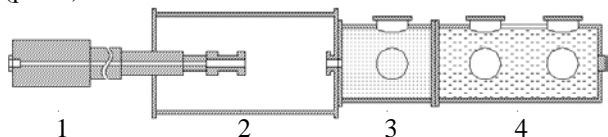


Рис. 1. Схема гидробаллистического комплекса

1 – метательная установка,
2 – вакуумируемый глушитель,
3 – аэродинамический участок для отделения ведущего устройства от метаемых ударников, 4 – резервуар с водой

В его состав входят: гладкоствольная баллистическая установка калибром 23 мм, вакуумируемый глушитель, аэродинамический участок для отделения ведущего устройства от метаемых ударников, резервуар с водой, отделяемый от аэродинамического участка полиэтиленовой мембраной. На водном и воздушном участках траектории предусмотрены иллюминаторы для высокоскоростной видеосъемки движения ударников и их взаимодействия с подводными преградами. Для фиксирования движения ударников в плоскости, перпендикулярной оси движения, на расстоянии 1 м от входа ударников в воду устанавливалась пластина из железа толщиной 1 мм.

В качестве ведущего устройства для группы ударников использовался контейнер из легкой баллы. Под действием набегающего потока воздуха в аэродинамическом участке комплекса контейнер разрушался, а образовавшиеся мелкие фрагменты отставали от более тяжелых ударников. Это решение позволило скомпоновать в сборке группу ударников и обеспечить без существенных возмущений их отделение от ведущего устройства. Типичные метаемые компоновки показаны на рис. 2.

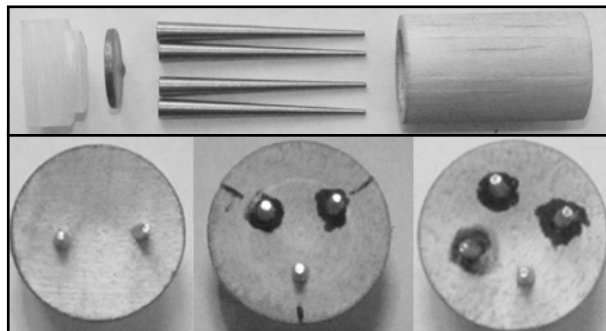


Рис. 2. Компоновки ударников в ведущем устройстве

Суперкавитирующие ударники изготавливались из высокопрочного сплава ВНЖ. Кормовой частью ударники опирались о металлический диск, служащий маркером для датчика дульной скорости, расположенного на дульном срезе баллистической установки. Донная часть компоновки изготавливалась из полиэтилена. Необходимый диапазон скоростей метания обеспечивался подбором навески порохового заряда.

На рис. 3 показан вход в воду со скоростью 942 м/с и движение в ней одновременно двух близкорасположенных ударников. Каждый ударник формирует собственную суперкаверну. Легкие фрагменты контейнера тормозятся при ударе о водную поверхность, не оказывая влияния на дальнейшее движение ударников.

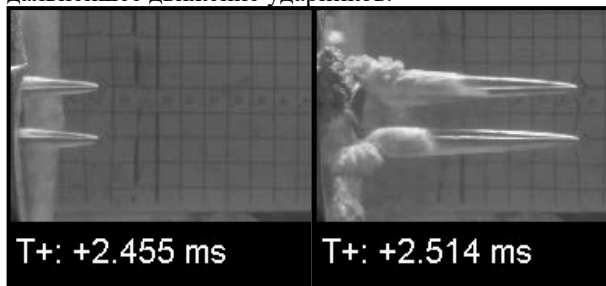


Рис. 3. Фоторегистрограмма высокоскоростного входа в воду движения в ней двух близкорасположенных ударников

На рис. 4 показано движение в воде и взаимодействие с индикаторной мишенью трех (рис. 4, а, б) и четырех (рис. 4, в, г) ударников со скоростями 974 м/с и 906 м/с, соответственно. Во всех рассмотренных случаях ударники двигаются в воде устойчиво.

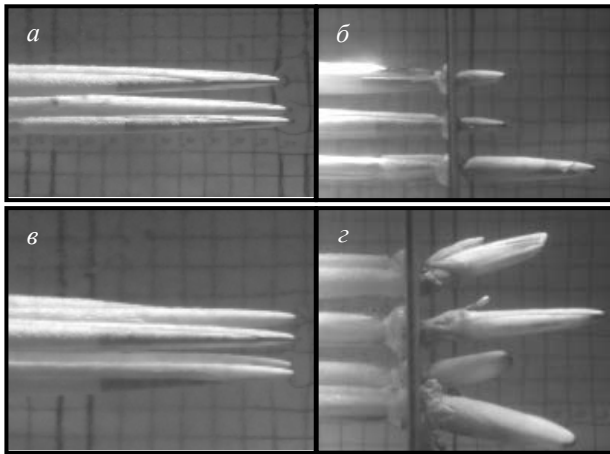


Рис. 4. Фоторегистрограмма движения в воде трех (а, б) и четырех (в, г) ударников и их взаимодействие с мишенями

По расположению отверстий, пробитых ударниками в мишенях, оценивался угол между прогнозируемыми и фактическими осями движения ударников (рис. 5).

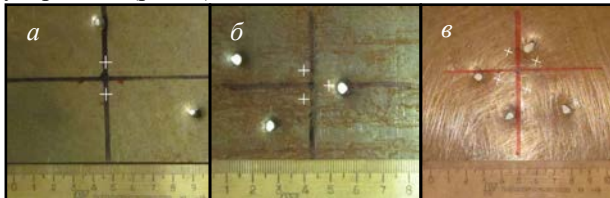


Рис. 5. Фотографии пробитых ударниками мишеней

Для нижнего ударника (рис. 3) его величина составила 2.8 градуса, для верхнего 1.4 градуса (рис. 5, а). Максимальный угол между прогнозируемой и реальной осями движения для тройки ударников (рис. 5, б) составил 1.6 градуса. Для группы из четырех ударников (рис. 5, в) - 1.5 градуса.

Для выявления особенностей взаимодействия группы суперкавитирующих ударников в воде проведено численное моделирование входа в воду двух ударников на основе единого методологического подхода механики сплошной среды. Для описания движения твердого тела использована упругопластическая модель среды, воды – гидродинамическая модель, которые представлены замкнутой системой основных уравнений сохранения и соответствующих определяющих соотношений с учетом отрывного и сдвигового механизмов разрушения тел [4].

Начальными условиями служили данные опыта соответствующие рис. 3.

На рис. 6 представлены результаты численного моделирования в виде распределения полей вектора скорости (слева) и давления (справа) в плоской системе координат z (см), r (см).

В начальной стадии входа ударников в воду между ними формируется зона повышенного давления. Со временем она перемещается к кормовой части между кавернами ударников. Повышенное давление формирует боковое усилие, раздвигающее ударники в некотором телесном угле.

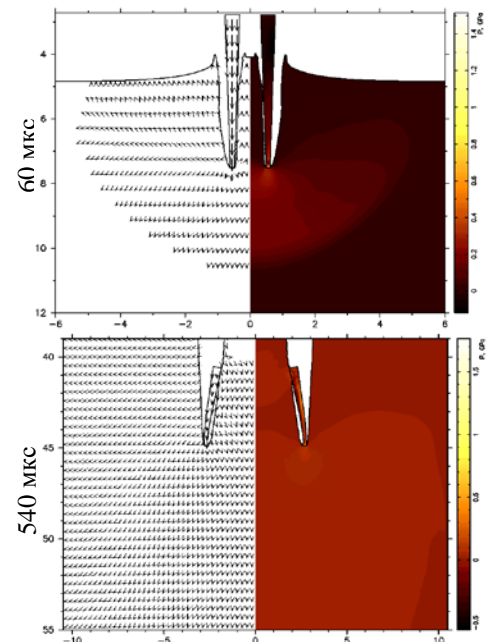


Рис. 6. Хронограмма численного моделирования взаимодействия пары ударников с водой.

Из-за разницы давления в носовой и кормовой части в этом телесном угле происходит колебание ударников внутри каверны. Тем не менее, стабилизирующее воздействие суперкаверны не дает ударникам сойти с оси поступательного движения, при этом наблюдается незначительное расширение телесного угла, в котором они перемещаются.

Полученные результаты подтверждают принципиальную возможность одновременного высокоскоростного входа в воду и движения в ней группы близкорасположенных ударников.

Статья написана в рамках научного проекта (№8.214.2014), выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д. И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Савченко Ю.Н., Захаровский А.Н. Методика проведения экспериментов по высокоскоростному движению инерционных моделей в воде в режиме суперкавитации//Прикладная гидромеханика 2009. Т. 11, №4. С. 69-75.
2. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Буркин В.В., и др. Особенности высокоскоростного взаимодействия ударников с преградами, защищенными слоем воды// Известия высших учебных заведений. Физика, 2013. Т. 56, № 4.
3. Патент на изобретение №2591132 Заявка № 2015113676 от 13.04.2015. Экспериментальный баллистический комплекс/ Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Корольков Л.В., Степанов Е.Ю., Чуашев А.В., Агафонов С.В., Рогаев К.С.
4. А.Н. Ищенко, С.А. Афанасьева, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, Е.Н. Зыков, Л.В. Корольков, Р.Ю. Монахов, А.А. Родионов, М.В. Хабибуллин, А.В. Чуашев. Расчетно-экспериментальный анализ высокоскоростного взаимодействия твердых тел в воде // Инженерно-физический журнал. 2014. Т. 87. № 2. С. 388-397

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕТАЮЩЕЙ С ВЫСОКОЙ СКОРОСТЬЮ ЧАСТИЦЫ С СИСТЕМОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫХ МИШЕНЕЙ

С.А. Афанасьева, А.Ю. Саммель, М.В. Хабибуллин

НИИ прикладной математики и механики ТГУ
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27
E-mail: niipmm@niipmm.tsu.ru

Задача о взаимодействии летящей с высокой скоростью частицы с системой пространственно разнесенных мишеней возникает при проектировании защиты ядерных реакторов, космических аппаратов и других объектов, безаварийная работа которых в условиях возможных ударных нагрузок должна быть надежно гарантирована. Основная идея такой защиты состоит в том, что на некотором расстоянии от защищаемой конструкции помещается тонкая пластина-экран. Экспериментальные исследования показывают, что вес системы защиты, при той же ее эффективности, можно снизить более чем на порядок, используя вместо одного экрана два или несколько. Отметим, что расстояние между пластинами является важным параметром, который необходимо учитывать наряду с такими характеристиками защитной конструкции, как толщина каждой пластины и материалы, из которых они изготовлены.

Основное функциональное назначение первого экрана состоит в разрушении ударника и рассеивании осколков на возможно большую площадь. В результате интенсивность нагружения второй пластины резко падает. Особенности разрушения второй и последующих (если они предусмотрены) пластин зависят от многих факторов, учесть которые в математической постановке задачи довольно трудно, если вообще возможно. Можно выделить два предельных случая – относительно низких и очень высоких скоростей удара, – когда возможна точная математическая постановка.

При сверхвысоких скоростях удара, когда внутренняя энергия оказывается выше энергии сублимации, ударно-сжатое вещество полностью испаряется в волне разрежения. Численный расчет процесса расширения образовавшегося газового облака в запреградном пространстве и его взаимодействия со вторым экраном не представляет принципиальных затруднений, если известно уравнение состояния, адекватно описывающее поведение материалов пластин и ударяющей частицы в соответствующем диапазоне изменения внутренних параметров.

Если скорость удара незначительно превышает баллистический предел, вычисленный для первого экрана, то ударяющая частица может пройти сквозь него практически неповрежденной. В этом случае рассчитывается ее движение до тех пор, пока она не вступит в контакт со следующим экраном. Таким образом, учитывается напряженно-деформированное состояние, сформировавшееся в частице к моменту ее соударения со второй пластиной, и задача решается в точной постановке.

Наибольшая неопределенность возникает в некотором промежуточном диапазоне скоростей удара,

когда одновременно наблюдаются процессы механического дробления, плавления и испарения материалов соударяющихся тел. В этом случае необходимо знать компонентный и фазовый состав осколочного потока, а также форму и размеры твердых фрагментов дробления и жидких капель. Если фазовый и компонентный состав может быть определен, то, что касается формы и размеров осколков, корректно определить их на основе численного эксперимента нельзя. Это ясно хотя бы из того, что размер осколков будет связан с характерным размером ячейки разностной сетки.

Поскольку точный учет физических процессов, происходящих в осколочном потоке, а, следовательно, корректная математическая постановка задачи о его взаимодействии со вторым защитным экраном невозможны, привлекаются элементы имитационного моделирования. Так, в [1] предложена импульсная модель воздействия осколочного потока на экранированную конструкцию (действие потока осколков заменяется действием импульсной нагрузки, линейно затухающей по времени). Предполагается, что осколочный поток полностью передает свой импульс второй мишени. Тогда из закона сохранения импульса можно найти время действия импульсной нагрузки:

$$\Delta t = J_s / p_{\text{ср}},$$

где J_s – интенсивность импульса, $p_{\text{ср}}$ – среднее давление.

Импульсная нагрузка затухает по времени линейно:

$$p = -p_{\text{max}} + (p_{\text{max}} - p_{\text{min}})t / \Delta t.$$

Здесь t – время, p_{max} – максимальное давление, p_{min} – минимальное давление, $p_{\text{ср}} = (p_{\text{max}} + p_{\text{min}}) / 2$. Переменные J_s , p_{max} , p_{min} зависят от радиуса r и находятся с использованием внутренних параметров осколочного потока.

Существует ряд публикаций, в которых решение подобных задач осуществляется с использованием идеи дискретного представления сплошной среды при помощи частиц, например [2].

В данной работе при описании поведения осколочного потока предлагается имитировать его некоторой непрерывной, эффективно гомогенной средой, внутренняя структура которой характеризуется относительным содержанием пустот. Это возможно, поскольку отрывное разрушение здесь рассматривается в рамках континуально-кинетического подхода [3], как процесс роста и слияния сферических пор под действием приложенного давления. Моментом завершения локального макроскопического разрушения конденсированного материала при таком

подходе является достижение пористостью критической величины. Разрушенный материал перестает сопротивляться растяжению и описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом определяется из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах.

Аналогично ведет себя разрушенный материал и при сжатии, если величина пористости в нем превышает критическое значение.

Предполагается также, что изменение пористости в расплавленном веществе происходит без усилий.

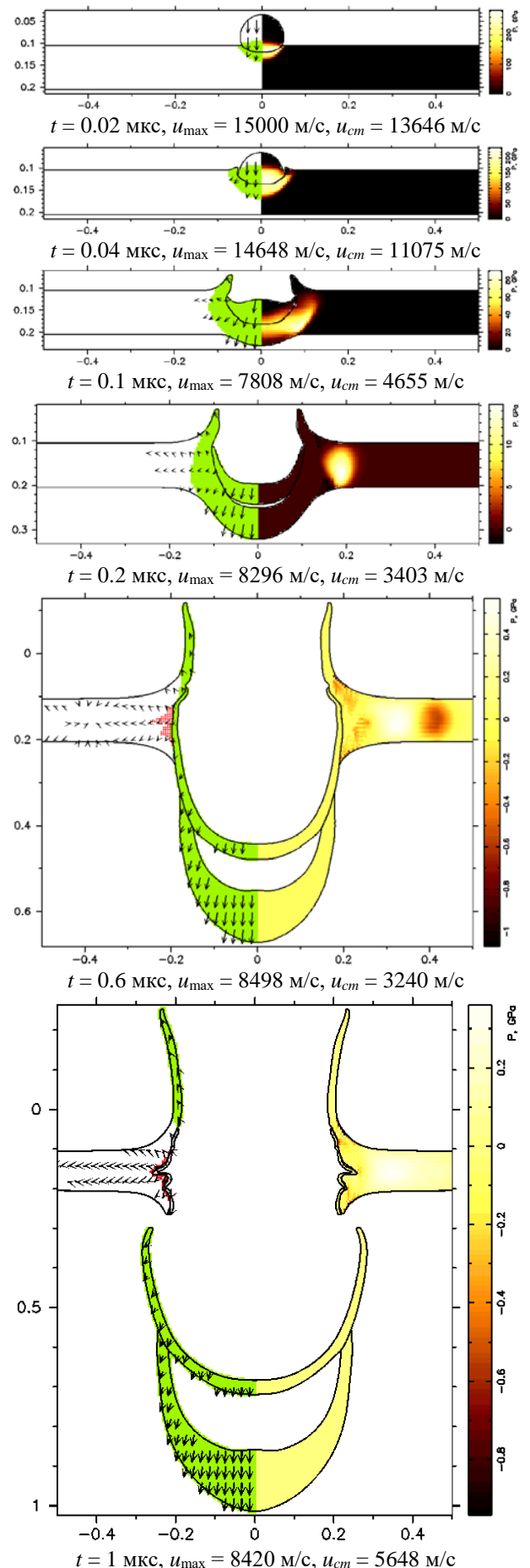
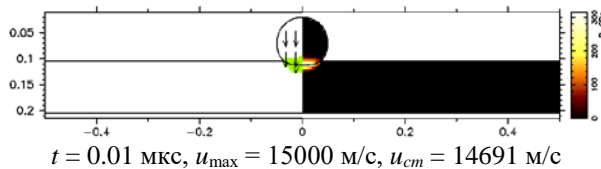
Упруго-идеальнопластическое поведение эквивалентного, макроскопически однородного материала описывается уравнениями Прандтля - Рейсса с условием текучести Мизеса, содержащими эффективные упругие и прочностные характеристики. Термодинамические эффекты, связанные с адиабатическим сжатием вещества, учитываются с помощью интерполяционного широкодиапазонного уравнения состояния [4], охватывающего твердую, жидкую и газообразную фазы и включающего кривую плавления [5].

В рамках принятой модели рассмотрим численное решение задачи об ударе со скоростью 15 км/с сферической частицы из алюминия диаметром 1 мм по конструкции, состоящей из алюминиевого экрана толщиной 1 мм и расположенной на расстоянии 50 мм за ним двуслойной преграды: первый слой – теплозащитное покрытие (М13Тк) толщиной 2 мм, второй – алюминиевая подложка толщиной 1 мм. Расчеты на ЭВМ проводились в осесимметричной постановке с помощью модифицированного метода крупных частиц [6].

На рис. 1 приведена хронограмма пробивания алюминиевого экрана. Шкала дана в см. В правой полуплоскости рисунков показано поле давления (ГПа), в левой – поле вектора массовой скорости. Здесь u_{\max} – модуль самого длинного вектора, u_{cm} – величина составляющей вектора скорости центра масс ударника, параллельной оси симметрии.

Зеленым цветом на рисунках отмечены области расплавленного вещества, красными точками – зона разрушения. В запреградном пространстве материал представляет собой сильно разреженное облако жидких капель. Относительное содержание пустот меняется от 99.9 % на оси симметрии до 97.6 % на периферии.

Время действия импульсной нагрузки не превышает 0.0067 мкс (рис.3). Из расчетов следует, что вторая двуслойная преграда не испытывает сколь-нибудь заметных деформаций. Этому способствует также высокая пористость теплозащитного покрытия.



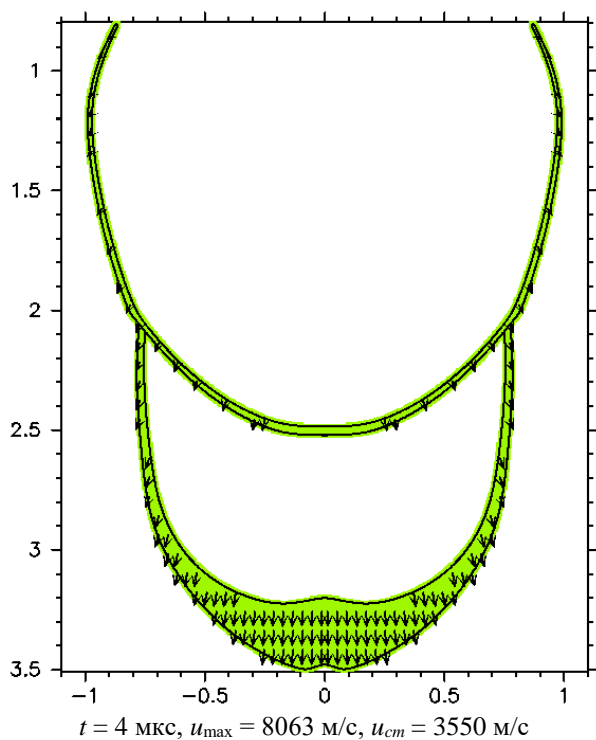


Рис. 1. Хронограмма пробивания экрана

На рис. 2 представлено распределение интенсивности импульса осколочного потока на поверхности второй мишени, образованного после пробития экрана. Видно, что центр двухслойной преграды не подвергается бомбардировке осколками.

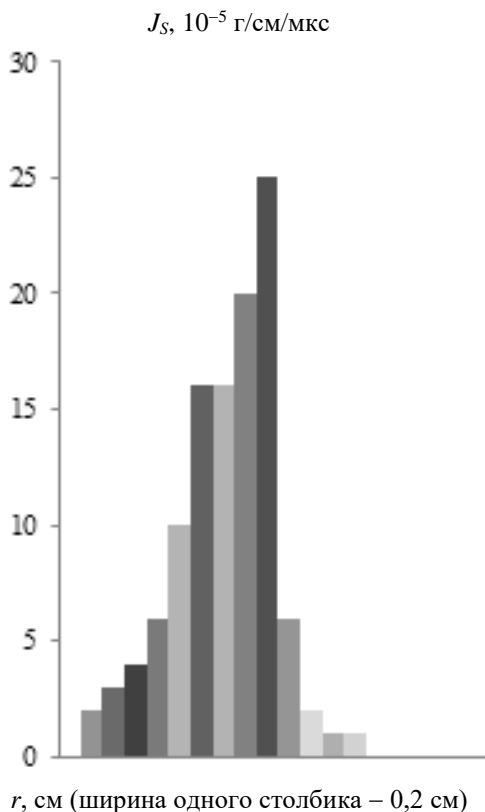


Рис. 2. Распределение интенсивности импульса осколочного потока

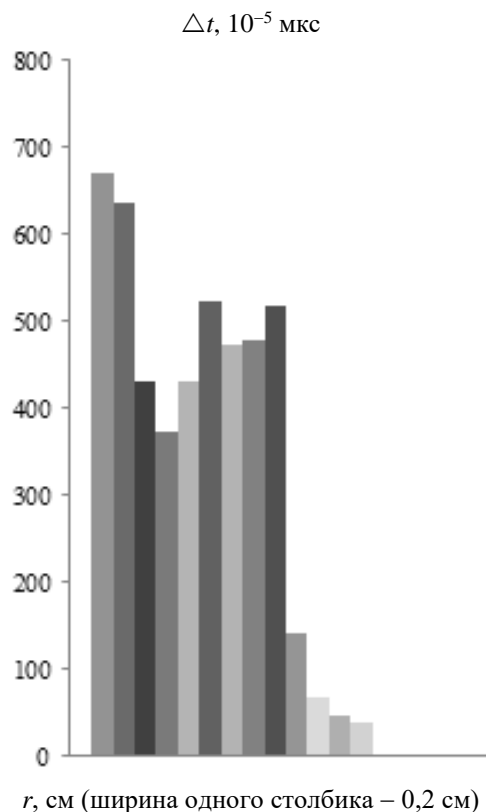


Рис. 3. Распределение интервала времени, в течение которого действует импульсная нагрузка

Статья написана в рамках научного проекта (№ 8.2.14.2014), выполненного при поддержке Программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» в 2016 г.

Литература

1. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Хабибуллин М.В. и др. Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений// Изв. вузов. Физика. 1992. №8. С.5-48.
2. Ананьев В.А., Загускин В.Л. Динамическое разрушение в задачах с интенсивными деформациями// Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела: Матер. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. С.235-241.
3. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Симоненко В.Г. Модель откольного разрушения пористой упругопластической среды, испытывающей полиморфный фазовый переход// ДАН. 1990. Т.310. №5. С.1116-1120.
4. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия// Механика деформируемого твердого тела: Сборник статей. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С.70-79.
5. Жуков А.В. Уравнение кривой плавления металлов при высоких давлениях// Прикладные вопросы деформируемых тел: Сборник статей. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1980. С.23-28.
6. Хабибуллин М.В. Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного ударника с системой пространственно разнесенных мишеней// ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18-24.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДКУП ТИТАНОВЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ПОМОЩИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ В ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКЕ

А. С. Бодров¹, С. А. Зелепугин^{1,2}

¹ Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

² Томский научный центр СО РАН, г. Томск, Россия
634055, Россия, г. Томск, пр. Академический, 10/3
E-mail: alex.bodrov@mail.ru

Получение объемных наноструктурных и ультрамелкозернистых (УМЗ) металлических материалов является актуальной проблемой в современном материаловедении. Объемные УМЗ металлы и сплавы, полученные с помощью методов интенсивной пластической деформации (ИПД), обладают улучшенными, по сравнению с крупнозернистыми аналогами, свойствами – повышенной прочностью, высокой усталостной прочностью, ударной вязкостью, коррозионной и радиационной стойкостью и др. В РФЯЦ ВНИИТФ (г. Снежинск) на основе метода равноканального углового прессования (РКУП) разработан метод динамического канально-углового прессования (ДКУП) [1], позволяющий существенно повысить скорость пластического деформирования и использовать образцы значительно больших размеров в сочетании с меньшим числом проходов образца через оснастку. В процессе ИПД при ДКУП после измельчения структуры образца сохраняются высокие пластические характеристики, что недостижимо при РКУП.

В данной работе при помощи численного моделирования в трехмерной постановке были определены рациональные параметры процесса (начальной скорости и давления) ДКУП титановых образцов с точки зрения обеспечения прохождения образцом пересечения каналов при сохранении формы, близкой к первоначальной, и низком уровне поврежденности. Расчеты проведены методом конечных элементов в рамках модели повреждаемой упругопластической среды [2-8].

Используется модель повреждаемой среды, характеризующаяся возможностью зарождения и эволюции в ней микроповреждений. В элементарном объеме среды W конденсированная фаза занимает объем W_c и характеризуется плотностью ρ_c , микрополости (пустоты) занимают объем W_f , в которых плотность материала полагается равной нулю. Средняя плотность повреждаемой среды связана с введенными параметрами соотношением $\rho = \rho_c \cdot (W_c/W)$. Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом микроповреждений $V_f = W_f/(W \cdot \rho)$.

Система уравнений, описывающая нестационарное адиабатическое движение сжимаемой среды состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0,$$

$$\frac{\rho d v_i}{d t} = \sigma_{ij,j},$$

$$\frac{d E}{d t} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij},$$

где ρ – плотность; t – время; \mathbf{v} – вектор скорости с компонентами v_i ; $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + S_{ij}$ – компоненты тензора напряжений; $P = P_c(\rho/\rho_c)$ – среднее давление, P_c – давление в сплошной компоненте (неповрежденной части) вещества; S_{ij} – компоненты девиатора напряжений; E – удельная внутренняя энергия; ε_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций.

Моделирование разрушений проводится с помощью кинетической модели активного типа, определяющей рост микроповреждений, непрерывно изменяющих свойства материала и вызывающих релаксацию напряжений:

$$\frac{d V_f}{d t} = \begin{cases} 0, & \text{при } |P_c| \leq P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f = 0), \\ -\text{sign}(P_c) K_f (|P_c| - P^*)(V_2 + V_f), & \\ \text{при } P_c < -P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f > 0), \end{cases}$$

Давление в неповрежденном веществе считается функцией удельного объема сплошной части вещества и удельной внутренней энергии и во всем диапазоне условий нагружения определяется с помощью уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена, в котором коэффициенты подбираются на основе констант ударной адиабаты Гюгонно. Определяющие соотношения связывают компоненты девиатора напряжений и тензора скоростей деформаций и используют производную Яуманна. Для описания пластического течения используется условие Мизеса. Учтены зависимости модуля сдвига и динамического предела текучести от температуры и уровня поврежденности материала. Для решения задачи используется модифицированный метод конечных элементов без глобальной матрицы жесткости, предназначенный для решения задач высокоскоростного нагружения [9, 10].

Процесс ДКУП моделируется на примере титановых образцов сечением 16х16 мм, длиной 65 мм. На тыльной поверхности образца задается постоянная нагрузка P , моделирующая давление пороховых газов. Угол пересечения каналов составляет 90° с наклонной площадкой под углом 45° в области внешнего угла. На границах каналов ставится условие жесткой стенки. В расчетах высота

наклонной площадки $h = 4$ мм, величина начальной нагрузки P , начальная скорость образца v_0 и расстояние H от лицевой поверхности образца до внешнего угла пересечения каналов варьируются.

Выполнена серия численных расчетов (при $v_0 = 0$) для определения области значений нагрузки P и начального положения образца в вертикальном канале H , обеспечивающих успешное деформирование титанового образца и его полное прохождение по каналам. На рис. 1 представлено графическое изображение области параметров $P - H$.

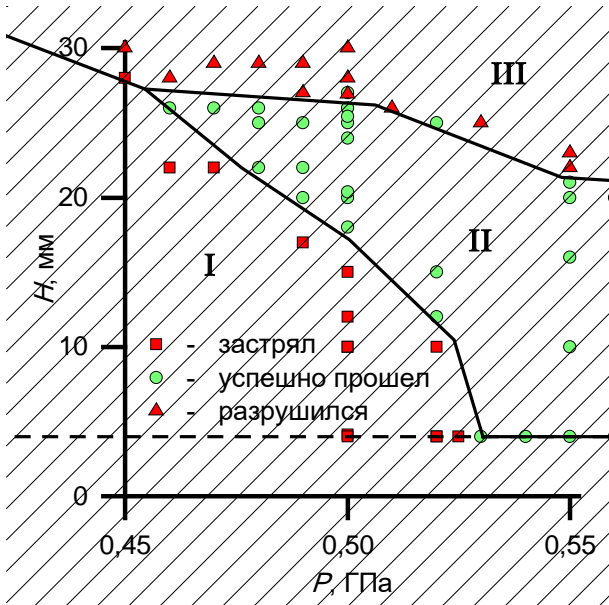


Рис. 1. Диаграмма процесса ДКУП титанового образца

Область разбита на три зоны: в зоне I образец застревает, зона II соответствует успешному прохождению образца по каналам, зона III — неустойчивому прохождению и разрушению образца. Минимальное значение H ограничивается высотой наклонной площадки $h = 4$ мм (штриховая горизонтальная линия на рис. 1).

На рис. 2 приведены графики изменения во времени средней скорости образца при постоянном значении P , равном 0,55 ГПа, для выбранных значений H .

Линейная часть графиков соответствует равноускоренному движению образца по вертикальному каналу, причем ускорение определяется величиной P , и в данном случае равно $1,874 \cdot 10^6$ м/с². В первом случае ($H = 4$ мм) образец начинает взаимодействие с наклонной площадкой при нулевой начальной скорости, в отличие от остальных вариантов. Тем не менее, средняя скорость образца успевает возрасти почти до 100 м/с за счет действия давления на тыльный торец образца. Во всех четырех вариантах образец успешно проходит пересечение каналов, полное прохождение образца в горизонтальный канал происходит в момент обрыва графиков.

При постоянном значении P с увеличением параметра H возрастает расстояние, которое в равноускоренном режиме проходит образец до

начала деформирования, при этом увеличивается скорость прохождения образца через пересекающиеся каналы. В результате повышается скорость деформирования материала, происходит рост температуры в образце, особенно в области его контакта со стенками каналов.

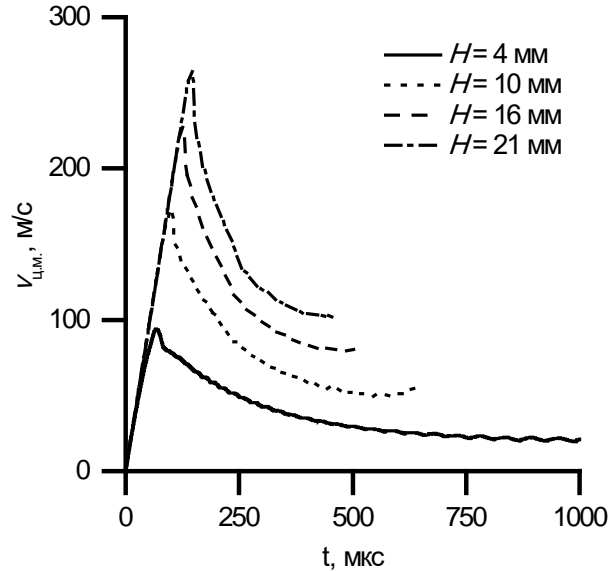


Рис. 2. Диаграмма процесса ДКУП титанового образца

Образец с увеличением скорости сильнее растягивается в направлении продольной оси, а в верхней части образца наблюдается увеличение области, содержащей микроповреждения (рис. 3, 4).

Было установлено значение минимальной величины нагрузки, обеспечивающей успешное прохождение образца через пересекающиеся каналы при $H = 4$ мм, равное 0,53 ГПа. Так как в данном случае $H = h$, то образец начинает прохождение области пересечения каналов с нулевой начальной скоростью.

За счет роста начальной скорости возможно успешное прохождение образца при значениях $P < 0,53$ ГПа, в результате чего граница между зонами I и II на рис. 1 имеет наклон в сторону меньших значений P при росте H .

В этом случае недостаточная нагрузка в ходе процесса компенсируется предварительным разгоном образца в вертикальном канале и образец не застревает на начальном этапе деформирования. С увеличением H для фиксированных значений P была определена верхняя граница зоны II, выше которой успешное прохождение образца через пересекающиеся каналы невозможно без накопления критического уровня повреждений либо макроразрушения образца (зона III). Также существует граница между зонами I и III в левой верхней части диаграммы, характеризующая переходом от застревания образца в каналах матрицы к застреванию с частичным разрушением. Диаграмма позволяет определить минимальные значения H и P при размере наклонной площадки $h = 4$ мм, составляющие $4 \text{ мм} \leq H < 27 \text{ мм}$, $P > 0,46$

ГПа, вне которых образец гарантированно или застревает в каналах, или разрушается.

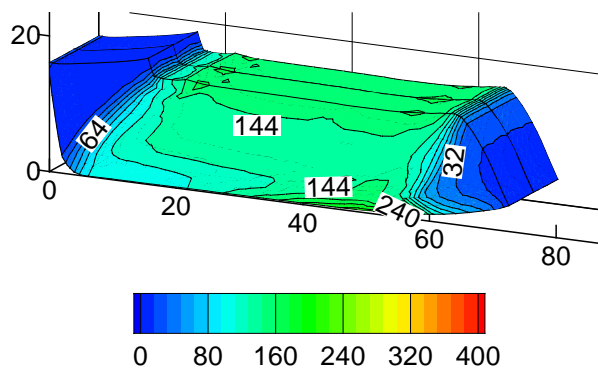


Рис. 3. Распределение удельной энергии сдвиговых деформаций (кДж/кг) в образце в момент окончания процесса ДКУП при нагрузке $P = 0.55$ ГПа, $H = 10$ мм, $t = 638$ мкс. Размеры даны в мм

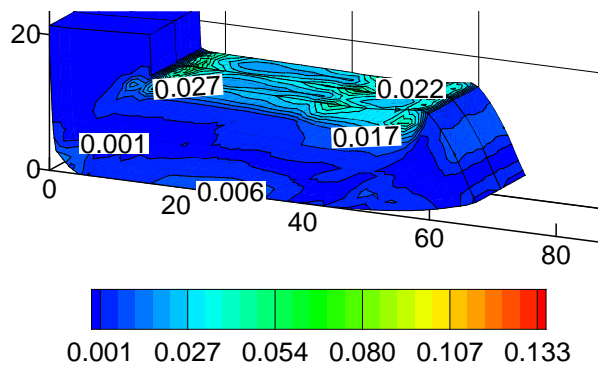


Рис. 4. Удельный объем микроповреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) в образце при нагрузке $P = 0.55$ ГПа, $H = 10$ мм, $t = 550$ мкс. Размеры даны в мм

Результаты трехмерного моделирования позволяют сделать вывод о рациональных значениях параметров нагружения титанового образца с точки зрения обеспечения прохождения образцом пересечения каналов при сохранении формы, близкой к первоначальной, и низком уровне поврежденности: $v_0 = 100$ м/с, $P = 0.55$ ГПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания №2014/223 (код проекта 1943), гранта Российского фонда фундаментальных наук (код проекта 16-43-700774 p_a), Программы повышения международной конкурентоспособности Томского государственного университета на 2013-2020 гг.

Литература

1. Шорохов Е.В., Жгилев И.Н., Хомская И.В. и др. Высокоскоростное деформирование металлических материалов методом канально-углового прессования для получения ультрамелкозернистой структуры // Деформация и разрушение материалов. 2009. № 2. С. 36–40.
2. Шипачев А.Н., Ильина Е.В., Зелепугин С.А. Деформирование титановых образцов при динамическом канально-угловом прессовании // Деформация и разрушение материалов. 2010. № 4. С. 20–24.
3. Шипачев А.Н., Суглобова И.К., Ильина Е.В., Зелепугин С.А. Выбор параметров нагружения титановых образцов при динамическом канально-угловом прессовании // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2011. № 2(14). С. 111–116.
4. Шипачев А.Н., Зелепугин А.С., Ильина Е.В., Зелепугин С.А. Моделирование динамического канально-углового прессования титановых образцов по двухпоршневой схеме нагружения // Деформация и разрушение материалов. 2012. № 10. С. 7–11.
5. Зелепугин С.А., Зелепугин А.С., Бодров А.С., Олимпиева Н.В. Трехмерное моделирование процессов пластического деформирования металлических образцов при динамическом канально-угловом прессовании // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56. № 7/3. С. 50–52.
6. Бодров А.С., Олимпиева Н.В., Зелепугин А.С., Зелепугин С.А. Численное моделирование процессов динамического канально-углового прессования титановых образцов // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2015. №5(37). С. 56–63.
7. Бодров А.С., Зелепугин А.С. Влияние давления и скорости на процесс ДКУП титанового образца // Перспективы развития фундаментальных наук: сборник трудов XII Международной конференции студентов и молодых ученых. Национальный исследовательский Томский политехнический университет. Томск. 2015. С. 70–72.
8. Bodrov A.S., Oлимпиева N.V., Zelepugin A.S., Zelepugin S.A. Numerical simulation of dynamic channel-angular pressing processes // Proceedings of 2015 International Conference on Mechanical Engineering, Automation and Control Systems, MEACS 2015. Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russian Federation. 2016. P. 7414878-1 – 7414878-4.
9. Johnson G.R. Numerical algorithms and material models for high-velocity impact computations // International Journal of Impact Engineering. 2011. Vol. 38, issue 6. P. 456–472.
10. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Смолин А.Ю. Исследование влияния дискретизации при расчете методом конечных элементов трехмерных задач высокоскоростного удара // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1997. №37(6). С. 742–750.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ УДЛИНЕННЫХ УДАРНИКОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПРОЧНЫМИ СРЕДАМИ

Велданов В.А.¹, Козлов В.С.¹, Хорев И.Е.², Толкачев В.Ф.², Шуталев В.Б.²

¹Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5

E-mail: veldanov-2012@mail.ru

²НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, Ленина пр., д.36, корп.10

E-mail: veldanov-2012@mail.ru

Взаимодействию удлинённых ударников посвящено значительное число работ, в которых рассматривается взаимодействие с мишенями по нормали [1-3], под углом [4, 5] и с углом атаки [6-8]. Проникание в этих работах рассматривается без учета продольного изгиба ударников при ударе. Предпринимаемые попытки учета этого эффекта [9,10] либо не рассматривают физических причин потери устойчивости, либо рассматривают процесс в упрощенной постановке. Представляет интерес выявление особенностей потери продольной устойчивости, в частности скорости прогиба, зависимости потери устойчивости от времени процесса и скорости взаимодействия.

В динамических условиях при внедрении удлинённых ударников наблюдается явление продольного изгиба и, как следствие, потеря устойчивости, разрушение ударника и резкое снижение глубины проникания. Например, при скорости удара 800–1000 м/сек ударники из закаленной стали ШХ-15 с удлинением 12–16 при ударе по прочной стальной преграде претерпевают продольный изгиб и начинают терять устойчивость. При ударе вольфрамового ударника по преграде из среднепрочной стали (НВ300) наблюдается его разрушение вследствие потери устойчивости при удлинении 6–8 и скорости 750 м/сек, при удлинении 12 – и скорости 950 м/сек. Траектории движения ударников в преграде искривляются (рис. 1).

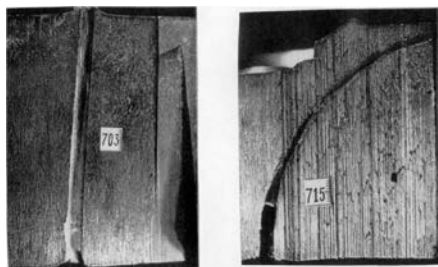


Рис. 1. Траектории движения стальных ударников в преградах при наличии динамической устойчивости и при ее потере. Удар по нормали со скоростью 800–1000 м/сек

Явление потери устойчивости ударников при проникании в зависимости от их относительной длины (удлинения) и скорости удара исследовалось методами прямого и обратного метания из баллистических установок в диапазоне скоростей удара 400–2000 м/с. В схеме прямого метания использовались ударники с удлинением λ до 50, в схеме обратного метания – с удлинением до 100.

Экспериментально обнаружено, что начало прогиба ударника происходит через определенный промежуток времени после соударения. В опытах со стальными ударниками 50–60 мм, диаметром 1–4 мм при скоростях от 700 до 1100 м/сек в течение 10–15 мкс после удара продольного изгиба ударников не наблюдалось. За это время возмущения ещё не достигали заднего торца ударника, и он не испытывал активного осевого торможения. Через 70 мкс после удара со скоростью 700 м/сек для таких ударников зарегистрировано появление прогиба. Для ударников длиной 100 мм при прочих равных условиях изгиб наблюдался на рентгенограммах через 100 мкс, а для ударников длиной 130–150 мм при тех же условиях потеря устойчивости происходила через 120–150 мкс. При этом скорость прогиба составляла 20–40 м/сек. Показано, что изгиб ударника начинает проявляться не по всей длине, а локально, на определенных участках - на его переднем торце, в виде полуволны вблизи контактной поверхности и в виде двух полуволн разной амплитуды (рис. 2).

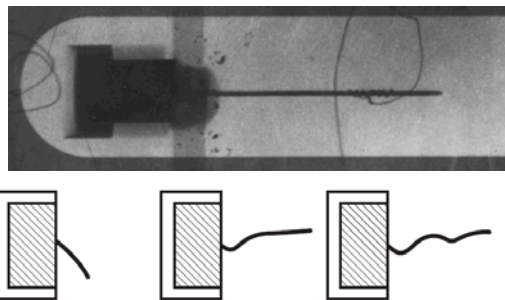


Рис. 2. Рентгенограмма при схеме обратного метания и характерные формы изгиба стержней при ударе, зарегистрированные в экспериментах

Это объясняется тем, что начало больших поперечных деформаций (изгиб или потеря устойчивости) ударника связано с распространением продольных волн напряжений, причем именно на концах ударника происходит скачкообразное изменение напряжения и возникают критические условия, приводящие к потере устойчивости. Минимальное время обнаружения начала изгибных деформаций на рентгенограммах для стальных ударников в опытах составляло около 70 мкс (длина $L = 50\text{--}90$ мм, диаметр $d = 1\text{--}2$ мм). За меньшее время ударник не успевает терять устойчивость, что определяется малой скоростью поперечных деформаций.

На рис. 3 показаны результаты статистической обработки всех проведенных экспериментов (более 200 зачётных опытов) по исследованию потери динамической устойчивости ударников [11, 12].

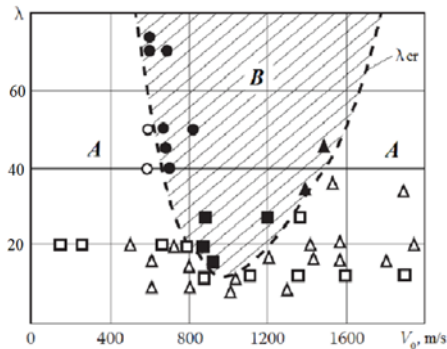


Рис. 3. Область устойчивого A и неустойчивого B проникания стальных ударников в стальные преграды, λ_{cr} - зависимость критического удлинения от скорости удара

Результаты представлены в координатах $\lambda - V_0$, где $\lambda = L/d$. На графике результаты по прямому метанию отмечены квадратиками, по обратному – кружочками и треугольниками. Заштрихованный участок B на рисунке представляет область с продольным изгибом ударников (область потери устойчивости ударников). Пунктирная кривая, разделяющая области, соответствующие устойчивому прониканию (область A) и потере устойчивости (область B), показывает качественный характер зависимости критической величины относительной длины ударника λ_{cr} от скорости удара.

С ростом скорости до 1000 м/с величина критического удлинения λ_{cr} уменьшается, достигая минимума в диапазоне скоростей 800–1200 м/сек. Дальнейшее увеличение V_0 приводит к быстрому увеличению λ_{cr} .

Физически подобный характер зависимости $\lambda_{cr}(V_0)$ можно объяснить следующим образом: в диапазоне низких скоростей удара до 600–800 м/с ударник внедряется, практически не деформируясь, на небольшую глубину, не более $2d$. В процессе удара ударник тормозится как твердое тело, при этом перегрузки, а значит и напряжения сжатия вдоль оси ударника растут с повышением V_0 . Поэтому, чем больше скорость удара, тем меньше удлинение ударника, при котором наступает потеря устойчивости.

Для скоростей удара более 1000–1200 м/с проникание ударника в преграду начинает сопровождаться срабатыванием или укорачиванием. Чем больше скорость удара, тем ударник глубже внедряется и на большую величину укорачивается, поэтому значение критического удлинения ударника, при котором может успеть произойти потеря устойчивости, с ростом скорости быстро повышается.

При численном моделировании устойчивости ударников большого удлинения при проникании в преграды рассмотрено решение задачи о поведении

шарнирно закрепленного ударника при ударе по нему груза [13, 14], что может быть применимо для случаев взаимодействия прочных ударников с малопрочными преградами. Начальные (скорость встречи) и граничные (текущая глубина внедрения и скорость внедрения) условия получены из модельного эксперимента, максимально приближающего условия соударения к реальному процессу. Для модельных экспериментов использовались ударники, изготовленные из инструментальной стали Р6М5 длиной 60 и диаметром 3.3 мм, закаленные до твердости HRC 50 и полубесконечные преграды из стали Ст.3.

Экспериментально полученная зависимость глубины проникания ударника от времени аппроксимировалась математической функцией, дифференцирование которой позволяет получить зависимость текущей скорости проникания от времени (рис. 4).

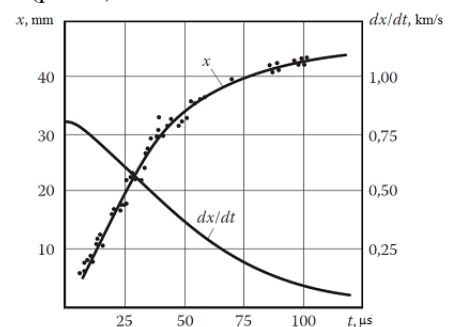


Рис. 4. Зависимость глубины x и скорости v внедрения ударника от времени взаимодействия

При встрече ударника с преградой по нему начинает распространяться фронт деформационной волны сжатия и на возмущенной части ударника образуются поперечные волны.

Результаты численного решения [11,12] системы уравнений, описывающих поведение ударника при ударе, представлены на рис. 5, 6 для условий соударения, соответствующих условиям эксперимента. На рис. 5 представлен характер развития прогибов ударника для конкретных моментов времени. Кружками отмечена глубина защемления ударника в преграде при проникании, соответствующая этим моментам времени.

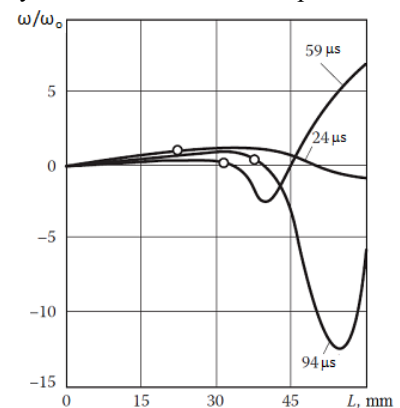


Рис.5. Зависимость относительного прогиба по длине ударника от времени, ω и ω_0 - текущий и начальный прогиб

На рис. 6 представлена зависимость силы сопротивления, действующей на ударник от времени.

Как видно, для момента 24 мкс сила сопротивления расположена на возрастающем участке кривой и приближается к максимальной. Прогиб ударника незначителен и распределён равномерно по длине невнедрившейся части. В момент 59 мкс сила сопротивления убывает, а полуволна прогиба более значительна и расположена у основания свободного конца ударника. В дальнейшем амплитуда полуволны растёт, и несмотря на то, что сила сопротивления внедрению убывает, наступает полная потеря устойчивости.

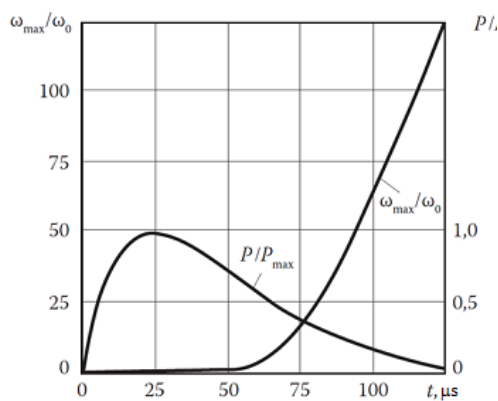


Рис. 6. Зависимость максимальной амплитуды прогиба и силы, действующей на ударник от времени

Например, расчетами и экспериментально определено, что в ударнике длиной 60 и диаметром 3.3 мм (удлинение 18.2) при скорости 800 м/с образуется прогиб в виде полуволны на расстоянии одного диаметра от внедряющейся части ударника. В некоторых опытах ударник срезался по вершине полуволны. По характеру среза можно судить о том, что разрушение происходило в результате сдвиговых деформаций, а не в результате хрупкого скола. При скоростях более 800 м/с ударник в большинстве случаев оставался целым, а изгиб был значительно меньше. При скорости менее 600 м/с ударник, не успев внедриться, теряет устойчивость. В этом случае полуволна прогиба образуется у основания переднего торца ударника. Более короткие ударники (40–50 мм) при скорости удара 600 м/с устойчивость не теряли.

Таким образом, показано, что удлиненные ударники теряют устойчивость при внедрении в преграду только при определенных условиях. Такими условиями при ударе по нормали являются скорость удара, удлинение ударника и соотношение прочностных характеристик взаимодействующих материалов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-08319).

Литература

1. Tate, A. A Theory for the Deceleration of Long Rods After Impact, J.Mech. Phys. Sol. 1967, 15, 6. P. 387-399.
2. Veldanov, V.A. and V.S. Kozlov. Penetration Model taking into Consideration Viscosity Properties of the Impacted Body Materials, 23rd International Symposium on Ballistics, Tarragona, Spain, 2007. P. 1429-1436.
3. Veldanov V.A., S.V.Fedorov, M.A.Maximov, A.Yu.Daurskikh, V.S.Kozlov. High-velocity Penetration of a Group of Extended Projectiles into Metal Targets, 25th International Symposium on Ballistics, Beijing, China, V.2, 2010. P. 1020-1027.
4. Yaziv, D., M. Mayseless and Y. Reifen. The penetration Process of Long Rods into thin Metallic Targets at High Obliquity, 19-th International Symposium of Ballistics, Interlaken, Switzerland, 2001. P. 1249-1255.
5. Veldanov, V.A., M.A. Maximov, S.V. Fedorov, V.S. Kozlov. Oblique Impact of Elongated Projectiles on Massive Targets. 26-th International Symposium on Ballistics. Miami, Florida, 12-16 September 2011. Miami, Florida, 2011. P. 1401-1409.
6. Roecker, R. and C. Grabarek. The effect of yaw and pitch on long rod penetration into rolled homogeneous armor at various obliquities, 9-th International Symposium on Ballistics. Shrivenham, UK, 1986. P. 467-473.
7. Hohler, V. and Th. Behner. Influence of the Yaw Angle on the Performance Reduction of Long Rod Projectiles, Proc. 18th Int. Symp. on Ballistics, San Antonio, Texas, 1999. P. 931-938.
8. Veldanov V.A., S.V.Fedorov, M.A.Maximov, D.E.Dudik, V.S.Kozlov. Influence of yaw angle on the penetration capability of elongated rod projectiles, 27th International Symposium on Ballistics, Freiburg, Germany, V.2, 2010. P. 1568-1576.
9. Campos, Joaquín M., William Reinecke, and Stephan Bless. A Parameter That Combines the Effects of Bend and Angle of Attack on Penetration Degradation of Long Rods, 19-th International Symposium of Ballistics, Interlaken, Switzerland, 2001. P. 1297-1304.
10. Lehr, H. F., E. Wollmann, W. Lanz and K. Sterzelmeier. On the Behaviour of Long-Rod Penetrators Undergoing Lateral Accelerations, 19-th International Symposium of Ballistics, Interlaken, Switzerland, 2001. P. 1141-1150.
11. Козлов В.С., Хорев И.Е., Шуталев В.Б. О продольном изгибе удлиненных элементов при проникании в металлические преграды. Эксперимент, расчет. II Международный семинар «Гидродинамика высоких плотностей энергии». Новосибирск, 13–19 июля 2008.
12. Козлов В.С., Толкачев В.Ф., Хорев И.Е. Механика высокоскоростного взаимодействия стержневых ударников с преградами и конструкциями. II Международный семинар «Гидродинамика высоких плотностей энергии». Новосибирск, 13–19 июля 2008.
13. Вольмир А.С. Устойчивость деформируемых систем. – М., Наука, 1967.
14. Гордиенко Б. А. О машинном решении задач ударного выпучивания упругих систем методом конечных разностей. «Механика твердого тела», 1970. № 3.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ РАЗНЕСЕННОЙ ЗАЩИТЫ

А.В. Герасимов, С.В. Пашков

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина, 36, корпус 10
тел.(3822) 529569, E-mail: ger@mail.tomsknet.ru

Введение

Возможным способом защиты космических объектов может быть группа пластин, движущихся навстречу удлинённому техногенному осколку с достаточно высокой скоростью. В работе удлинённый осколок моделируется стержнем, взаимодействующим с метаемым ему навстречу пакетом пластин. В процессе движения пакета происходит отделение пластин друг от друга и формирование разнесённой преграды, взаимодействующей с высокоскоростным стержнем. При контакте с преградой деформация и разрушение стержня снижает его проникающую способность и уменьшает вероятность поражения основного корпуса космического аппарата.

Уравнения, описывающие движение сжимаемого упругопластического тела с учетом вероятностного характера разрушения

Задача решается в 3-D постановке с учетом естественной неоднородности структуры реальных материалов, влияющей на распределение физико-механических характеристик по объёму элементов конструкций и являющейся одним из факторов, определяющих характер разрушения последних. Уравнения, описывающие пространственное адиабатное движение прочной сжимаемой среды, являются дифференциальными следствиями фундаментальных законов сохранения массы, импульса и энергии. В общем случае они имеют вид [1-3]. Для описания сопротивления тела сдвигу, используются соотношения Прандтля – Рейсса и условие пластичности Мизеса. Уравнение состояния твёрдого тела выбиралось в форме Ми-Грюнайзена. В качестве критерия сдвигового разрушения использовался критерий предельной эквивалентной пластической деформации [4] $\varepsilon^p = \varepsilon_*^p$. Начальные неоднородности моделировались тем, что предельная эквивалентная пластическая деформация распределялась по ячейкам оболочки с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего случайную величину, подчиняющуюся выбранному закону распределения.

Для расчёта упругопластических течений используется методика, реализованная на тетраэдрических ячейках и базирующаяся на совместном использовании метода Уилкинса для расчёта внутренних точек тела и метода Джонсона для расчёта контактных взаимодействий [2,5-6]. Разбиение трехмерной области на тетраэдры происходит последовательно с помощью подпрограмм автоматического построения сетки. Наиболее полно идеология и ме-

тодология применения вероятностного подхода к проблеме разрушения твёрдых тел приведена в монографии [7].

Результаты расчетов

Ранее в работе [8] рассматривалось взаимодействие стержня с двумя и тремя заранее разнесёнными пластинами, метаемыми ему навстречу. Взаимодействие стержня с четырьмя пластинами, движущимися в сторону стержня и от него, было рассмотрено в статье [9]. В настоящей работе, в дальнейшее развитие подхода о метании пластин, рассматривается взаимодействие стержня из вольфрамового сплава с четырьмя пластинами из подобного сплава. Пластины движутся как навстречу стержню, так и от него. Расстояние между пластинами варьируется. Радиус стержня – 1, 2 см, длина – 65,4 см. Толщина пластин – 1 см, толщина преграды – 5 см, угол отклонения стержня от нормали к преграде равен 60° . Размеры пластин и преграды: ширина=15 см, длина=60 см, угол отклонения от горизонтальной поверхности равен 30° . Расстояние между пластинами и пластинами и преградой h_1, h_2, h_3, h_4 варьируются для различных задач. Скорость стержня $V = -2000$ м/с, скорости пластин по нормали к поверхности и вдоль пластин V_1, V_2, V_3, V_4 , расстояние между пластинами также варьируются для разных задач. На рис 1 показано расположение стержня и преграды с пластинами в начальный момент времени.

На рис. 2 приведены результаты расчёта метания четырех пластин (рис.1, б) со скоростью 1000 м/с по направлению нормали к поверхности последних. Взаимодействие соударяющихся тел привело к незначительным повреждениям стержня и отклонению от осесимметричной формы.

Отклонение вектора скорости пластин от нормали на 30° привело к заметному изменению картины взаимодействия пластин и стержня (рис.3). Значительно увеличилось повреждение контактирующей поверхности стержня и отклонение его от исходного направления удара. Деформированная часть стержня почти параллельна поверхности преграды, что может привести к его рикошетированию, либо пролету мимо цели.

На рисунке 4 приведены результаты взаимодействия стержня и пластин при отклонении вектора скорости пластин от нормали на 45° , что привело к более заметному изменению картины разрушения и отклонения стержня по сравнению с рис.3 и увеличило вероятность рикошетирования и отклонения стержня от преграды.

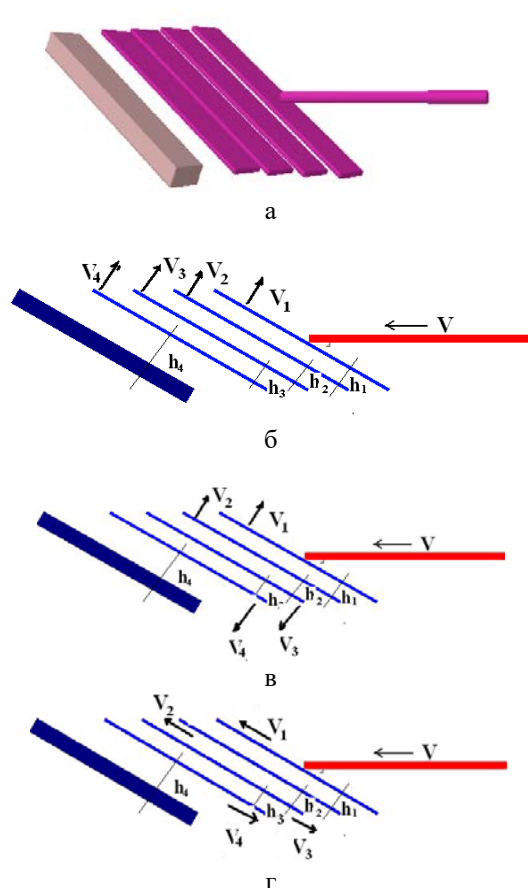


Рис. 1. Начальная конфигурация системы "пре-града – пластины–стержень": а - трехмерная картина; б-2-D сечение трехмерной расчетной области (скорость пластин направлена навстречу стержню); в-2-D сечение трехмерной расчетной области (скорость двух пластин направлена навстречу, а двух от стержня); г-2-D сечение трехмерной расчетной области (скорости пластин вдоль плоскости)

Time=66,7919mks

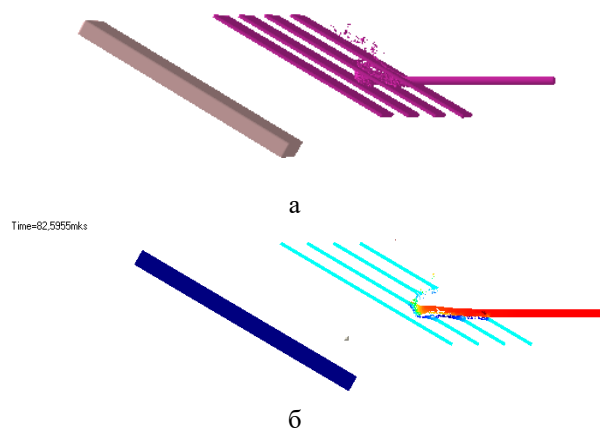


Рис. 2. Взаимодействие стержня с пластинами (скорость пластин направлена по нормали к поверхности): а - трехмерная картина; б-2-D сечение трехмерной расчетной области

Time=154,7350mks

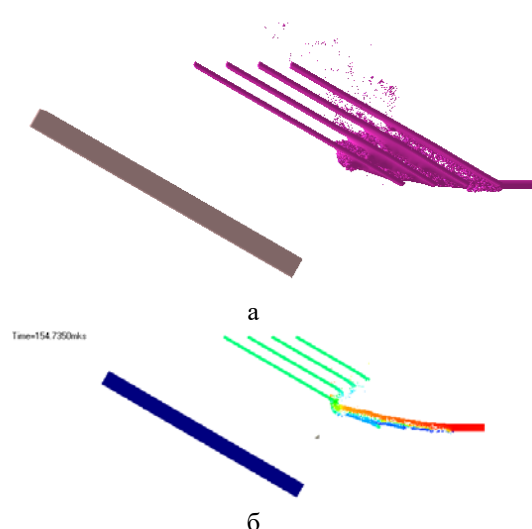


Рис. 3. Взаимодействие стержня с пластинами (скорость пластин направлена под углом 60° к поверхности пластин): а - трехмерная картина; б-2-D сечение трехмерной расчетной области

Time=154,8190mks

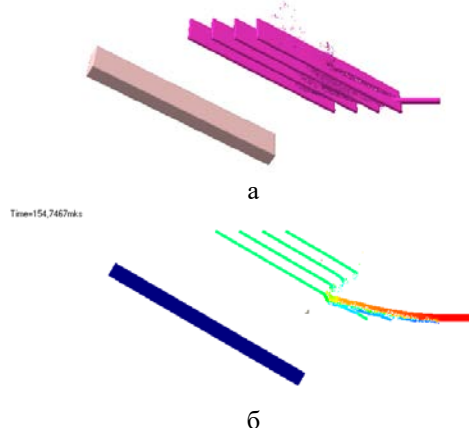


Рис. 4. Взаимодействие стержня с пластинами (скорость пластин направлена под углом 45° к поверхности пластин): а - трехмерная картина; б-2-D сечение трехмерной расчетной области

Time=0,4402mks

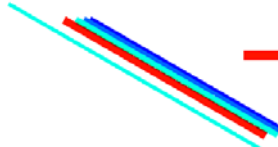


Рис. 5. Начальная конфигурация системы пластины - стержень: 2-D сечение трехмерной расчетной области

На рис.5 приведена начальная конфигурация пакета из трех пластин – мишеней и ударяющей по ним четвертой пластины плюс цилиндрический ударник. Скорость пластины 1000 м/сек, скорость ударника из вольфрамового сплава -2000 м/сек. Ударяющая по пакету пластина изготовлена из вольфрамового сплава, толщиной 2 см. Пластины

пакета изготовлены из следующих материалов: первая (отсчет от ударяющей пластины) – сталь, толщина 1,5 см; вторая-титан, толщина 1 см; третья-алюминий, толщина 0,8 см. Преграда из стали, толщина 1 см. Расстояние между преградой и пластинами-2 см

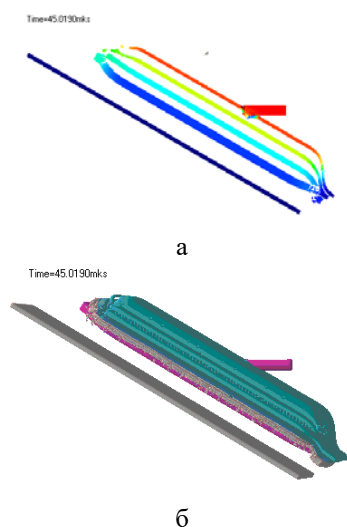


Рис. 6. Взаимодействие стержня с пластинами при $t=45\text{ мкс}$: а - 2-D сечение трехмерной расчетной области; б - трехмерная картина

После удара пластиной по пакету, начинается движение и расхождение составляющих его пластин, и формирование разнесенной защиты против ударника (рис.6).

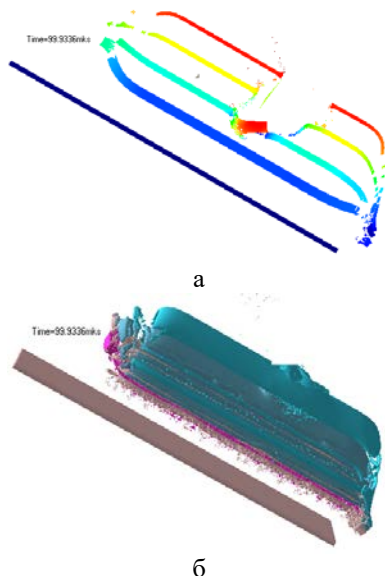


Рис. 7. Взаимодействие стержня с пластинами при $t=99,9\text{ мкс}$: а - 2-D сечение трехмерной расчетной области; б - трехмерная картина

Взаимодействие пластин с ударником приводит к его повреждению и отклонению от начальной траектории полета.

Выводы

Результаты расчетов показали, что воздействие группы пластин приводит к снижению вероятности поражения защищаемого объекта. Наиболее эффективно метание пластин с вектором скорости, направленным под углом 45° к поверхности последних. Остальные варианты использования пластин дают менее выраженный защитный эффект. Динамическое формирование разнесенной преграды позволяет системе защиты не выходить из заданных габаритных параметров.

Расчеты подтвердили, что предложенный подход и разработанная на его основе численная методика позволяют моделировать процессы взаимодействия высокоскоростных длинных осколков с системами пластин в широком диапазоне скоростей и углов соударения, исследовать процессы фрагментации стержней и преград и характер формирующихся осколочных полей.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №16-08-00037 а, №15-08-06689 и №15-08-02265 а.

Список литературы

1. Физика взрыва /Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
2. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212 – 263.
3. Wilkins M.L. Modeling the behavior of materials // Proc. of the Intern. conf. "Structural impact and crashworthiness". 16-20 July, London. London; New York: 1984. V.2. P. 243-277.
4. Крейнхаген К. Н., Вагнер М. Х., Пьечочки Дж. Дж., Бьорк Р. Л. Нахождение баллистического предела при соударении с многослойными мишенями//Ракет. техника и космонавтика. 1970. Т. 8, № 12. С. 42 - 47.
5. Johnson G.R., Colby D.D., Vavrick D.J. Tree-dimensional computer code for dynamic response of solids to intense impulsive loads // Int. J. Numer. Methods Engng, 1979, v. 14, № 12, p. 1865-1871.
6. Johnson G.R. Dynamic analysis of explosive-metal interaction in three dimensions // Trans. ASME. J. of Appl. Mech., 1981, v. 48, № 1, p. 30-34.
7. Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия тел/Под ред. А.В. Герасимова. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007, 572 с.
8. Герасимов А.В., Барашков В.Н., Пашков С.В. Защита объектов от высокоскоростных элементов// Изв. вузов. Физика, 2013, т. 56, №7/3, с. 29-31.
9. Герасимов А.В., Барашков В.Н. Взаимодействие стержня с группой движущихся пластин// 5-я Всероссийская научная конференция с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред», 15-17 декабря 2015 г., Москва, Россия. Сборник материалов. С.514-517, 2015.

РАЗВИТИЕ ФОРМАЛИЗМА МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

А.С. Григорьев, Е.В. Шилько, С.Г. Псахье

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
634021, пр. Академический 2/4, Томск, Россия
E-mail: grigoriev@ispms.ru

Введение. Известно, что упругие, реологические и прочностные свойства таких материалов чувствительны к скорости деформирования и могут значительно отличаться от соответствующих «статических» характеристик [1]. При этом зависимость прочностных и реологических свойств от скорости деформации $\dot{\epsilon}$ у хрупких материалов наблюдается в диапазоне от 1 с^{-1} до 100 с^{-1} , в то время как упругие свойства проявляют зависимость от скорости деформации при $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Численное моделирование зарекомендовало себя как эффективный инструмент для изучения поведения материалов под нагрузкой. Наиболее распространенными численными методами в наше время являются метод конечных элементов и метод конечных разностей. Математический формализм этих методов позволяет получить численное решение различных сложных задач механики деформированного твердого тела, в том числе динамических. В то же время при использовании этих методов для решения динамических задач МДТТ возникает ряд трудностей, связанных с моделированием множественного разрушения, сопровождающегося интенсивным массопереносом и перемешиванием.

Для решения задач МДТТ, связанных с разрушением успешно используются методы численного моделирования, основанные на дискретном подходе (методы дискретных элементов – МДЭ). Несмотря на широкое использование методов дискретных элементов для численного изучения особенностей деформирования и разрушения хрупких гетерогенных материалов и сред, в настоящее время математический формализм МДЭ ограничен квазистатическими моделями отклика элементов на механическое воздействие. Это ограничивает область применения МДЭ интервалом скоростей деформации $\dot{\epsilon} < 10 \text{ с}^{-1}$. В то же время преимущества данных методов в моделировании разрушения востребованы, в первую очередь, при решении задач динамического нагружения хрупких материалов. Поэтому целью данной работы было развитие математического формализма МДЭ для моделирования динамического поведения материалов. В работе предложена модель динамического деформационного отклика хрупких материалов, основанная на кинетической теории прочности, которая была предложена Журковым [2] и развивается в работах Морозова и Петрова [3]. Предложенная модель учитывает чувствительность реологических и прочностных свойств хрупких

материалов к скорости деформации и позволяет моделировать их динамическое поведение при $\dot{\epsilon} < 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Модель реализована в рамках метода подвижных клеточных автоматов (ПКА), который является активно развивающимся представителем МДЭ [4, 5]. В настоящей работе для моделирования неупругого деформационного отклика хрупких материалов используется модель пластичности Николаевского (неассоциированный закон пластического течения с критерием пластичности в форме Мизеса-Шлейхера) и критерий разрушения Друкера-Прагера [4, 6]. Первоначальная реализация этой модели применима для решения квазистатических задач. В настоящей работе предложена модификация этой модели, позволяющая учитывать особенности деформирования хрупких материалов при высоких скоростях деформации.

Описание модели. Традиционно в моделях динамического поведения хрупких материалов используют зависимости параметров модели от скорости деформации. Отметим, что измеряемая величина скорости деформации фактически является усредненным по объему образца и поэтому техническим параметром. В то же время параметр времени релаксации является физическим и характеризует процесс разрушения или дегградации материала на заданном масштабном уровне. Как правило, это время за которое происходит зарождение и развитие магистральной трещины в образце (разрушение), либо формирование системы микрповреждений, обуславливающие макроскопически неупругое поведение материала. Поэтому логично использовать в качестве ключевого параметра модели динамического поведения материалов именно характерное время релаксации напряжений.

В современных кинетических моделях неупругого поведения хрупких материалов применяются интегральные критерии разрушения [3], основанные на вычислении приращения импульса нагружения за некоторое время τ , называемое временем инкубации разрушения [7]. Время τ интерпретируется как временной период, за который формируется разрушающая трещина при постоянной нагрузке, равной статическому пределу прочности материала σ_c^{st} . Такой интегральный критерий разрушения можно записать в виде:

$$\int_{t-\tau}^t \sigma(t') dt' = \sigma_c^{st} \tau. \quad (1)$$

Здесь σ – скалярный силовой параметр напряженного состояния (комбинация инвариантов тензора напряжений), t – время. Например, в настоящей работе в качестве параметра σ используется предложенная Друккером и Прагером комбинация первых двух инвариантов тензора напряжений. Очевидно, что выполнение критерия (1) возможно в случае, если приложенная нагрузка достигнет (или превысит) статический предел прочности материала и не опустится ниже σ_c^{st} в течение некоторого конечного промежутка времени. При этом в случае если приложенная нагрузка равна пределу прочности материала, разрушение произойдет за время равное характерному времени инкубации разрушения τ .

Определение величины параметра τ является достаточно сложной задачей. Более того, его количественное значение является масштабно зависимым [3]. Поэтому в данной работе предлагается более простая (силовая) форма критерия разрушения, базирующаяся на известном статическом критерии разрушения Друкера-Прагера:

$$\sigma_{eq} 0.5(a+1) + \sigma_{mean} 1.5(a-1) \geq \sigma_c^{dyn}(t-t_0, H), \quad (2)$$

где $\sigma_c^{dyn} = \sigma_c^{dyn}(t-t_0, H)$ – динамический предел прочности на сжатие, $\sigma_t^{dyn} = \sigma_t^{dyn}(t-t_0, H)$ – предел прочности на растяжение, $a = \sigma_c^{dyn} / \sigma_t^{dyn}$, σ_{mean} и σ_{eq} – среднее напряжение и интенсивность напряжений, H – параметр истории процесса разрушения. Применение критерия (2) подразумевает, как и в случае (1), что при достижении параметром

$$\sigma_{DP}(t-t_0) = \sigma_{eq} 0.5(a+1) + \sigma_{mean} 1.5(a-1)$$

статического предела прочности (σ_c^{st}) в момент времени t_0 начинается процесс разрушения. Длительность этого процесса определяется динамикой изменения параметра σ_{DP} при $t > t_0$. К моменту формирования разрушающей трещины (при $t=t_{fr}$) величина параметра σ_{DP} составит некоторое значение $\sigma_c^{dyn} \geq \sigma_c^{st}$.

Предположим, что за время формирования трещины $\dot{\epsilon}$ и $\dot{\sigma}_{DP}$ не претерпевают существенных изменений. В рамках данного предположения время разрушения ($t_{fr}-t_0$), скорость деформации и динамический предел прочности являются однозначно связанными между собой. В частности, при одноосном нагружении можно записать:

$$T_{\dot{\epsilon}} = t_{fr} - t_0 = \frac{\sigma_c^{dyn} - \sigma_c^{st}}{E \dot{\epsilon}}, \quad (3)$$

где E – модуль Юнга. Аналогичное соотношение можно записать и для одноосного динамического растяжения с постоянной скоростью.

Таким образом, в рамках данного упрощения параметры σ_c^{dyn} и σ_t^{dyn} динамического критерия прочности (2) являются однозначными функциями времени ($t-t_0$), прошедшего с начала формирования разрушающей трещины. Поэтому после выполнения статического критерия прочности в момент времени t_0 в каждый последующий момент времени

осуществляется проверка неравенства (2). Его выполнение соответствует окончанию формирования разрушающей трещины ($t=t_{fr}$). Отметим, что применение предложенного критерия разрушения предполагает наличие экспериментальной информации о зависимости σ_c^{dyn} и σ_t^{dyn} от $\dot{\epsilon}$ для моделируемого материала.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что чувствительными к скорости нагружения являются как прочностные, так и реологические свойства хрупких материалов (сцепление Y , коэффициент внутреннего трения ω , коэффициент дилатансии Λ). Это связано с тем, что неупругий отклик хрупких материалов также связан с возникновением повреждений внутренней структуры, которые формируются конечное время. Поэтому, для адекватного описания динамического неупругого деформирования необходимо учитывать зависимость не только прочностных, но и реологических параметров модели от времени релаксации. В модели Николаевского поверхность текучести определяется параметром сцепления Y . В рамках динамической модели пластичности необходимо определить зависимость этого параметра от времени релаксации.

Реализация модели Николаевского в рамках метода ПКА осуществляется с помощью алгоритма Уилкинса [4], который заключается в решении упругой задачи в приращениях на каждом шаге интегрирования уравнений движения и приведении вычисленных таким образом напряжений к соответствующей точке предельной поверхности при выполнении критерия пластичности. В работе предложена модификация алгоритма Уилкинса для моделирования динамического отклика материала. Предполагается, что вычисленные «упругие» напряжения σ приводятся к статической поверхности Y_0 за конечное время. Использование упрощения о неизменности $\dot{\epsilon}$ и $\dot{\sigma}_{DP}$ в течение времени релаксации позволяет однозначно связать время релаксации T и текущее значение действующих напряжений. Для построения зависимости $T(Y)$, аналогичной (3), могут быть использованы экспериментальные данные испытаний на динамическое сжатие с постоянной скоростью деформации.

На каждом шаге интегрирования уравнений движения по окончании решения упругой задачи осуществляется проверка на выполнение критерия пластичности с использованием статического значения сцепления Y_0 . При выполнении этого критерия ($\sigma > Y_0$) определяется время T приведения напряжений σ к статической предельной поверхности с использованием заданной зависимости $T(Y)$, в которой в качестве Y используется значение действующих напряжений σ . Далее осуществляется приведение действующих напряжений σ к соответствующей точке «динамической» предельной поверхности Y_{cur} . Данная точка находится между точкой действующих напряжений σ и точкой статической предельной поверхности Y_0 . Положение точки Y_{cur}

определяется отношением шага по времени Δt к времени релаксации T :

$$\frac{Y_{cur}(T)}{Y_0} = \frac{\sigma}{Y_0} - \left(\frac{\sigma}{Y_0} - 1 \right) \frac{\Delta t}{T}, \quad (4)$$

Отметим, что динамические значения других параметров модели, определяющих неупругий отклик материала, также определяются на основе экспериментальных данных с использованием соотношений, аналогичных (3).

В последние десятилетия накоплена большая база данных о зависимости пределов текучести и прочности хрупких материалов от скорости деформации в условиях одноосного деформирования. Анализ этих данных, представленный например, в работе [1], свидетельствует о возможности аппроксимации экспериментальных кривых для широкого класса хрупких материалов обобщенными аналитическими зависимостями. Данные обобщенные зависимости были использованы в настоящей работе для получения $T(Y)$, $T_{\dot{\epsilon}}(\sigma_c^{dyn})$, $T_{\dot{\epsilon}}(\sigma_t^{dyn})$.

Верификация. Для проверки корректности и адекватности предложенной модели динамического поведения хрупких материалов проведен ряд численных тестов. Моделировались испытания прямоугольных образцов бетона и песчаника (6х9 мм) на одноосное сжатие с постоянной скоростью. Скорость деформации варьировалась от 10^{-3} с^{-1} (что соответствовало квазистатической нагрузке) до 10^3 с^{-1} . Максимальные осевые напряжения, зарегистрированные в образце во время нагрузки (что сопровождается разделением образца на части и резким спадом на диаграмме деформирования), принимались в качестве прочности образца σ_c . Основные механические характеристики материалов, используемых в численных тестах, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Механические характеристики материалов, используемых в тестах.

Материал	Бетон	Песчаник
Е, ГПа	38.6	16
Коэффициент Пуассона	0.194	0.28
Плотность, кг/м ³	4660	2200
Y, МПа	17	30
σ_c^{st} , МПа	45.8	70
σ_t^{st} , МПа	21	31.5
ω	0.63	0.57
Λ	0	0.36

На рис. 1 и рис. 2 показаны зависимости предела прочности на сжатие от скорости деформации для бетона и песчаника полученные в приближении плоского напряженного (1) и плоского деформированного (2) состояния. Пунктирной линией показана обобщенная зависимость предела прочности от скорости деформации для широкого спектра хрупких материалов, полученная на основе анализа экспериментальных данных различных авторов и описанных в работе [1]. Из рисунков видно, что результаты численных экспериментов согласуются с экспериментальными данными.

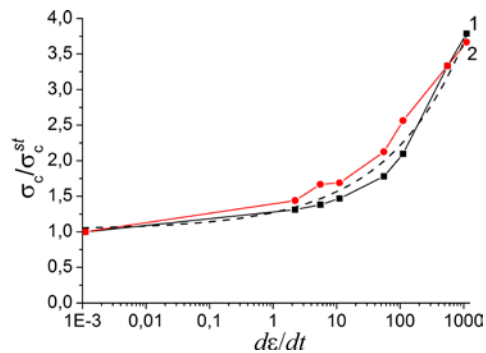


Рис. 1. Зависимость предела прочности на сжатие для бетона

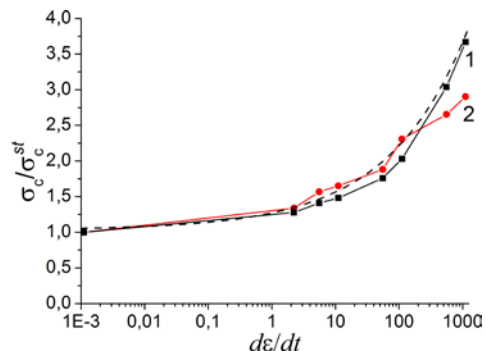


Рис. 2. Зависимость предела прочности на сжатие для песчаника

Результаты численного моделирования свидетельствуют о том, что у материалов с различными механическими свойствами (бетон и песчаник) присутствуют общие тенденции при разрушении, а именно с ростом скорости деформации увеличивается степень раздробленности образцов. Данная закономерность наблюдается и в лабораторных экспериментах.

Заключение. В работе развита численная модель динамического деформационного отклика хрупких материалов, которая учитывает чувствительность прочностных и реологических свойств таких материалов к скорости деформации. Верификация модели показала качественное и количественное соответствие результатов моделирования экспериментальным данным. Следует отметить, что предложенная модель не предусматривает явного разделения на статические и динамические задачи и обеспечивает непрерывный переход от квазистатического нагружения к динамическому.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы.

Литература

1. Мохначев М.П., Пристах В.В. Динамическая прочность горных пород. М.: Наука, 1982. 140 с.
2. S. N. Zhurkov. Int. J. Fract. 26, 295–307 (1984).
3. N. F. Morozov and Yu. V. Petrov. Eur. J. Mech. A.-Solid. 25, 670–676 (2006).
4. S. G. Psakhie, E. V. Shilko, A. S. Grigoriev, et al., Eng. Fract. Mech. 130, 96–115 (2014).
5. E. V. Shilko, S. G. Psakhie, S. Schmauder, et al. Comput. Mater. Sci. 102, 267–285 (2015).
6. Yu. P. Stefanov, Phys. Mesomech. 5(5–6), 67–77 (2002).
7. V. R. Regel. Rheol. Acta. 14, 19–26 (1975).

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ПРЕДЕЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ДВОЙНОЙ СТЕНКИ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ

Д.Б. Добрица

ФГУП "Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина"
141400, Россия, Московская область, г. Химки, Ленинградская ул., 24
E-mail: dobrica@laspace.ru

Стойкость элементов конструкции космического аппарата (КА) к воздействию высокоскоростных твердых тел оценивается по баллистическим предельным уравнениям (БПУ) – аналитическим уравнениям, которые определяют порог непробоя высокоскоростными частицами для систем или компонент КА. БПУ связывают критический диаметр ударника d_c со скоростью воздействия v_0 , углом, плотностью ударника и другими параметрами в виде множества точек (d_c , v_0), характеризующих границу пробития-непробития преграды для наиболее распространенных материалов и конфигураций. Обобщенные зависимости критического размера частиц d_c от параметров конструкции и соударения, используемые для построения БПУ, имеют вид [1]:

$$d_c = f(t_b, S, t_w, v_0, \cos(\theta), \rho_0, \rho_w). \quad (1)$$

Здесь d_c , см, – критический диаметр ударника, который вызывает поражение конструкции на интересующей скорости воздействия. Поражение конструкции определяется как: (а) перфорация задней стенки или (б) потеря материала (отделение осколка) от задней поверхности задней стенки конструкции; t_b , см, – толщина внешнего слоя защиты; S , см, – расстояние между бампером и стенкой; t_w , см, – толщина преграды; v_0 , км/с – скорость соударения; θ – угол между вектором скорости частицы и нормалью к поверхности; ρ_0 , г/см³, – удельный вес частицы; ρ_w , г/см³ – удельный вес материала стенки.

Оценка стойкости к пробоя элементов КА без учета экранной защиты при воздействии на них высокоскоростных метеорно-техногенных частиц проводится по баллистическому уравнению для одиночной стенки, которое имеет вид [2]:

$$d_c = \left(0.106022 \cdot t_n \cdot HB^{1/4} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_0}} \left(\frac{c_w}{v_0 \cos \theta} \right)^{2/3} \right)^{18/19}. \quad (2)$$

Переход к критической массе частицы сферической формы, при которой происходит пробой одиночной стенки, осуществляется по соотношению: $m_c = \rho_0 \pi d_c^3 / 6$, где m_c – критическая масса пробивающей частицы, г; HB – твердость по Бринеллю; c_w – скорость звука в материале преграды, км/с; остальные величины как в (1).

Для расчетов параметров пробоя высокоскоростными частицами (ударниками) разнесенной конструкции (экран + стенка) применяется уравнение Кристиансена и Керр [3]. Скорости соударения в этом уравнении разбиты на 3 диапазона в связи с различным характером

баллистических кривых, которым соответствуют свои функциональные зависимости:

А) Высокоэнthalпийный интервал скоростей $v_0 \geq (v_H / \cos \theta)$:

$$d_c = k_h \rho_0^{-1/3} (v_0 \cos \theta)^{-2/3} \rho_b^{-1/9} S^{1/2} (t_w \rho_w)^{2/3} \sigma'_h{}^{1/3} + \Delta_{MLI}, \quad (3)$$

где $v_H = 7$ км/с; $k_h = 1.35$ при большой толщине бампера; $k_h = 7.451 t_b / \left(t_w^{2/3} S^{1/3} \right) + 0.411$.

Условие малости толщины бампера:

$$t_b / \left(t_w^{2/3} S^{1/3} \right) < 0.126, \quad (4)$$

где $\sigma'_h = 2.072 \cdot 10^{-3} \sigma_w$ – приведенная величина предела текучести (в оригинале задается в единицах ksi), σ_w – предел текучести задней стенки (преграды), МПа; $\Delta_{MLI} = k_{MLI} m_{MLI} (S_{MLI} / S)^{1/2}$, m_{MLI} – поверхностная плотность ЭВТИ, г/см²; $k_{MLI} = 1.4$.

В) Баллистический диапазон скоростей $v_0 \leq (v_L / (\cos \theta)^{1.5})$:

$$d_c = k_l (t_w \sigma_L^{0.5} + C_L t_b \rho_b) \cdot \rho_0^{-0.5} v_0^{-2/3} (\cos \theta)^{-11/6}, \quad (5)$$

где $k_l = 1.9$; $\sigma'_L = 3.626 \cdot 10^{-3} \sigma_w$; $v_L = 3$ км/с, если ЭВТИ отсутствует; $v_L = 2$ км/с, если ЭВТИ имеется; $C_L = 0.37$ см³/г.

С) Диапазон дробления $v_L / (\cos \theta)^{1.5} < v < v_H / \cos \theta$ (область линейной регрессии):

$$d_c = \left(k_{hi} \rho_0^{-1/3} \rho_b^{-1/9} S^{1/2} (t_w \rho_w)^{2/3} \sigma'_h{}^{1/3} + \Delta_{MLI} \right) \cdot \left(\frac{v_0 - V_L (\cos \theta)^{-1.5}}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right) + k_{li} (t_w \sigma_L^{0.5} + C_L t_b \rho_b) \cdot \rho_0^{-0.5} (\cos \theta)^{-5/6} \left(\frac{V_H (\cos \theta)^{-1} - v_0}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right), \quad (6)$$

где $k_{hi} = v_H^{-2/3} k_h$; $k_{li} = v_L^{-2/3} k_l$. Заметим, что применение этих и других широко известных соотношений для двустенных конструкций к расчету пробоя двойных стенок, находящихся на сравнительно близком расстоянии (например, для тепловых труб, находящихся под обшивкой), некорректно. Эти формулы разработаны для оптимальных параметров экранной защиты, в которых расстояние между стенками $S > 15d_c$, а соотношение толщины переднего бампера и критического диаметра пробивающей частицы $t_b / d_c = 0.15-0.2$. Несложно убедиться, что в соответствии с уравнением (3) наращивание толщины бампера двустенной конструкции эффективно только до

определенного предела, определяемого соотношением:

$$t_{b \max} = 0.126 \cdot t_w^{2/3} S^{1/3}, \quad (7)$$

следующим из (4).

Далее рассмотрим конфигурацию двойной стенки, характерную для баков ДУ с защитой, входящих в состав стандартного модуля «Навигатор» (КА серии «Спектр» и «Электро» НПО им. С.А. Лавочкина). Зададимся следующими параметрами двойной стенки (Конфигурация 1): $t_b = 2$ мм; $t_w = 2$ мм; $S = 4$ см; материал бампера и задней стенки Амгб.

На рисунке 1 изображена баллистическая предельная зависимость (БПЗ) для данной конфигурации, построенная по уравнению Кристиансена и Керра. Нанесены экспериментальные точки, полученные для данной конфигурации в результате экспериментальной части работы, итоги которой изложены в [4]. Согласно соотношению (7), максимальная эффективная толщина бампера для Конфигурации 1 составит $t_{b \max} = 0.684$ мм; следовательно, дальнейшее увеличение толщины бампера не приводит к улучшению характеристик БПЗ для высокоскоростного интервала скоростей.



Рис. 1. БПЗ конфигурации 1 с нанесением экспериментальных точек

Предел роста толщины бампера для Конфигурации 1 показан на рис. 2.

В качестве ударника для расчета использовался сплав Д16 (дюралюминий). Как видно из рисунка, начиная с толщины бампера $t_b = 0.7$ мм и более, кривые баллистической зависимости сливаются на высокоскоростном отрезке.

Другая конфигурация (назовем ее Конфигурация 2), характерная для расчетов стойкости элементов КА к воздействию МТТ, имеет параметры, соответствующие находящимся под обшивкой в сотовой панели тепловым трубам (см. рис.3): $t_b = 1.5$ мм; $t_w = 1$ мм; $S = 2.75-5$ мм (для расчета взято 4 мм); материал профиля тепловой трубы АД31; материал листа обшивки В95 (в расчетах берется эквивалентный по толщине АД31).

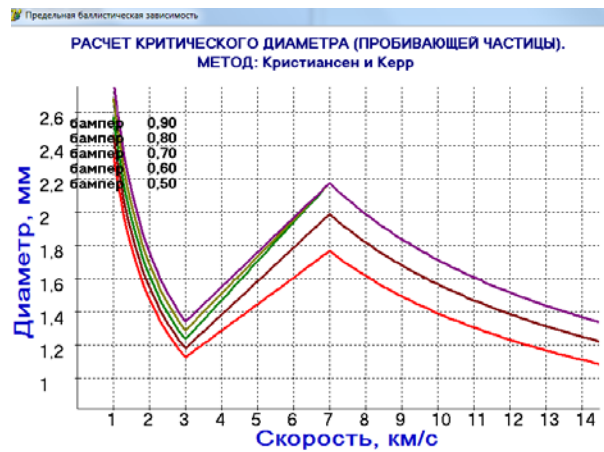


Рис. 2. БПЗ конфигурации 1 при изменении толщины стенки бампера в диапазоне 0.5–0.9 мм

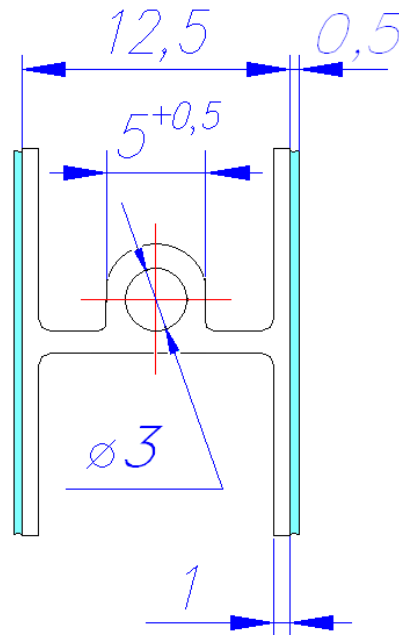


Рис. 3. Профиль радиатора

Для расчета БПЗ для Конфигурации 2 определим по (7) предельную толщину бампера (в данном случае мы рассматриваем упрощенную конструкцию, которая сводится к двум стенкам с определенным расстоянием между ними): $t_{b \max} = 0.2$ мм, что значительно меньше имеющейся толщины 1.5 мм. Очевидно, что при росте толщины бампера произойдет ситуация, когда расчет по формуле (2) для суммарной толщины бампер + задняя стенка будет давать более высокую стойкость, чем по формуле (3) для двойной стенки на высокоскоростном интервале скоростей, а при произвольном увеличении толщины бампера $t_b \gg t_w$ БПЗ структуры будет стремиться к БПЗ одностенной конструкции (равной по толщине $t_b + t_w$). Очевидно также, что эффект бампера должен проявляться плавно при увеличении расстояния между стенками от нулевого. Если эффект бампера проявляется в расщеплении ударника на вторичное облако осколков, которые разлетаются в конический сноп [5], то площадь воздействия вторичного облака на заднюю стенку (т.е. эффект рассеивания

вторичных осколков) будет увеличиваться пропорционально квадрату расстояния между стенками.

Для расчета БПЗ двухстенных конструкций с относительно близким расстоянием между стенками уравнение Кристиансен и Керр было модифицировано с учетом этих соображений. Суть модификации состоит в следующем. Рассчитывается идеальное межстеночное расстояние S_{id} по соотношению (4):

$$S_{id} = \left(t_b / 0.126 t_w^{2/3} \right)^3, \quad (8)$$

затем для высокоэнтальпийного интервала скоростей $v_0 \geq (v_H / \cos \theta)$ вводится коэффициент пропорциональности: $K_{prop} = S^2 / S_{id}^2$ (считаем, что соотношение 4 корректно применять только при $S = S_{id}$). Расчет БПЗ для $v_0 \geq (v_H / \cos \theta)$ будет вестись на основе выбора при $v_0 = (v_H / \cos \theta)$ одного из трех соотношений, дающего наибольшее значение диаметра пробивающей частицы:

1) Модифицированное соотношение:

$$d_c = K_{prop} \left(k_h \rho_0^{-1/3} (v_0 \cos \theta)^{-2/3} \rho_b^{-1/9} S^{1/2} (t_w \rho_w)^{2/3} \sigma_h^{1/3} + \Delta_{MLI} \right) + (1 - K_{prop}) \left(0.106022 \cdot t_w \cdot HB^{1/4} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_0} \left(\frac{c_w}{v_0 \cos \theta} \right)^{2/3}} \right)^{18/19};$$

2) Формула (2) для $t_b + t_w$ (расчет ведется как по одностенной конструкции);

3) Формула (3-4).

$$\text{Для диапазона дробления } \frac{V_L}{(\cos \theta)^{1.5}} < V < \frac{V_H}{\cos \theta}$$

будет использоваться следующее соотношение:

– если используется 1-й вариант, то применение модифицированного соотношения дает формулу:

$$d_c = \left[K_{prop} \left(k_{hi} \rho_0^{-1/3} \rho_b^{-1/9} S^{1/2} (t_w \rho_w)^{2/3} \sigma_h^{1/3} + \Delta_{MLI} \right) + (1 - K_{prop}) \left((v_H)^{-2/3} 0.106022 \cdot t_w \cdot HB^{1/4} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_0} (c_w)^{2/3}} \right)^{18/19} \right].$$

$$\left(\frac{v_0 - V_L (\cos \theta)^{-1.5}}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right) + k_{hi} (t_w \sigma_L^{0.5} + C_L t_b \rho_b) \cdot \rho_0^{-0.5} (\cos \theta)^{-5/6} \left(\frac{V_H (\cos \theta)^{-1} - v_0}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right);$$

– в варианте 2 формула будет иметь вид:

$$d_c = \left((v_H)^{-2/3} 0.106022 \cdot t_w \cdot HB^{1/4} \sqrt{\frac{\rho_w}{\rho_0} (c_w)^{2/3}} \right)^{18/19} \cdot \left(\frac{v_0 - V_L (\cos \theta)^{-1.5}}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right) + k_{hi} (t_w \sigma_L^{0.5} + C_L t_b \rho_b) \cdot \rho_0^{-0.5} (\cos \theta)^{-5/6} \left(\frac{V_H (\cos \theta)^{-1} - v_0}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right);$$

$$\rho_0^{-0.5} (\cos \theta)^{-5/6} \left(\frac{V_H (\cos \theta)^{-1} - v_0}{V_H (\cos \theta)^{-1} - V_L (\cos \theta)^{-1.5}} \right);$$

– в варианте 3 осуществляется обычное применение формулы Кристиансен и Керр для двойной стенки.

На рисунке 4 показаны БПЗ для Конфигурации 2, построенные по обычному методу Кристиансен и

Керр и по предложенному модифицированному методу.

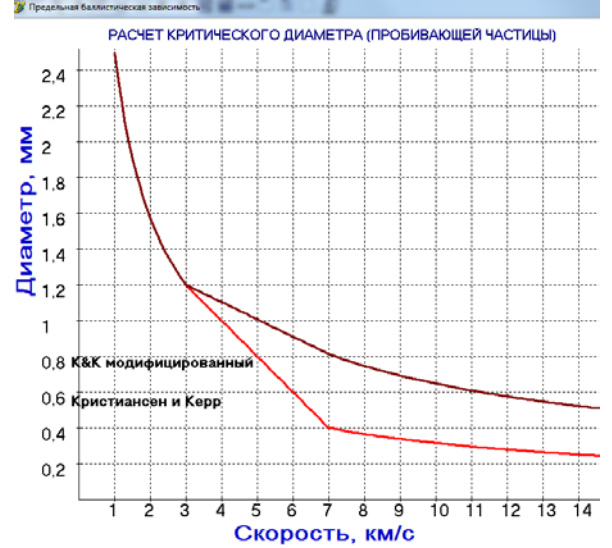


Рис. 4. БПЗ для Конфигурации 2

Как можно видеть из этого рисунка, кривая БПЗ, построенная по модифицированному методу, дает значения d_c в высокоэнтальпийном интервале скоростей, значительно превышающие рассчитанные по стандартному методу. Для подтверждения правильности модели необходимо проведение экспериментальных исследований данной конструкции в высокоэнтальпийном интервале скоростей.

Применение модификации формулы Кристиансен и Керр к конфигурации 1 дает результаты при определенном увеличении толщины стенки бампера (см. рис. 5). Без модификации все кривые совпадали бы на участке $v_0 \geq 7$ км/с с самой нижней на графике.

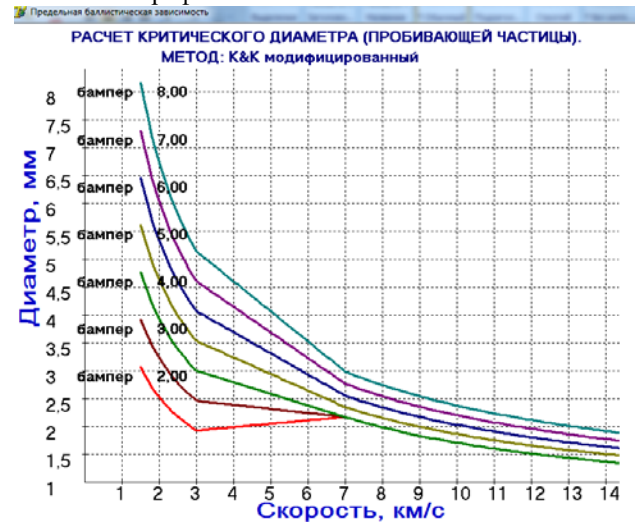


Рис. 5. БПЗ для Конфигурации 1 при росте толщины стенки бампера по модифицированной методике

В заключение следует отметить, что применение эмпирических соотношений в расчетах стойкости конструкций и вероятности пробоя в космической технике является необходимостью, поскольку расчет метеорно-техногенных воздействий в течение срока активного существования изделия опирается на данные пространственных моделей

метеорно-техногенной обстановки, которые содержат очень большое количество комбинаций параметров высокоскоростных частиц (плотность, диаметр, скорость, направление и угол подлета, и даже временной фактор). Поэтому применение численных методов, а также экспериментальных данных обосновано только для получения или уточнения данных по стойкости отдельных конструкций, участвующих в таком расчете. Эмпирические БПУ, в свою очередь, в силу своих ограничений не всегда удовлетворяют применяемым в космической технике конструкциям, что ведет к необходимости модификации БПУ или использования в расчете готовых БПЗ таких конструкций, полученных с использованием численного моделирования и подтвержденных экспериментально.

Литература

1. Высокоскоростные ударные явления// Под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 528 с.
2. Модель космоса: Научно-информационное издание: В 2 т. / Под ред. М.И. Панасюка, Л.С. Новикова. – т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М.: КДУ, 2007. – с. 989.
3. Christiansen E.L., Kerr J.H. Ballistic Limit Equations for Spacecraft Shielding / Int. J. Impact Engineering, 2001, vol. 26, pp.93-104.
4. А. В. Герасимов, С. В. Пашков, Ю. Ф. Христенко, “Защита космических аппаратов от техногенных и естественных осколков. Эксперимент и численное моделирование”, Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех., 2011, № 4(16), 70–78.
5. Инженерный справочник по космической технике / Под ред. А.В. Солодова. – М. – Воениздат, 1977. – 430 с.

РАЗРУШЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ АМПУЛ ПРИ ТВЕРДОФАЗНОМ СИНТЕЗЕ В УСЛОВИЯХ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ

С. А. Зелепугин^{1,2}, О. В. Иванова², А. С. Юношев³, А. С. Зелепугин^{1,2}

¹ Томский государственный университет,
634050, пр. Ленина 36, Томск

² Томский научный центр СО РАН,
634055, пр. Академический 10/4, Томск

³ Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090, пр. ак. Лаврентьева 15, Новосибирск
E-mail: szel@yandex.ru

В настоящее время малоисследованным и вследствие этого интересным для дальнейших исследований остается вопрос о возможности и перспективах твердофазного синтеза материалов, помещенных в цилиндрические ампулы сохранения, в условиях взрывного нагружения. Данное направление до сих пор не достигло уровня технологии из-за недостатка экспериментальных данных, а также численных методик, корректно описывающих данный процесс. В ходе ударного сжатия в реагирующих смесях протекают экзотермические реакции со значительным энерговыделением, что с одной стороны может привести к самоподдерживающемуся распространению химической реакции в смеси, а с другой стороны, к проблемам в виде растрескивания ампул, а также привести к их полному разрушению [1,2]. Стоит отметить исследования, направленные на возможность протекания твердофазных химических реакций в детонационном режиме [3]. Если скорость реакции будет достаточно высокой, то могут быть созданы условия для осуществления твердофазной (или безгазовой) детонации.

Для анализа этих процессов необходима разработка математических моделей с введением дополнительных параметров и уравнений, описывающих кинетику химических превращений с учетом начальных параметров и характеристик взаимодействующих компонентов среды, а также разработка соответствующих вычислительных алгоритмов. В совокупности с доступными экспериментальными данными, такой подход расширит область применения разрабатываемых моделей и обеспечит возможность получения достоверной информации о поведении реагирующих сред, включая механизмы и кинетику физико-химических превращений и пути формирования новых состояний веществ.

Цель данной работы заключается в изучении проблем и особенностей, возникающих при твердофазном синтезе в цилиндрических ампулах сохранения, подвергаемых взрывному нагружению.

В работе численно и экспериментально исследуется поведение пористых реагирующих смесей Al-S и Al-Tf, при варьировании дисперсности компонентов смесей, в условиях взрывного нагружения с использованием многокомпонентной модели среды [4]. В рамках модели полагается, что все компоненты занимают тот же самый объем, что и смесь, одновременно

присутствуя в каждой точке этого объема. В качестве совместного условия деформирования компонентов выбрано условие равенства давлений компонентов смеси [5].

Для численного моделирования адиабатического движения каждого i -го компонента в некотором фиксированном в пространстве объеме V прочной сжимаемой смеси из N компонент используется система уравнений, состоящая из уравнений неразрывности, движения и энергии, с учетом соответствующего обмена массой, импульсом и энергией между компонентами внутри объема V [6]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i = \sum_{j=1}^N J_{ji},$$

$$\alpha_i \rho_i \frac{d_i \mathbf{v}_i}{dt} = \nabla \alpha_i \sigma_i + \alpha_i \sum_{j=1}^N \alpha_j \mathbf{R}_{ji},$$

$$\alpha_i \rho_i \frac{d_i E_i}{dt} = \alpha_i \sigma_i \varepsilon_i + \alpha_i \sum_{j=1}^N \alpha_j \Phi_{ji}.$$

$$\text{где } \frac{d_i}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_i^k \frac{\partial}{\partial x^k}.$$

Здесь t – время, ρ_i – истинная плотность i -го компонента ($i = 1, 2, \dots, N$), равная массе i -го компонента в единице объема i -го компонента, \mathbf{v}_i – вектор скорости, E_i – удельная внутренняя энергия, ε_i – тензор скоростей деформаций, $\sigma_{ij} = -(P_i + Q_i)\delta_{ij} + S_{ij}$ – компоненты тензора напряжений, P_i – давление, Q_i – искусственная вязкость, S_{ij} – компоненты девiatorа напряжений, J_{ji} – интенсивность перехода массы из j -го в i -й компонент, \mathbf{R}_{ji} – интенсивность обмена импульсом между j -м и i -м компонентами, Φ_{ji} – интенсивность обмена энергией между j -м и i -м компонентами.

Для определения доли объема смеси, занимаемой каждым компонентом, используется параметр $\alpha_i \geq 0$ [6]: $\alpha_i = \rho_i^* / \rho_i$, где ρ_i^* – приведенная плотность (масса i -го компонента в единице объема среды V), причем

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_N = 1.$$

Компоненты смеси взаимодействуют друг с другом, обмениваясь количеством движения \mathbf{R}_{ji} , энергией Φ_{ji} и при наличии химических реакций – массой J_{ji} в рамках многокомпонентной модели среды [4].

Химическая реакция синтеза в реагирующей пористой многокомпонентной смеси описывается с помощью феноменологической модели химических

превращений, основанной на кинетике нулевого порядка, причем обратных превращений нет [7]:

$$J_{ji} = \frac{d\eta}{dt} = \begin{cases} 0, & \text{если } \eta = 1 \text{ или } (T_i < T_{\eta} \text{ и } P < P_{\eta}) \\ f(P_{\eta}), & \text{если } \eta < 1 \text{ и } (T_i \geq T_{\eta} \text{ или } P \geq P_{\eta}) \end{cases}$$

$$f(P_{\eta}) = \begin{cases} K_0, & \text{если } P < P_{\eta} \\ K_p K_0, & \text{если } P \geq P_{\eta}, \end{cases} \quad (1)$$

Численно в осесимметричной постановке рассмотрена задача взрывного нагружения стальной цилиндрической ампулы, содержащей пористую смесь алюминий – сера (Al-S) [8,9]. Состав смеси представлял собой 0.65 массовых долей серы и 0.35 массовых долей алюминия, что при инициировании химической реакции соответствует стехиометрии образования сульфида алюминия Al_2S_3 . Высота цилиндрического образца смеси составила 65 мм, диаметр 14 мм. Толщина боковых стенок ампулы $\Delta h = 3$ мм, торцевых крышек – 20 мм. Внешний диаметр ампулы 20 мм. Воздействие взрывчатого вещества, окружающего ампулу, в расчетах моделировалось воздействием давления продуктов взрыва на горизонтальный и вертикальный слой материала ампулы по мере продвижения фронта детонации [10]. Скорость детонации задавалась равной 3.3 км/с на основе экспериментальных оценок.

В работе принято, что критерий начала химической реакции по давлению, а также скорость реакции зависят от начального значения дисперсности компонентов смеси. Для алюминиевого порошка и порошка серы с низкой дисперсностью были выбраны критерии начала химической реакции по температуре $T_{\eta} = 717$ К (температура испарения серы), по давлению $P_{\eta} = 2.0$ ГПа. Скорость химических превращений K_0 была задана 301.6 ГДж/(кг*с), $K_p = 2.0$. Для порошков алюминия и серы с высокой дисперсностью были выбраны критерии начала химической реакции по температуре $T_{\eta} = 717$ К, по давлению $P_{\eta} = 1.0$ ГПа.

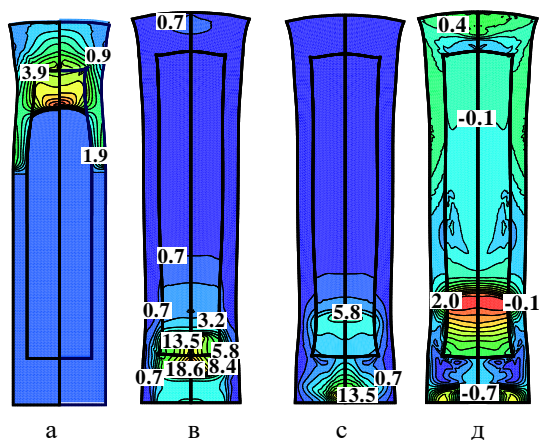


Рис. 1. Распределение изолиний давления (ГПа) в низкодисперсной смеси реагирующих пористых компонентов Al-S в осевом сечении ампулы в различные моменты времени процесса: а - $t = 10$ мкс, б - 26 мкс, в - 27 мкс, д - 28 мкс.

Рис. 1 демонстрирует распределение изолиний давления в низкодисперсной смеси Al/S, помещенной в цилиндрическую ампулу, в различные моменты времени, характеризуя динамику ударно-волнового процесса при взрывном синтезе сульфида алюминия. Ударная волна распространяется вдоль образца под действием продуктов взрыва, при этом фронт волны в наполнителе отстает от фронта в корпусе ампулы ввиду затрат по времени на схлопывание пор в наполнителе. При отражении ударной волны от дна ампулы в виде волны сжатия, давление в нижней части образца возрастает в несколько раз (рис. 1в) и превышает 18 ГПа.

Рис. 2 демонстрирует распределение изолиний давления в высокодисперсной смеси Al/S, помещенной в цилиндрическую ампулу, в различные моменты времени.

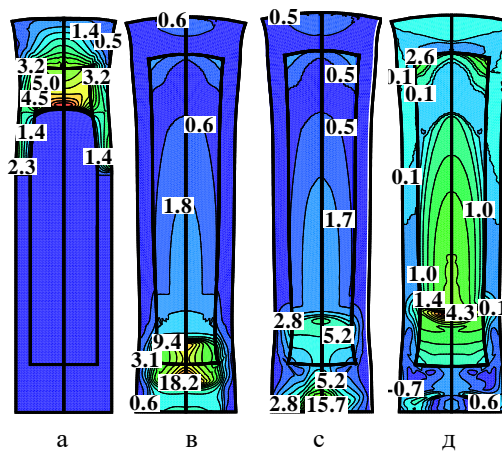


Рис. 2. Распределение изолиний давления (ГПа) в высокодисперсной смеси реагирующих пористых компонентов Al-S в осевом сечении ампулы в различные моменты времени процесса: а - $t = 10$ мкс, б - 26 мкс, в - 27 мкс, д - 28 мкс.

При распространении ударной волны вдоль образца в высокодисперсном наполнителе наблюдаются более высокие давления по сравнению с низкодисперсной смесью, что свидетельствует о более быстром протекании химической реакции и ее вкладе в рост давления и температуры. Ударная волна, отражаясь от дна ампулы, встречается с ударной волной сжатия, распространяющейся в наполнителе, что приводит к резкому росту давления в нижней части образца (рис. 2в) и превышает 18 ГПа. После столкновения ударные волны распространяются в противоположных направлениях (рис. 1с). В течение некоторого времени в наполнителе наблюдаются достаточно высокие остаточные давления, более 4 ГПа для высокодисперсной смеси (рис. 2д) и 2 ГПа для низкодисперсной смеси (рис. 1д).

При экспериментальном исследовании взрывного синтеза, в качестве нагружаемого материала бралась смесь порошков алюминия и фторопласта (Al/Tf), помещаемая в цилиндрическую ампулу. Порошки перемешивались в планетарной мельнице АГО-2У в массовой пропорции 30/70

(Al/Tf), что близко к стехиометрии образования фторида алюминия AlF_3 . Кроме того, в экспериментах варьировалась начальная пористость нагружаемых компонентов смеси. В первом случае начальная пористость компонентов смеси составила 0.5, во втором – 0.045. Прессованная смесь помещалась в стальную цилиндрическую ампулу с внешним диаметром 20 мм, внутренним 14 мм, длиной 95 мм. С торцов ампулы закрывалась крышками. Нагружение ампулы производилось зарядом аммонита 6ЖВ. Внешний диаметр заряда ВВ составил 45 мм. Плотность ВВ 1.0 г/см³, скорость детонации составила 3.85 км/с.

Первую ампулу разорвало на крупные фрагменты (рис. 3).



Рисунок 3. Фрагменты ампулы после взрывного нагружения.

Вторая ампула треснула по всей длине наполнителя. Сохранился только верхний слой образца толщиной 5 мм. По данным дифракционного рентгеновского анализа следов реакции в этой части образца нет.

Исходя из анализа численных и экспериментальных результатов можно предположить следующую динамику распространения ударных волн при развитии твердофазного синтеза в цилиндрических ампулах сохранения, подвергаемых взрывному нагружению. При распространении проходящей ударной волны вдоль образца в наполнителе инициируется экзотермическая реакция с более высокими значениями давлений для высокодисперсной смеси. Проходящая ударная волна, отражаясь от нижней крышки ампулы в виде волны сжатия, встречается в нижней части ампулы с ударной волной, распространяющейся в наполнителе, что приводит к резкому повышению давления и скорости химических превращений в нижней части смеси. Высокая скорость тепловыделения в ходе химической реакции в нижней части ампулы, а

также резкий рост давлений приводят к образованию газовой фазы, что и является причиной разрушения ампул.

Оценен вклад начальной дисперсности реагирующих компонентов смеси на степень разрушения цилиндрических ампул. Установлено, что чем выше начальная дисперсность компонентов смеси, тем интенсивнее повреждения ампулы, приводящие к полному разрыву корпуса ампулы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 14-03-00666).

Литература

1. Zelepugin S., Ivanova O., Yunoshev A., Zelepugin A. Destruction of cylinder ampoules with solid phase reactive mixtures under explosive loading // *Letters on materials*. 2015. Vol.5(4). P. 468-472.
2. Zelepugin S.A., Ivanova O.V., Yunoshev A.S., Zelepugin A.S. Problems of solid-phase synthesis in cylindrical ampoules under explosive loading // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. 2016. Vol.127, no.1. P. 012057-1–012057-6.
3. Долгобородов А.Ю. Механоактивированные энергетические композиты окислитель-горючее // *Физика горения и взрыва*. 2015. Т.51, №1. С. 102-116.
4. Ivanova O., Zelepugin S., Yunoshev A., Silvestrov V. A multicomponent medium model for reacting porous mixtures under shock wave loading // *Journal of Energetic Materials*. 2010. Vol.28. Suppl.1. P. 303–317.
5. Иванова О.В., Зелепугин С.А. Условие совместного деформирования компонентов смеси при ударно-волновом компактировании // *Вестник ТГУ. Математика и механика*. 2009. №1(5). С. 54-62.
6. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. - М.: Наука, 1987. 464 с.
7. Зелепугин С.А., Никуличев В.Б. Численное моделирование взаимодействия серы и алюминия при ударно-волновом нагружении // *Физика горения и взрыва*. 2000. Т.36, №6. С. 186-191.
8. Зелепугин С.А., Иванова О.В., Юношев А.С., Сильвестров В.В. Развитие реакции синтеза сульфида алюминия при взрывном нагружении цилиндрической ампулы // *Доклады Академии наук*. 2010. Т.434. №5. С. 643–647.
9. Ivanova O.V., Zelepugin S.A., Yunoshev A.S., Sil'vestrov V.V. Experimental and numerical research in explosive loading of two- and three-component solid mixtures // *Eurasian Chemico-Technological Journal*. 2014. Vol.16, no.1. P. 3-9.
10. Ivanova O.V., Zelepugin S.A. Explosive solid-state synthesis in the Al-S system: Influence of dispersity and duration of shock loading // *International Journal of Self-Propagating High-Temperature Synthesis*. 2014. Vol.23, no.4. P. 192–197.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ ТЕЙЛОРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ДЖОНСОНА-КУКА

С.А. Зелепугин^{1,2}, Н.В. Пахнутова¹, А.С. Зелепугин^{1,2}

¹Томский государственный университет
634050, пр. Ленина, 36, Томск, Россия

²Томский научный центр СО РАН
634055, пр. Академический, 10/3, Томск, Россия
E-mail: szel@yandex.ru

Перспективное развитие различных областей техники, связанных с динамическими условиями нагружения, в значительной степени зависит от создания и широкого применения новых материалов с комплексом заданных физико-механических свойств, разработка которых в последнее время получила мощный импульс. В связи с этим актуальной задачей является развитие методов численного моделирования процессов динамического нагружения деформируемых твердых тел.

Для оценки динамических характеристик материала, прежде всего, динамического предела текучести, для выбора определяющих соотношений и подбора констант к ним часто используется процесс динамического взаимодействия тела цилиндрической формы с жесткой стенкой (недеформируемой преградой), называемый методом (задачей, тестом) Тейлора [1-6].

Метод Тейлора устанавливает связь динамического предела текучести с остаточной длиной цилиндрического тела после удара по недеформируемой преграде. Современный подход к анализу экспериментальных результатов в методе Тейлора состоит в получении в результате численного моделирования геометрических форм, максимально близких к экспериментальным [6]. Наиболее важным моментом при этом является применение адекватной модели деформирования материала при динамических нагрузках. По сути, данная задача является базовой для комплексной оценки адекватности используемой модели материала и численной методики на ее основе, особенно в трехмерном случае. Хорошее согласование результатов по взаимодействию цилиндра с жесткой стенкой, получаемых по численной методике, с многократно взаимопроверенными данными других авторов, прежде всего, экспериментальными, представляет собой основу для уверенности в адекватности получаемых в дальнейшем результатов расчетов.

Целью данной работы является исследование деформирования образцов по методу Тейлора с использованием модели Джонсона-Кука применительно к дюралюминию Al 6063 и определение констант данной модели на основе сравнения численных результатов с экспериментальными данными.

Для численных расчетов была использована модель повреждаемой среды, характеризующаяся наличием микрополостей (пор, трещин). В элементарном объеме среды W конденсированная

фаза занимает объем W_c и характеризуется плотностью ρ_c , микрополости (пустоты) занимают объем W_f , в которых плотность материала полагается равной нулю. Средняя плотность повреждаемой среды связана с введенными параметрами соотношением $\rho = \rho_c(W_c/W)$. Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом микроповреждений $V_f = W_f/(W \cdot \rho)$.

Система уравнений, описывающая нестационарные адиабатические (как при упругом, так и при пластическом деформировании) движения упругопластической среды для случая трех пространственных переменных состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии [7]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0, \quad \frac{\rho dv_i}{dt} = \sigma_{ij,j}, \quad \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} \varepsilon_{ij},$$

где ρ – плотность, t – время, v – вектор скорости с компонентами v_i , $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + S_{ij}$ – компоненты тензора напряжений, E – удельная внутренняя энергия, ε_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций, $P = P_c(\rho/\rho_c)$ – среднее давление, P_c – давление в сплошной компоненте (неповрежденной части) вещества, S_{ij} – компоненты девиатора напряжений.

Моделирование «отрывных» разрушений проводится с помощью кинетической модели разрушения активного типа:

$$\frac{dV_f}{dt} = \begin{cases} 0, & \text{если } |P_c| \leq P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f = 0) \\ -\text{sign}(P_c) K_f (|P_c| - P^*)(V_2 + V_f), & \\ \text{если } P_c < -P^* \text{ или } (P_c > P^* \text{ и } V_f > 0). \end{cases}$$

Давление в неповрежденном веществе является функцией удельного объема, удельной внутренней энергии и во всем диапазоне условий нагружения определяется с помощью уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена.

В данной работе были использованы представления, согласно которым на изменение пористости влияет только шаровая компонента напряжений, а компоненты девиатора напряжений ограничены независимой девиаторной функцией текучести.

Для численного моделирования разрушения материала «на разрыв» при динамическом нагружении применялась кинетическая модель разрушения активного типа [8], разработанная в ИПХФ РАН (г. Черноголовка). Модель определяет скорость изменения удельного объема микроповреждений, которые непрерывно изменяют

свойства материала, вызывая релаксацию напряжений. Вид условия был выбран на основе экспериментальных данных. Предполагалось, что в материале имеются потенциальные очаги разрушения одинаковых начальных размеров с эффективным удельным объемом, на которых образуются и растут трещины или поры при превышении растягивающим давлением некоторой критической величины, которая уменьшается по мере роста образовавшихся микроповреждений.

Динамический предел текучести σ определяется по модели Джонсона-Кука [9]:

$$\sigma' = \left(\sigma_0 + B \epsilon_{eq}^n \right) \left(1 + C \ln \frac{\epsilon_{eq}}{\epsilon_0} \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_m - T_0} \right)^r \right),$$

а также учитывается его зависимость от уровня поврежденности среды [8]:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma' \left(1 - \frac{V_f}{V_4} \right), & \text{если } V_f \leq V_4 \\ 0, & \text{если } V_f > V_4 \end{cases}.$$

Здесь T_0 , T , T_m – начальная, текущая температура и температура плавления, соответственно, ϵ_{eq} – эквивалентная деформация, ϵ_0 – начальное значение эквивалентной скорости деформаций ($\epsilon_0 = 1 \text{ с}^{-1}$), ϵ_{eq} – эквивалентная скорость деформации, B , C , n , r , c , V_4 – константы.

Для решения пространственных задач высокоскоростного соударения используется метод конечных элементов [9, 10]. На основе этого метода строится дискретная модель тела, состоящая из набора конечных элементов, соответствующим образом связанных между собой в узловых точках. Уравнение движения для типичного конечного элемента сплошной среды выводится исходя из принципа возможных скоростей. В двумерном евклидовом пространстве элемент будет треугольником, в трехмерном – тетраэдром.

Алгоритм расчета задач ударно-волнового нагружения деформируемых твердых тел заключается в следующем. Задаются начальные условия. Строится конечно-элементная модель дискретизации соударяющихся тел, включая задание начальных координат и масс узловых точек расчетных элементов и определение функций форм. Задаваясь начальным, достаточно малым шагом по времени, рассчитываются скорости деформаций, девиаторные составляющие напряжений и полные напряжения. Производится выбор величины следующего шага по времени из условия обеспечения устойчивости счета. Определяются эквивалентные узловые силы, обусловленные внутренними напряжениями. Скорости и перемещения узлов и, следовательно, новое положение взаимодействующих тел определяются интегрированием уравнений движения с учетом соответствующих граничных условий.

Затем выполняется основной расчетный цикл, который заключается в последовательном расчете параметров ансамбля конечных элементов (коэффициентов функций форм, скоростей деформаций, девиаторных составляющих

напряжений и полных напряжений, выбор величины следующего шага по времени, определение эквивалентных узловых сил) и параметров глобальных узлов (ускорений, скоростей и координат). Расчетный цикл может быть повторен до достижения какого-либо из заданных критериев окончания счета.

В данной работе в трехмерной постановке рассматривается задача соударения цилиндрического ударника по нормали с жесткой стенкой. Направление вектора скорости цилиндра до начала взаимодействия совпадает с его осью симметрии и с нормалью к преграде.

Рассматривалось взаимодействие цилиндра из А1 6063 диаметром 7,96 мм и высотой 55,9 мм по нормали с жесткой стенкой с применением модели Джонсона-Кука. Начальная скорость цилиндра составила 187,7 м/с. Были использованы следующие константы модели Джонсона-Кука: $B = 200,9 \text{ МПа}$; $n = 0,47$; $C = 0,0086$; $r = 1$.

На рис. 1 представлены конфигурации цилиндрического ударника при ударе с начальной скоростью 187,7 м/с. Фрагменты процесса соответствуют моментам времени 0, 30 и 130 мкс. Конечная длина образца составила 45,53 мм, при этом наблюдается хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными по форме образцов [11]. Расхождение по отношению конечной длины цилиндра к начальной составляет 1,18%.

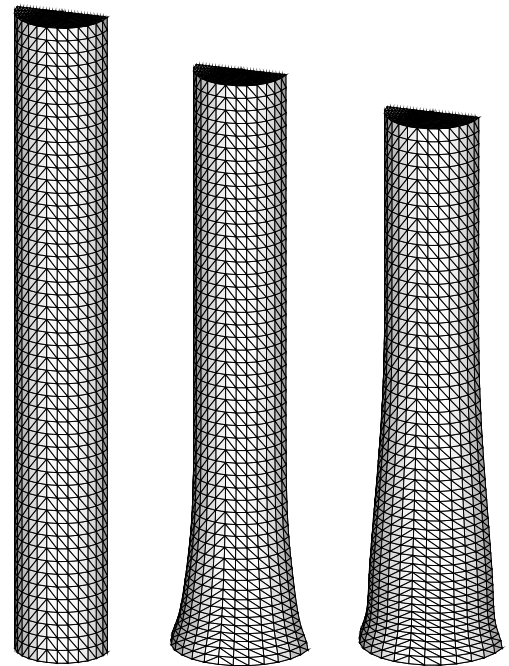


Рис. 1. Конфигурации цилиндрического ударника при ударе по жесткой стенке с начальной скоростью 187,7 м/с при расчете с учетом модели Джонсона-Кука в моменты времени 0 мкс, 30 мкс и 130 мкс.

Расчеты показывают увеличение диаметра при контакте с жесткой стенкой в первые примерно 40 мкс процесса, в дальнейшем максимальное значение диаметра образца не изменяется. Конечное значение диаметра при численном исследовании составило 12,15 мм, в эксперименте – 11,01. Погрешность

составляет 10,3%. Такое расхождение получено в том числе из-за того, что при численном исследовании не учитывалось трение на поверхности контакта передней части цилиндра и мишени.

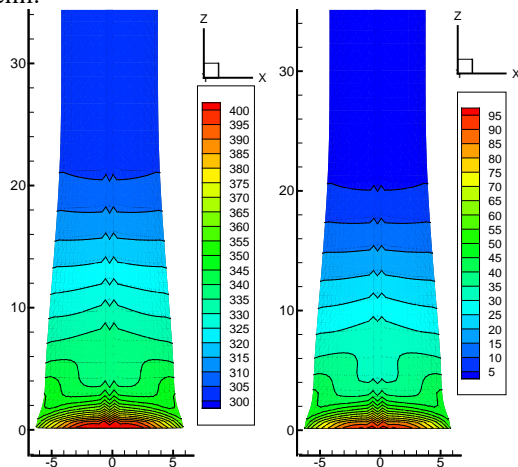


Рис. 2. Поля и изолинии температуры (слева, в К) и удельной энергии сдвиговых деформаций (справа, в кДж/кг) в зоне деформаций в осевом сечении образца в момент времени 130 мкс.

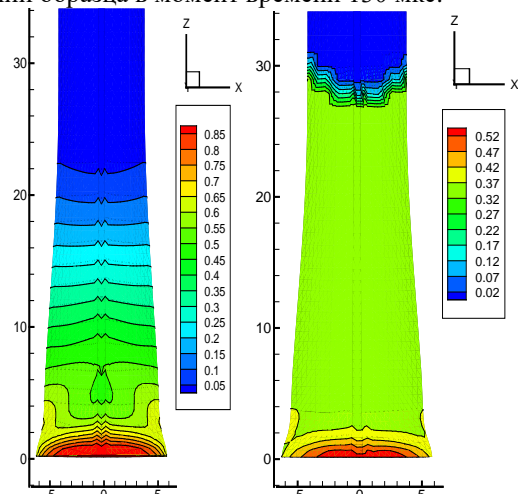


Рис. 3. Поля и изолинии эквивалентной скорости пластических деформаций (слева) и эквивалентной пластической деформации (справа) в зоне деформаций в момент времени 130 мкс.

На рис. 2 показаны поля и изолинии температуры в зоне деформаций в момент времени 130 мкс. Данный рисунок показывает, что максимальные температуры в процессе деформации возникают в центре цилиндра на границе контакта образца и жесткой стенки. Максимальное значение температуры к 130 мкс достигает 402,11 К.

Поля и изолинии удельной энергии сдвиговых деформаций в зоне деформаций на рис. 2 показывают, что максимальные сдвиговые деформации локализуются в центре цилиндрического образца на границе контакта образец - жесткая стенка.

На рис. 3 показаны поля и изолинии эквивалентной скорости пластических деформаций и эквивалентной пластической деформации, максимум также наблюдается в центре цилиндрического образца вдоль поверхности контакта образец - жесткая стенка. В большей же части образца значение эквивалентной пластической деформации составляет 0,32.

Таким образом, при численном моделировании задачи Тейлора с учетом модели Джонсона-Кука наблюдается хорошее согласие численных данных с экспериментальными по форме образцов, при этом расхождение по отношению конечной длины цилиндра к начальной составляет 1,18%.

Литература

1. Chapman D.J., Radford D.D., Walley S.M. A history of the Taylor test and its present use in the study of lightweight materials // Design and Use of Light-Weight Materials. 2005. P. 12-24.
2. Богомолов А.Н., Горельский В.А., Зелепугин С.А., Хорев И.Е. Поведение тел вращения при динамическом контакте с жесткой стенкой // ПМТФ. 1986. Т. 27, № 1. С. 161-163.
3. Белов Г.В., Гусаров А.П., Марков В.А. и др. Применение теста Тейлора для исследования динамических механических свойств высокопрочного алюминиевого сплава // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2012. № 9. С. 13-28.
4. Белов Г.В., Гусаров А.П., Марков В.А. и др. Определение динамических механических свойств сотовых конструкций из алюминиевых сплавов на основе теста Тейлора // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т. 56, № 7-3. С. 17-19.
5. Киселев А.Б., Сережкин А.А. Особенности процесса соударения упругопластического цилиндра с недеформируемой преградой // Прикладная математика и механика. 2015. № 4. С. 571-583.
6. Глушак А.Б., Новиков С.А. Сопротивление металлов пластической деформации при высокоскоростном сжатии // Хим. физика. 2000. Т. 19, № 2. С. 65-69.
7. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Сидоров В.Н. Численное исследование трехмерной задачи высокоскоростного взаимодействия цилиндров с недеформируемой преградой с учетом разрушения и температурных эффектов // Прикл. механика. 1994. Т. 30, № 3. С. 35-40.
8. Канель Г.И., Щербань В.В. Пластическая деформация и откольное разрушение железа «Армко» в ударной волне // ФГВ. 1980. Т. 16, № 4. С. 93-103.
9. Johnson G.R. Numerical algorithms and material models for high-velocity impact computations // International Journal of Impact Engineering. 2011. Vol. 38, issue 6. P. 456-472.
10. Горельский В.А., Зелепугин С.А., Смолин А.Ю. Исследование влияния дискретизации при расчете методом конечных элементов трехмерных задач высокоскоростного удара // Журнал вычислительной математики и математической физики. 1997. Т. 37, № 6. С. 742-750.
11. Kruszka L., Anaszewicz L., Janiszewski J., Grazka M. Experimental and numerical analysis of Al 6063 duralumin using Taylor impact test // EPJ Web of Conferences. 2012. Vol. 26. P. 01062-1 - 01062-5.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ СМЕСЕЙ НА ОСНОВЕ ВИСМУТА

К.К. Маевский, С.А. Кинеловский

Институт гидродинамики СО РАН им. М.А. Лаврентьева

630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

E-mail: konstantinm@hydro.nsc.ru, skin@hydro.nsc.ru

В настоящей работе описывается ударно-волновое нагружение многокомпонентных материалов с помощью разработанной авторами модели ТЕС (thermodynamic equilibrium components), позволяющей адекватно описывать термодинамические параметры как монокристаллических, так и пористых образцов [1, 2]. Для описания поведения конденсированных фаз используются уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена. При этом уравнение состояния для конденсированных компонентов входящих в состав материала с текущей и начальной плотностью ρ , ρ_0 имеют вид:

$$P = A \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^k - 1 \right) + \Gamma(T) \rho c_v (T - T_0)$$

где P – давление, c_v – теплоемкость; T_0 , T – начальная и текущая температура, в рассматриваемой области давлений полагаем $c_v = \text{const}$. A , k , – коэффициенты в уравнениях состояния компонента, при этом функция $\Gamma(T)$ зависит от температуры. Для газа берется уравнение состояния идеального газа. Выписываются условия динамической совместности на фронте волны: условия сохранения потока массы для каждого компонента смеси и условия сохранения потоков импульса и энергии для смеси в целом [1, 2]. Полученных уравнений в совокупности с уравнением состояния каждого компонента достаточно для нахождения зависимостей типа $P(U)$ или $D(U)$, которые можно трактовать как ударную адиабату многокомпонентной смеси (P , U , D – давление, массовая и волновая скорости). Для смеси, в состав которой входят n твердых компонентов, имеющих начальные объемные доли μ_{i0} , можно получить следующие выражения:

$$P = \frac{\sum_{i=1}^n A_i \frac{\mu_{i0}}{\sigma_i} \left[\left(h_i - \frac{k_i + 1}{k_i - 1} \right) \sigma_i^{n_i} + \frac{2k_i \sigma_i}{k_i - 1} - h_i - 1 \right]}{\sum_{i=1}^n \frac{\mu_{i0}}{\sigma_i} h_i + \left(\frac{h_g}{\sigma_g} \right) \left(1 - \sum_{i=1}^n \mu_{i0} \right) - 1},$$

Здесь $h_i = 2/\Gamma_i + 1$, $i = 1 \dots n$, $h_g = 2/(\gamma - 1) + 1$. При этом $\sigma_i = \rho_i/\rho_{i0}$, $\sigma_g = \rho_g/\rho_{g0}$ – степени сжатия соответствующего компонента $i = 1 \dots n$, а ρ_g , ρ_{g0} – текущая и начальная плотности газа, $\gamma = 1.41$ (показатель адиабаты). Учитывая равенство температур компонентов, получаем в итоге $n+1$ уравнение для $n+2$ переменных P , σ_n , σ_g . Чистое вещество рассматривается как смесь с одним конденсированным компонентом. Для расчета

поведения сплошного материала полагаем объемную долю газа равной нулю.

Соответствие модельного описания ударно-волнового нагружения висмута и материалов, включающих висмут в свой состав в качестве одного из компонентов, определяется сравнением соответствия расчетов с данными, полученными на основании экспериментов, приведенных в [3].

Фазовая диаграмма P – T висмута довольно сложна [4]. На основании ранее полученных данных можно предположить, что многочисленные фазовые переходы висмута заканчиваются при значениях давления 6 ГПа. При более высоких значениях давления висмут находится в фазе высокого давления Bi VI. В связи с этим полагаем, что для висмута модель ТЕС будет справедлива для давлений больших 6 ГПа, а для описания данных, полученных на основании эксперимента при более высоких значениях давления, используются параметры фазы висмута высокого давления.

Для оценки соответствия модельного описания ударно-волнового нагружения висмута использовались данные о свойствах сплошного и пористого висмута при динамических нагрузках по давлению в диапазоне от 6 до 700 ГПа [3]. Наличие расчетов состояния висмута вдоль ударных адиабат по другим моделям позволяет проводить сравнение с расчетами по модели ТЕС.

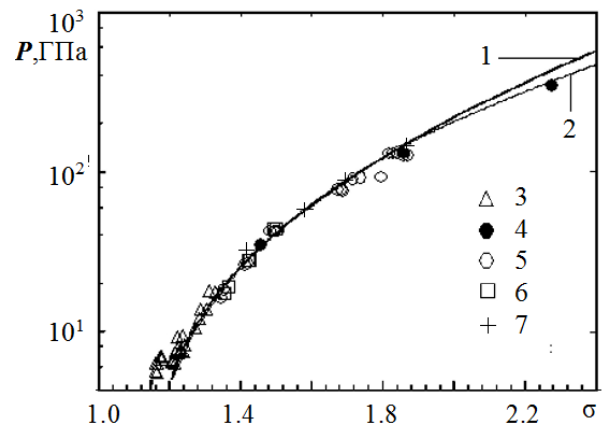


Рис.1 Ударная адиабата сплошного висмута

На рис. 1 приведены данные, полученные на основании эксперимента для сплошного висмута ($m=1$) плотностью $\rho_0 = 9.836 \text{ г/см}^3$, и результаты расчетов параметров ударной адиабаты по двум моделям для фазы висмута высокого давления с той же начальной плотностью. Сравнение проводится наложением расчетов по модели ТЕС на графики, приведенные в [3] для модели KEOS5 [5].

Полученные кривые практически совпадают, что говорит о непротиворечивости модели ТЕС экспериментам и расчетам по широкодиапазонной модели для сплошного висмута

Параметры модели, определенные для фазы висмута высокого давления, использовались для описания имеющихся экспериментальных данных по ударно-волновому сжатию пористого висмута в диапазоне значений пористости для висмута m от 1 до 3. Представляет интерес сравнение ударных адиабат пористого висмута построенных по модели ТЕС с расчетами по широкодиапазонной модели KEOS5 [5], для которой имеются данные для больших значений пористости. Данное сравнение проводится так же, как и на рис. 1. Для значений пористости 1.486 и 1.929 описание обеими моделями соответствует данным, полученным на основании экспериментов [7]. При более высоких значениях пористости, диаграммы на рис. 2 показывают, что расчетные кривые по модели ТЕС меньше отклоняются от экспериментальных данных

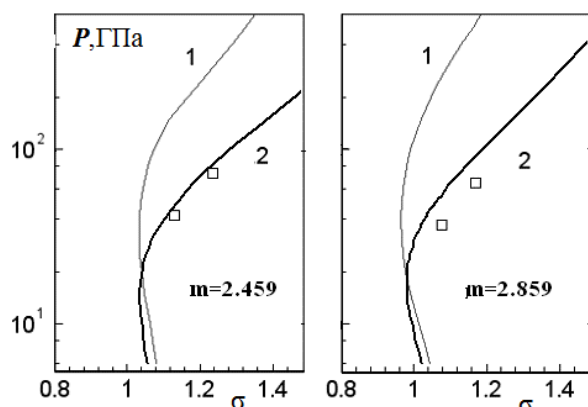


Рис. 2. Ударные адиабаты пористого висмута
Расчеты: 1 – KEOS5 [4], 2 – модель ТЕС.

Модель ТЕС позволяет адекватно рассчитывать изэнтропическую разгрузку ударно-сжатого материала [6]. Расчеты хорошо описывают данные, полученные на основании эксперимента при разгрузках для сплошного ($m=1$) и для пористого висмута ($m=2.459$), и соответствуют выводам [7], что в упомянутых экспериментах висмут находился в сильно разогретом состоянии, а его плотность при разгрузке изменялась почти на три порядка.

На рис. 3 показаны расчётно-экспериментальные оценки [8] температуры вдоль ударной адиабаты сплошного висмута, а также расчеты по модели ТЕС. Оценка значений температуры висмута не выходит за область разброса экспериментальных данных. Данные результаты позволяют предположить, что параметры, определенные для чистого висмута, позволяют столь же адекватно описывать многокомпонентные материалы, содержащие висмут в своем составе.

Как показали последующие расчеты, модель ТЕС в диапазоне своей применимости позволяет рассчитывать поведение, в том числе, и сплавов при динамических нагрузках, рассматривая сплав как смесь, у которой пористость m равна 1 [1]. При этом

для описания динамического нагружения как смеси, так и сплава необходимо знать лишь состав и объемные доли компонентов.

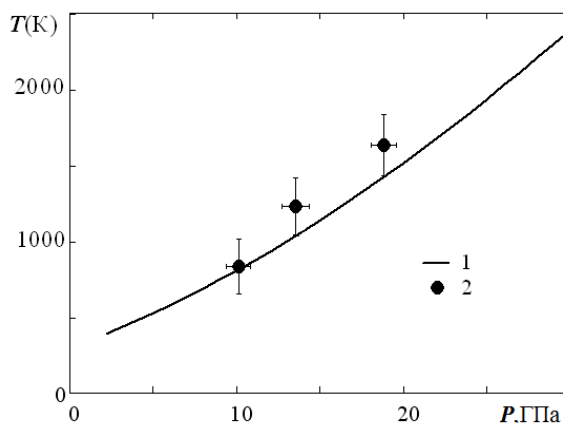


Рис. 3. Сравнение значений температуры вдоль ударной адиабаты висмута.

Параметры компонентов берутся те же, что и при описании чистых веществ. На рис. 4 показаны расчет по модели ТЕС (пунктирная кривая 1) и данные [3] для сплава магния, висмута и кадмия плотностью $\rho_0=3.44$ г/см³. На основании весовых долей в процентах Mg(40), Bi(40) и Cd(20) определяются объемные доли компонентов, необходимые для проведения расчета. Разброс экспериментальных данных по значению плотности составляет 2 % от средней плотности, по которой проводился расчет.

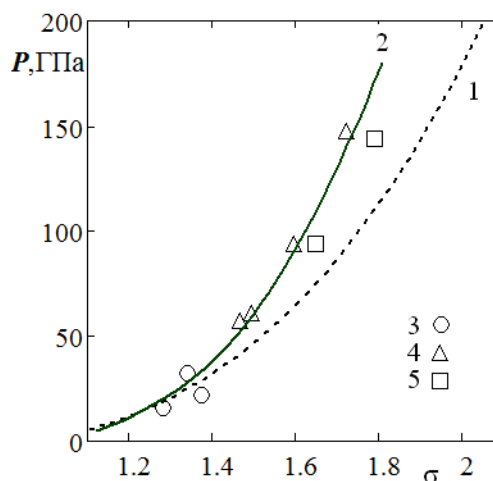


Рис. 4. Ударные адиабаты: сплав магния, висмута и кадмия – 1, сплав Вуда – 2.

Здесь же приведены расчеты для сплава Вуда (сплошная кривая 2) с плотностью $\rho_0=10.14$ г/см³, в состав которого входят 4 компонента: висмут, кадмий, олово и свинец [3], весовые доли в процентах Bi(40), Cd(9.5), Sn(9.5) и Pb(41).

Расчеты для приведенных выше трех и четырехкомпонентных сплавов показывают возможность модели ТЕС описывать с хорошей точностью многокомпонентные материалы при ударно-волновом нагружении, используя только параметры компонентов и данные о составе

исследуемого материала. Эти результаты позволяют определять состав смесей для получения заданных параметров ударно-волнового нагружения. Ранее в [9] была показана возможность, изменяя состав смеси, увеличивать значение температуры смеси при высоких динамических нагрузках при сохранении значения плотности смеси.

При кумулятивном синтезе высокопрочных боридов вольфрама в экспериментах использовались смеси, включающие в свой состав вольфрам W, а в качестве дополнительного источника бора добавлялись карбид бора B_4C и диборид титана TiB_2 [9]. Для повышения значения температуры при тех же условиях предлагается добавить висмут в состав порошка, сохраняя при этом плотность и значение пористости как в первоначальной смеси. Соотношение исходных компонентов меняется незначительно. Результаты оценок расчётных значений температуры вдоль ударной адиабаты, приведенные на рис. 5 для смеси $W:B_4C:TiB_2$ и той же смеси с добавлением висмута 10% и 20% от объёма смеси, показывают увеличение температуры при изменении состава смесей.

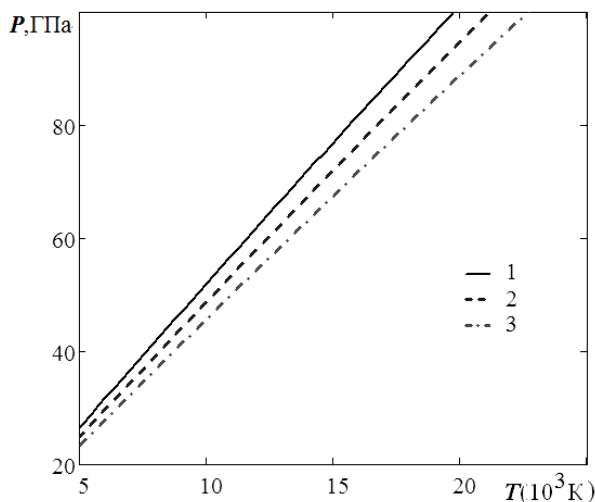


Рис. 5. Сравнение температур вдоль ударной адиабаты смесей. Расчет по модели ТЕС: 1 (сплошная линия) – смесь $W:B_4C:TiB_2$, 2 (пунктирная линия) – $W:B_4C:TiB_2:Bi$ (10%), 3 (штрихпунктирная линия) – $W:B_4C:TiB_2:Bi$ (20%).

На рис. 6 приведены оценки значений давления и температуры в материале конической облицовки в окрестности точки контакта, полученные для облицовок, изготовленных из рассмотренных выше смесей с висмутом. Такие облицовки используются в экспериментах по кумулятивному синтезу [9]. В результате появляется возможность управления термодинамическими параметрами процесса как изменением формы облицовки, когда при уменьшении угла раствора стенок (значения показаны на рисунке) увеличиваются и давление, и температура, так и изменением состава порошка оболочки, которое позволяет при малом изменении давления заметно увеличивать значение температуры.

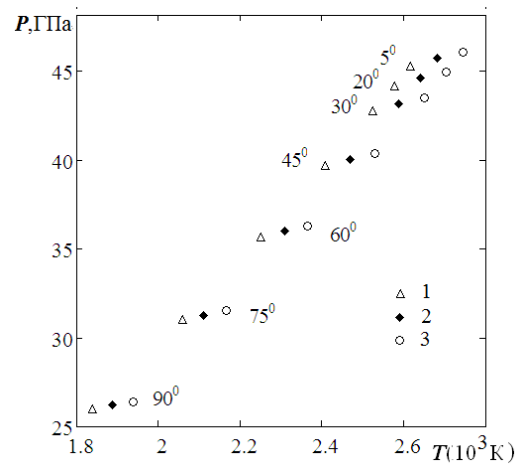


Рис. 6. Расчет давления и температуры

Показано, что модель ТЕС, позволяет производить достоверные расчеты висмута и материалов, включающих последний в качестве компонента. Используя эти результаты, появляется возможность целенаправленно изменять термодинамические параметры исследуемых материалов

Литература

1. Кинеловский С.А., Маевский К.К. Модель поведения алюминия и смесей на его основе при высоком динамическом воздействии // ТБТ. 2014. Т. 52. № 6. С. 843.
2. Кинеловский С.А., Маевский К.К. Оценка термодинамических параметров ударно-волнового воздействия на высокопористые гетерогенные материалы // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 8. С. 125.
3. Levashov P.R., Khishchenko K.V., Lomonosov I.V., Fortov V.E. Database on Shock-Wave Experiments and Equations of State Available via Internet // AIP Conf. Proc. 2004. V. 706. P. 87. (<http://www.ihe.d.ras.ru/rusbank/>, <http://www.ficp.ac.ru/rusbank/>).
4. Подурец А.В., Дорохин В.В., Трунин Р.Ф. Рентгеноструктурное исследование фазовых ударно-волновых превращений в цирконии и висмуте // ТБТ. 2003. Т. 41. № 2. С. 254.
5. Lomonosov I.V., Bushman A.V., Fortov V.E., Khishchenko K.V. Caloric equations of state of structural materials // High Pressure Science and Technology – 1993 / Eds. Schmidt S.C., Shaner J.W., Samara G.A., Ross M. New York: AIR Press. 1994. P. 133.
6. Маевский К.К. Расчет изэнтроп разгрузки и двойного сжатия сплошных и пористых материалов простой моделью с функцией Грюнайзена зависящей от температуры // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. физ. 2010. Т. 5. № 2. С. 98.
7. Глушак Б.Л., Жарков А.П., Жерноклетов М.В., Терновой В.Я., Филимонов А.С., Фортвов В.Е. Экспериментальное изучение термодинамики плотной плазмы металлов при высоких концентрациях энергии // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 4. С. 1301.
8. Partouche-Sebban D., P'elissier J.L. Emissivity and temperature measurements under shock loading, along the melting curve of bismuth // Shock Waves. 2003. V. 13. P. 69.
9. Кинеловский С.А., Маевский К.К., Кузавов В.Т. Построение модели ударно-волнового нагружения порошковых смесей. В кн.: Динамика структурно-фазовых состояний и фундаментальные основы кумулятивного синтеза нанокмпозитов / Под ред. Кедринского В.К., Псахье С.Г. Новосибирск. Изд-во СО РАН, 2012. С. 28–46.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОПОРИСТЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов,
М.Ю. Сотский

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5

E-mail: mva_2805@mail.ru

В настоящей работе представлены результаты расчетно-экспериментальных работ по определению обобщенных физико-механических характеристик высокопористых алюминиевых сплавов регулярной структуры. В соответствии с [1], к высокопористым можно отнести материалы, имеющие начальную пористость α_0 , лежащую в пределах от 1,2 до 8. Начальная пористость $\alpha_0 = \rho_s / \rho_0$ определяется отношением плотности материала матрицы ρ_s к средней плотности образца ρ_0 . Представляется важным создание гомогенной эквивалентной модели высокопористых сплавов на основе информации о геометрической структуре и механических свойствах матричного материала.



Рис. 1. Внешний вид натуральных образцов а) и расчетных конечно-элементных моделей при прямом моделировании пористости б).

Наиболее простой конфигурацией пористой среды регулярной структуры с точки зрения технологии изготовления являются ортогонально-перфорированные образцы, полученные методом сверления (рис. 1а). В работе использовались результаты натуральных испытаний цилиндрических образцов из алюминиевого сплава Д16Т. Результаты экспериментов по статическому одноосному сжатию цилиндрических образцов, а также динамические испытания по методу теста Тейлора, использовались для верификации гомогенной модели, построенной непосредственно по результатам численных экспериментов с конечно-элементными моделями при прямом моделировании пористости (рис. 1б).

В качестве основной опорной зависимости для описания физико-механических характеристик были использованы диаграммы одноосного сжатия цилиндрических образцов в виде сила – линейная деформация, представленные на рис. 2. В натуральных экспериментах образцы подвергались сжатию в статических условиях, а для расчетных моделей предлагалась схема сжатия, обеспечивающая постоянную среднюю скорость деформации на всем

протяжении процесса деформирования. Для задания постоянной скорости деформации $\dot{\varepsilon}_i$ образца с начальной длиной L_0 необходимо обеспечивать закон перемещения одной из его границ $u(t)$, согласно формуле:

$$u(t) = L_0 \dot{\varepsilon}_i e^{-L_0 \dot{\varepsilon}_i t}$$

В данной работе диапазон средних скоростей деформации образцов составлял от 100 до 10000 с^{-1} .

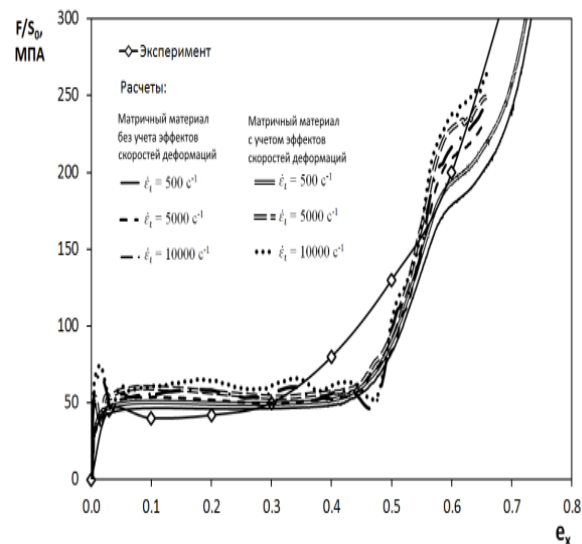


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные (при прямом моделировании пористости) диаграммы сжатия объемно-перфорированного образца с начальной пористостью $\alpha_0 = 3,77$.

При обработке исходных данных в виде зависимостей удельной силы сопротивления F/S_0 от линейной деформации ε_x , а также закона изменения площади поперечного сечения S в процессе деформации в боковом направлении, вводилась объемная деформация образца $\varepsilon_v = \varepsilon_x \frac{S - S_0}{S_0}$ и истинное напряжение в осевом направлении, с учетом увеличения площади поперечного сечения: $\sigma_x = \frac{F}{S}$. Расчетные диаграммы деформирования $\sigma_x = \sigma_x(\varepsilon_v)$ объемно-перфорированных образцов с различной начальной пористостью при прямом моделировании гетерогенной структуры, полученные методами численного моделирования

для средней скорости деформации 500 с^{-1} , представлены на рис. 3.

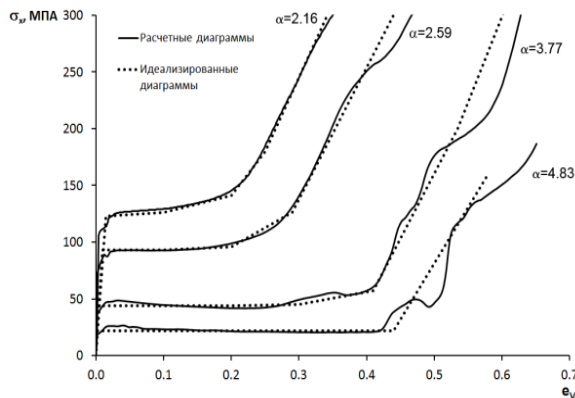


Рис. 3. Расчетные диаграммы динамического деформирования объемно-перфорированных образцов при различных значениях пористости.

Ввиду того, что область интересов в большей степени связана с исследованием поведения пористых структур в процессе уплотнения, т.е. пластическими свойствами, в данной работе вводилось предположение, что среда, описывающая объемно-перфорированную структуру, является изотропной. Тогда упругие свойства в виде постоянного модуля сдвига G могут быть получены непосредственно из данных испытаний на одноосное сжатие на упругом участке. В таком случае основными физическими соотношениями для гомогенной модели будут являться зависимости предела текучести σ_T и гидростатического давления

p от объемной деформации: $\sigma_T = \sigma_T(\varepsilon_v)$ и $p = p(\varepsilon_v)$. Как показано на рис. 4, при построении модели диаграмма деформирования разбивалась на 3 характерных участка. Первый участок – упругий, до достижения характерного условного предела текучести σ_T^* и соответствующей ей деформации ε_T^* . Второй – зона необратимого уплотнения до полного схлопывания пор и достижения плотности матричного материала и соответствующей ей объемной деформации ε_{vk} . Третий – упругопластическое деформирования полностью уплотненного материала.

Для условий одноосного напряженного состояния предел текучести для условия пластичности будет соответствовать осевому напряжению: $\sigma_T = \sigma_x(\varepsilon_v)$ и гидростатическое давление для условий нагружения, как $p = \frac{1}{3} \sigma_x(\varepsilon_v)$. Для условий разгрузки на участке уплотнения модуль объемного сжатия вычислялся интерполяцией начального упругого модуля объемного сжатия и модуля объемного сжатия полностью уплотненного материала. Соотношения для предела текучести σ_T , полученные обозначенным выше способом, имеет физический смысл только для 2 участка, на стадии деформирования полностью уплотненного

материала предел текучести становится постоянной величиной σ_T^{MAX} и в дальнейшем перестает зависеть от объемной деформации.

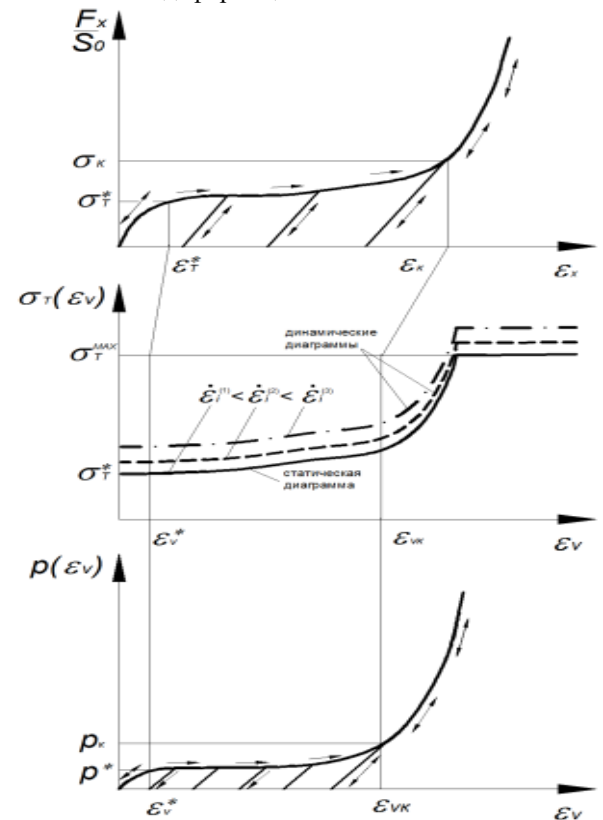


Рис. 4. К выводу определяющих соотношений для гомогенной модели пористого материала по данным виртуальных испытаний.

В предлагаемой гомогенной модели пористой среды динамические эффекты, связанные с увеличением скоростей деформаций, учитывались повышением предела текучести через умножение статической диаграммы на $K_d(\dot{\varepsilon}^p)$, зависящий от интенсивности скорости деформации $\dot{\varepsilon}^p$. В первом приближении он может быть получен непосредственно в табличной форме по данным численного либо натурного эксперимента по сжатию образцов при разных скоростях деформации. Расчетные диаграммы, представленные на рис. 2, для двух различных типов матричных материалов – с учетом и без учета эффектов скоростей деформаций, показывают, что динамические эффекты при деформировании пористых сред могут быть обусловлены двумя составляющими: повышением предела текучести матричного материала и изменением механизмов деформирования.

Работоспособность эквивалентной модели, построенной по данным виртуальных испытаний образцов различной пористости для динамических условий деформирования, отличных от одноосного деформированного состояния, подтверждена сравнительным анализом результатов расчета удара стержня Тейлора в диапазонах скоростей 100-250 м/с с расчетами по моделям прямого

геометрического учета пористости. Как показано, на рис. 5, эквивалентная модель показывает хорошее совпадение по критерию остаточной длины стержней.

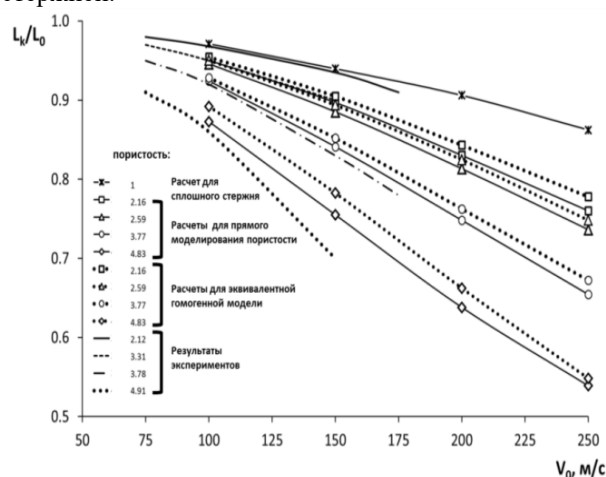


Рис. 5. Остаточная относительная длина стержней в зависимости от скорости соударения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-007869-а).

Литература

1. Экспериментальная оценка определяющих уравнений высокопористых металлов / А.П. Гусаров, А.В. Жариков,

В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов // Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред. Материалы XIV Международного симпозиума им. профессора А.Г. Горшкова (Ярополец, 18-22 февраля 2008 г.) Т.2. М.: Изд. МАИ, 2008. С. 72-83.

2. Compressive properties of closed-cell aluminum foams as function of strain rate and temperature / C.M. Cady, G.T. Gray III, C. Liu, N.L. Lovato, T. Nukai // Mat. Sci. and Engng.: A. 2009. Vol. 525. N1-2.
3. Johnson G.R., Cook W.H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. // 7th Intern. symposium on ballistics, Hague, Netherlands, 1983. P. 541-547.
4. Eakis D., Thadhani N.N. Analysis of dynamic mechanical behavior of reverse Taylor anvil-on-rod impact tests // Int. J. Imp. Engng. 2007. Vol. 34. № 11. P. 1821-1834.
5. Xiao X., Zhang W., Wei G., Mu Z. Effect of projectile hardness on deformation and fracture behavior in the Taylor impact test // Mat. And. Des. 2010. Vol.31. N 10. P. 4913-4920.
6. Lu G., Wang B., Zhang T. Taylor impact test for ductile porous materials – Part 1: theory // Int. J. Imp. Engng. 2001. Vol. 25. N 10. P. 981-991.
7. Wang B., Zhang T., Lu G. Taylor impact test for ductile porous materials – Part 2: experiments // Int. J. Imp. Engng. 2003. Vol. 28. N 5. P. 499-511.
8. Öchner A., Kuhn G., Gracio J. Investigation of cellular solids under biaxial stress states // Exp. Mech. 2005. Vol. 45. N 4. P. 325-330.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОПОРИСТЫХ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов,
М.Ю. Сотский

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: mva_2805@mail.ru

В работе приведены результаты экспериментальных и расчетных исследований динамических механических характеристик сотовых конструкций из алюминиевых сплавов. Образцы для испытаний изготавливались из гофрированных листов толщиной от 0,1 до 0,5 мм с ячейками в виде шестигранников с длиной грани от 2 до 6 мм. Далее гофрированные сотовые панели склеивались в сотовый блок, из которого методами механической обработки вырезались цилиндрические образцы для испытаний (рис. 1). Изготовленные таким образом конструкции могли иметь диапазон средней плотности от 100 до 950 кг/м³.

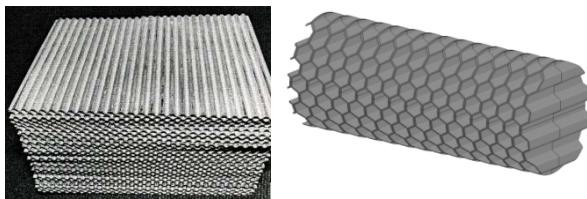


Рис. 1. Сотовый блок и образцы сотовых конструкций для динамических испытаний.

Ввиду того, что расчетный анализ реальных конструкций, выполненных с применением сотовых наполнителей при явном введении в расчетную схему элементов пористости является крайне трудоемким, представляет практический интерес получение эквивалентной гомогенной модели сотовой конструкции для использования в прикладных программах численного моделирования. Были проведены экспериментальные исследования механических характеристик сотовых образцов на сжатие в условиях одноосного напряженного состояния, а также опыты по прямому и обращенному удару цилиндрического образца по тесту Тейлора. [1, 2] со скоростями удара до 150 м/с. Расчетным путем [3] для пространственной конечно-элементной модели проводились численные эксперименты по динамическому сжатию образцов в условиях одноосного напряженного состояния, а также по моделированию обращенного теста Тейлора. Результаты натурных статических и виртуальных динамических испытаний в условиях одноосного сжатия были использованы для построения определяющих соотношений эквивалентной гомогенной среды, а тест Тейлора применялся на этапе верификации получаемой модели.

Расчетные модели образцов сотовых конструкций нагружались кинематически абсолютно жестким штампом в условиях одноосного напряженного состояния. Мера объемной деформации вводилась в форме $\varepsilon_v = 1 - \frac{V}{V_0}$, где V , V_0 – текущий и первоначальный объемы образца. Диаграммы деформирования $\sigma_x - \varepsilon_v$ определялись по записям суммарной силы реакции на штамп, в предположении отсутствия боковой деформации, в таком случае объемная деформация соответствовала линейной в продольном направлении $\varepsilon_v = \varepsilon_x$.

Постоянная скорость деформации $\dot{\varepsilon}_i$ образцов с начальной длиной L_0 в процессе его уплотнения обеспечивалась законом движения $u(t)$ одной из границ в виде:

$$u(t) = L_0 \dot{\varepsilon}_i e^{-L_0 \dot{\varepsilon}_i t}$$

где t – время.

В представленных расчетах диапазон средних скоростей деформаций составлял от 100 до 5000 с⁻¹. В этих пределах существовала возможность обработки результирующей силы сопротивления и построения сглаженных идеализированных диаграмм деформирования для каждого значения средней скорости деформаций, как показано на рис. 2. При более высоких скоростях деформаций ($\dot{\varepsilon}_i > 5000$ с⁻¹) механизмы уплотнения приобретают ярко выраженный волновой характер, не позволяющий однозначно идентифицировать характеристики силы сопротивления жесткому штампу предложенным методом.

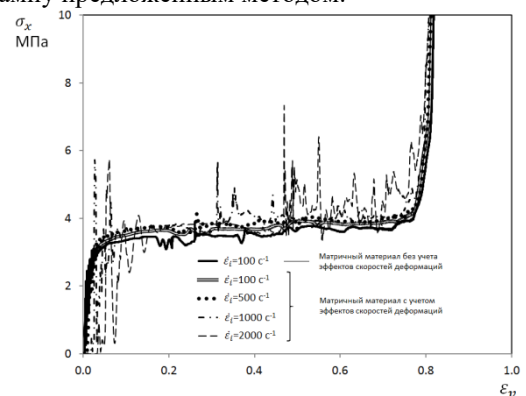


Рис. 2. Расчетные диаграммы динамического сжатия сотового образца со средней плотностью $\rho_0=540$ кг/м³ при различных осредненных скоростях деформации.

Для описания пластичности матричного алюминиевого сплава применялась модель Джонсона-Кука [7] в которой предел текучести вычисляется по закону:

$$\sigma_T = [A + B\varepsilon_p^n] \left[1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right]$$

где A , B , n , – эмпирические константы, характеризующие деформационное упрочнение, C , $(\dot{\varepsilon}_0)$ – константы, характеризующие зависимость предела текучести от скорости деформации.

Для каждого образца использовались по два константных набора: с учетом эффекта упрочнения от скорости деформации и без него, т.е. константа $C=0$. Таким образом, исследовалась степень влияния на динамические характеристики деформирования сотовых конструкций каждого из двух основных факторов: повышения предела текучести матричного материала и трансформация механики деформирования сотовых ячеек. С целью обобщения характеристик деформирования вводился эффективный предел текучести σ_T^* ,

соответствующий значению напряжения начала горизонтального участка в фазе необратимого уплотнения. В качестве базового условно называемого «статического» варианта $\sigma_T^{*(st)}$ был

выбран вариант без учета эффектов скоростей деформаций матричного сплава и для средней скорости деформации сотового образца 100 с^{-1} . Расчетные идеализированные статические диаграммы деформирования для трех образцов различной плотности представлены на рис. 3, а зависимости статического предела текучести от относительной плотности при различных конструктивных исполнениях сотовых конструкций для расчетов и экспериментов на рис. 4.

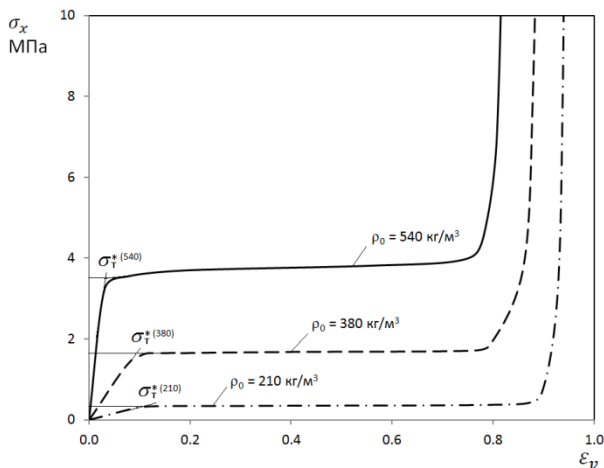


Рис. 3. Идеализированные расчетные квазистатические диаграммы деформирования для сотовых образцов различной плотности.

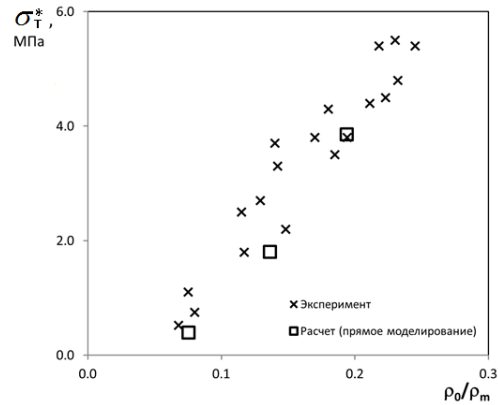


Рис. 4. Зависимость статического эффективного предела текучести сотовых образцов различных конструкций от относительной плотности.

На рис. 5 приведена зависимость коэффициента динамичности

$$K_d = \frac{\sigma_T^{*(d)}}{\sigma_T^{*(st)}}, \text{ как отношения динамического и}$$

статических эффективных пределов текучести. Были рассчитаны два варианта: с учетом и без учета влияния эффектов скорости деформирования на предел текучести матричного материала. Для материала без учета скоростных эффектов, до средней скорости деформации образца примерно 1000 с^{-1} практически не наблюдалось увеличения величины эффективного предела текучести. В этом же диапазоне для варианта с реальными механическими свойствами алюминиевого сплава фиксировалось его увеличение до 20%. В диапазонах от 2000 с^{-1} до 5000 с^{-1} отмечалось резкое повышение эффективного предела текучести для обоих вариантов до 2 раз, связанное вероятнее всего со сменой механизма деформирования ячеек от простого равномерного изгиба сот в вершинах, и распределенного по всему объему образца, к преобладанию механизмов изгиба у середин граней и локализации зоны деформации в области движущегося штампа, при уменьшении величины боковой деформации.

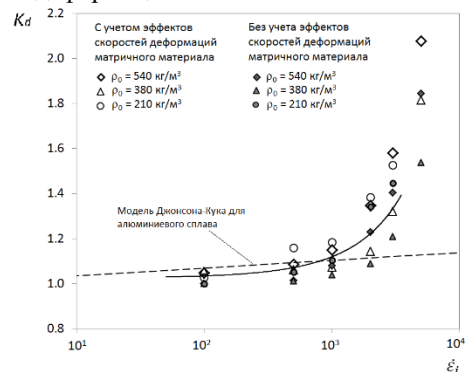


Рис. 5. Отношение динамического эффективного предела текучести к статическому (полученному для скорости деформации 100 с^{-1} и матричного материала с пределом текучести, не зависящим от скорости деформации).

В качестве эквивалентной гомогенной модели физико-механического поведения сотового материала предложена ортотропная

упругопластическая модель [3], применяемая также в работе [4]. Физические соотношения для материала в упругой области имеют вид:

$$\dot{\sigma}_{ij} = E_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}$$

где E_{ij} – линейные упругие модули и модулей сдвига для соответствующих: E_{11} E_{22} E_{33} , $2G_{12}$, $2G_{23}$, $2G_{13}$, которые при условиях сжатия увеличиваются по мере уплотнения пеноматериала от начальных значений E_{ii}^0 , G_{ij}^0 до значений E_f , G_f ,

соответствующих упругим характеристикам полностью уплотненного материала, считающегося изотропным:

$$E_{ii} = E_{ii}^0 + (E_f - E_{ii}^0) \cdot \epsilon_v$$

$$G_{ij} = G_{ij}^0 + (G_f - G_{ij}^0) \cdot \epsilon_v.$$

В условиях растяжения упругие модули принимаются равными соответствующим начальным значениям. Начальные значения упругих модулей вычисляются прямым образом по результатам численных и натурных экспериментов.

Для описания пластичности для каждого компонента тензора напряжений введены ограничивающие соотношения, зависящие от степени уплотнения:

$$\sigma_{ij} \leq \sigma_{ij}^T(\epsilon_v).$$

Т.е. если прогнозируемые напряжения, вычисленные для упругих соотношений, превышали условия текучести, они корректируются соответствующим образом. Разгрузка материала является упругой с модулями, соответствующими текущей объемной деформации. При достижении полностью уплотненного состояния, характеризующегося значением объемной деформации ϵ_v^F , материал переходит в состояние изотропной упругопластической среды с идеальным законом пластичности.

Соотношения $\sigma_{ij}^T(\epsilon_v)$ по сути являются огибающими для диаграмм деформирования (рис. 3) в форме «напряжение – объемная деформация», получаемые при испытаниях с добавлением значений для условий текучести при отрицательных и нулевых значениях объемной деформации, которые в первом приближении могут быть восстановлены интерполяцией горизонтального участка кривой уплотнения. Несмотря на то, что рассматриваемые образцы сотовых конструкций имеют ярко выраженные различия прочностных свойств в трех направлениях, для модели с независимыми соотношениями для каждого компонента тензора напряжений, соотношения для радиальных нормальных и сдвиговых компонентов не будут оказывать влияния на характеристики деформирования в условиях, близких к условиям теста Тейлора. Поэтому недостающие диаграммы деформирования были получены из расчетно-экспериментальной диаграммы деформирования в осевом направлении корректировкой значений напряжений на соответствующие коэффициенты, согласно рекомендациям [5]. В задачах, требующих

корректного описания общего вида напряженно-деформированного состояния, необходимы дополнительные исследования для получения характеристик деформирования для нормальных и сдвиговых компонентов в трех взаимно перпендикулярных осях. Расширением в одном из боковых направлений, перпендикулярном образующей гофры, также пренебрегалось, т.е. коэффициенты Пуассона принимались равными нулю.

Сравнение результатов экспериментальных данных обращенного теста Тейлора по остаточной длине сотовых образцов с расчетами по моделям, в явном виде описывающую сотовую конструкцию и гомогенной модели показало удовлетворительное совпадение в обоих случаях. В рамках гомогенной модели были использованы два константных набора – на основе статических и динамических диаграмм деформирования. Последние были получены прямым увеличением ординат соответствующих диаграмм на постоянный множитель 1,2, примерно соответствующий средней скорости деформации порядка 1000 с⁻¹. Таким образом, для задач, связанных с исследованием динамического деформирования сотовых конструкций в определенном диапазоне скоростей, возможен подбор постоянного коэффициента динамичности и использование статических диаграмм. В более общем случае для широкого диапазона скоростей деформаций, построение универсальной зависимости несколько затруднено в связи с неопределенностью в установлении истинной скорости деформации для дискретной ячейки или участка среды гомогенной модели, которая может отличаться от скорости деформаций, осредненной для некой конечной длины испытуемого образца.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-007869-а).

Литература

1. *Taylor G.I.* The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress. I. Theoretical consideration // *Proc. R. Soc. Lond.* 1948. Vol. A194. N 1038. P. 289-299.
2. *Whiffin A.C.* The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield stress. II. Tests on various metallic materials // *Proc. R. Soc. Lond.* 1948. Vol. A194. N 1038. P. 300-322.
3. *Hallquist J.O.* LS-DYNA. Theory manual. LSTC. Livermore. 2006. 680 P.
4. Численное решение динамических задач деформирования многослойных оболочек с пористым наполнителем / *А.В. Демарева, В.А. Иванов, М.Н. Жестков, А.И. Кибец, Ю.А. Кибец, Д.В. Шошин* // Проблемы прочности и пластичности, вып. 76(1). 2014. С. 46-54.
5. *Jackson K.E.* Predicting the dynamic crushing response of a composite honeycomb energy absorber using solid-element-based models in LS-DYNA // *Proceedings of the 11th LS-DYNA Users Conference*, Dearborn, MI, 2010. P. 1669-1688.
6. *Hu L.L., Yu T.X.* Dynamic crushing strength of hexagonal honeycombs // *Int. J. Imp. Engng.* 2010. Vol 37. P. 467-474.
7. *Johnson G.R., Cook W.H.* A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures // 7th Intern. symposium on ballistics, Hague, Netherlands, 1983. P. 541-547.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ПРИРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ. ЧАСТЬ 2. НАТУРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ПО ПОДРЫВУ ПРИРОДНОГО ИЗВЕСТНЯКА

Орлов М.Ю., Орлова Ю.Н.*, Богомолов Г.Н., Садохин А.Н.**

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050 г. Томск, пр. Ленина, 36, корп.10

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050 г. Томск, пр. Ленина, 30

E-mail: orloff_m@mail.ru

**ООО «КузбассСпецВзрыв»,
650905, г. Кемерово, ул. Баха, д.15, к.А.

В настоящее время актуальным является изучение поведения природных материалов при взрывных нагрузках. Это обусловлено многими практическими приложениями, в том числе добычей природных ископаемых на Севере нашей страны, ликвидацией речных затворов на сибирских реках, защитой летательных аппаратов и т.д.

В НИИ прикладной математики и механики более 25 лет ведутся поисковые научные работы, объектами исследования которых выступали конструкционные, технологические и природные материалы. Разработан пользовательский многофункциональный программный комплекс для расчета современных динамических задач механики деформируемого твердого тела (МДТТ). Под данными задачами, прежде всего, подразумеваются задачи глубокого проникания и сквозного пробития структурно-неоднородных конструкций, а также задачи их взрывного нагружения. На основе лагранжевого метода Джонсона Г.Р. разработано несколько решателей. Последней модификацией следует считать добавление в расчетную часть нового алгоритма расчета контактных и свободных поверхностей, позволяющего более точно описывать контактную границу между нагружаемыми материалами и продуктами детонации.

Несколько лет назад на базе лаборатории Прочности (№21), по инициативе авторов, была организована мобильная лаборатория «Взрывное разрушение природных материалов». Постоянными партнерами мобильной лаборатории являются МЧС РФ по Томской области и ООО «КузбассСпецВзрыв» (г. Кемерово). Изначально, мобильная лаборатория развивалась как отечественная альтернатива американской исследовательской программе «ScIciExe», объектом исследования которой является только лед. В отечественном аналоге объектами исследования выступали также гранит, бетон и природный известняк, речь о котором пойдет ниже [1].

В рамках мобильной лаборатории проводится экспресс-анализ поведения объектов исследования после взрыва. Для этого тщательно изучается экспериментальная площадка после взрыва на предмет наличия осколков различных размеров, устанавливается форма кратера взрыва с конкретными значениями его диаметра и глубины.

Детально исследуется кромка кратера. Исследуется диаметр и высота разлета осколков от эпицентра взрыва. Полученные данные обрабатываются и заносятся в одноименную реляционную базу данных, которая в дальнейшем будет интегрирована в программный комплекс.

По состоянию на конец августа 2016 было проведено более десятка экспедиций в нескольких регионах СФО, в результате которых подорвано более 1000 кг. Результаты экспериментов записываются на видео и размещаются на специальном канале в открытом доступе [2].

В настоящей работе представлены результаты полномасштабных натурных экспериментов по подрыву природного известняка различными водостойкими отечественными ВВ. Объектом исследования – это крепкая горная порода, физико-механические характеристики широко известны. В качестве взрывчатых веществ (ВВ) использовались Гранулит ПС-2, Эмуласт АС-ФП и аммонит ПЖВ-2. В таблице 1 представлены некоторые характеристики данных веществ.

Таблица 1. Некоторые свойства ВВ

Тип ВВ	Начальная плотность г/см ³	Скорость детонации м/с	Тротильный эквивалент
Эм-ст АС-ФП	1,40	4500	0,75
ПЖВ-2	1,20	4000	1,03
Гранулит ПС-2	0,95	2600	1,08

Экспериментальная площадка находилась на одном из карьеров СФО. Общая площадь составляла более 1000 м², поверхность известняка была ровной. Скважины для закладки ВВ были разной глубины, но одинакового диаметра.

Полномасштабные натурные эксперименты подразделялись на три типа в соответствии с используемыми ВВ. Первый тип ВВ – это взрывная смесь (ВС) компонентами которой были все ВВ, в том числе гранулит ПС-2 (ГВ). Второй тип ВВ – это однородная взрывчатка из аммонита ПЖВ-2 (АВ). Третий тип ВВ – это однородное эмульсионная взрывчатка (ЭВ). Средством инициирования был детонирующий шнур ДШЭ-16. Процесс детонации осуществлен сверху вниз. Во всех случаях пространство скважины было полностью заполнено ВВ.

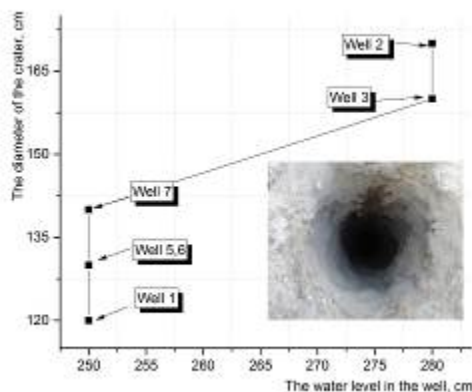
Вначале реализован эксперимент по подрыву известняка ВС.. Масса Эмуласт АС-ФП изменялась от 8 до 12 кг, а масса ПЖВ-20 от 0,3 до 0,6 кг. При этом масса Гранулит ПС-2 (смесь селитры и минерального масла) оставалась постоянной 50 кг. В скважине компоненты располагались снизу вверх. Глубина скважины с водой – 560 см.



а



б



в

Рис.1. Результаты эксперимента 1

Результаты натурного эксперимента 1 показаны на рис. 1. Видно, что площадка почти полностью покрыта пылью и мелкими осколками (рис. 1б). При дальнейшем осмотре обнаружены осколки больших размеров (от 50 см и более). Качественная оценка

высоты разлета осколков составила до 40 метров. На рис. 1б можно разглядеть очертания взрывного кратера. При детальном осмотре места эксперимента выявлено несколько кусков известняковой породы размерами ~ 150 см. В процессе взрыва незначительная часть известняка превратилась в «песок». Диаметр кратера изменялся от 120 до 170 см (рис. 1в).

Ниже представлены результаты по подрыву известняка АВ. В данном случае экспериментальная площадка была меньше. Глубина скважины была 600 см, внутри скважины находилась вода (уровень ~100 см). Масса составила 42 кг (34 кг ТНТ эквивалент). Количество зарядов – 140 штук.



а



б

Рис.2. Результаты эксперимента 2

На рисунке 2 представлены результаты эксперимента 2. По сравнению с предыдущим экспериментом можно выделить ряд отличий. Во-первых, количество осколков размерами более 50 см в последнем случае замечено намного больше. Во-вторых, высота горки вблизи кромки кратера была около 100 см. В-третьих, слой мелкодисперсной пыли был расположен под слоем осколков. В-четвертых, по дну кратера можно было без труда передвигаться человеку. Форма кратера была «чашеобразной», а диаметр и его глубина составляли 450 и 230 см соответственно.

В заключение были проведены эксперименты по подрыву известняка ЭВ. В данном эксперименте глубина скважины была минимальной – 200 см. Количество скважин – 6. Общая масса ЭВ в скважине составляло 16 кг. Воды внутри скважины не обнаружено.



а



б

в

Рис.3. Результаты эксперимента 3

На рис.3 представлены результаты последнего натурного эксперимента. На рисунке 3а показана конструкция ЭВ до помещения внутрь скважины. После взрыва были обнаружены осколки различных размеров, как правило, не более 50 см в диаметре. Качественная оценка радиуса разлета осколков составила около 10 метров. Причем следует отметить, что на такое расстояние смогли долетать только небольшие фрагменты. Некоторые закономерности, наблюдаемые в данном эксперименте, были отмечены ранее.

Профиль кратера имел «V-образную» форму. Внутри замечены осколки различных размеров, мелкодисперсная пыль и остатки ПД. По мере заглубления кратера имело место его сужение. В качестве основного результата следует отметить то, что после подрыва в известняке образуется кратер диаметром 1,5-1,7 метра (рис. 3б). Глубина данного кратера без извлечения осколков составила 1,2 метра.

Таким образом, основной сложностью являлось выявление фактической глубины кратера, т.к. после взрыва большая часть осколков опустилась назад под действием сил тяжести. При подрыве ЭВ последнее было сделать практически невозможно. При подрыве однородного АВ форма кратера была видна невооруженным глазом. В данном случае кромка кратера была развитой. При подрыве ЭВ форму кратера также можно было определить. Упомянутое сужение кратера в отдельных случаях можно объяснить не взорвавшимся ЭВ на дне скважины. Поэтому данный факт требует тщательной проверки. В дальнейшем планируется использовать ЭВ в одной оболочке, физико-механические свойства которой близки к полиэтилену. Предварительная конструкция такой оболочки разрабатывается. Для более тщательного изучения морфологии разрушения известняка, прежде всего, необходимо уменьшить массу ЭВ.

В работе проведены экспериментальные исследования поведения известняка при взрывном нагружении. Установлено, что после подрыва известняка были выявлены как общие закономерности, так и отличия в морфологии разрушения известняка. В частности, во всех трех вариантах обнаружены осколки известняка различных размеров, пыль и остатки ПД. Под действием продуктов детонации в районе экспериментальной площадки формировалось облако осколков разного диаметра. Визуально установлено, наибольшее количество небольших фрагментов (< 15 см) обнаружено после подрыва ЭВ. После взрыва АВ зафиксировано наибольшее количество больших фрагментов (≥ 50 см). После подрыва ЭВ, количество больших и мелких осколков было примерно одинаковым. Выявлено, что при подрыве ЭВ первого типа в сечении кратер имел «стаканообразную», а в остальных – «чашеобразную» и «V-образную» формы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках государственного задания № 2014/223 (код проекта 1567).

Литература

1. <http://phys.org/news/2016-02-russian-scientists-ice-theories.html>
2. <https://www.youtube.com/channel/UCZmjsHmSIBRr17kwUrWzP7g>

КОНСТРУКТИВНО-КОМПОНОВОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СОСТАВ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ БЛОКОВ И МОДУЛЕЙ БЛОКОВ ВНУТРЕННЕГО ОБОРУДОВАНИЯ НОСОВЫХ ОТСЕКОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: pusev-2012@mail.ru

В работе [1] показано, что летательные аппараты (ЛА) с диаметром миделевого сечения более 0,5 м имеют компоновку конструкций внутреннего оборудования носовых отсеков, которая аналогично компоновке носовых отсеков реактивных истребителей. Носовым отсекам таких ЛА [2] (рис. 1а) присуще наличие горизонтальных и вертикальных рам (рис.1б) из алюминиевых сплавов, составляющих вместе с межблоковыми жгутами и кабелями до 20...30% массы носового отсека. Рамы носового отсека служат для установки блоков радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) (рис. 1в), которые составляют до 70...80 % массы носового отсека.

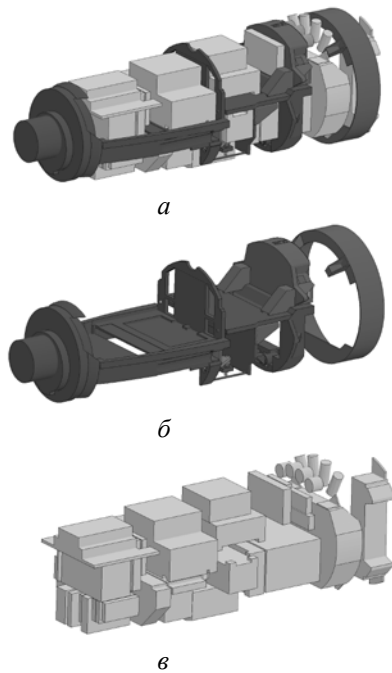


Рис. 1. Компоновка внутреннего оборудования носового отсека ЛА с диаметром миделевого сечения более 0,5 м и ее основные элементы: а – внутреннее оборудование носового отсека в сборе; б – горизонтальные, вертикальные и кольцевые рамы носового отсека; в – блоки РЭА носового отсека

Таким образом, блоки РЭА составляют примерно 70...80 % массы внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА и заполняют 90...95 % площади поперечного сечения отсека. Остальная часть массы внутреннего оборудования носового отсека приходится на рамы, узлы крепления, межблочные жгуты и кабели, системы наддува, охлаждения и т.д.

Из этого следует, что механические свойства внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА будут определяться, в основном, механическими свойствами блоков РЭА. В литературе [3-5] отмечается широкое применение в РЭА в качестве конструкционных материалов алюминиевых сплавов (корпуса, шасси, радиаторы, экраны и т.д.).

По своим компоновочным характеристикам РЭА, размещаемая на самолетах, космических аппаратах и ракетах (входит в группу бортовой аппаратуры (БА)), существенно отличается от возимой аппаратуры, размещаемой на автомобильном, железнодорожном, речном и морском транспорте, и стационарной, размещаемой в зданиях и сооружениях (таблица [3], где ρ_A – средняя плотность аппаратуры; k_V – обобщенный коэффициент заполнения блока аппаратуры узлами и деталями).

Проектные компоновочные характеристики аппаратуры

Тип РЭА	Вид РЭА					
	Стационарная		Возимая		Бортовая	
	ρ_A , г/см ³	k_V	ρ_A , г/см ³	k_V	ρ_A , г/см ³	k_V
Передающая	0,4-0,7	0,2	0,6-0,7	0,4	0,8-1,0	0,6-0,7
Приемная	0,4-0,5	0,4	0,6-0,8	0,5	0,8-1,0	0,7-0,8
Релейная	0,6-0,7	0,7	0,7-0,9	0,7	1,0-1,2	0,8-0,9
Выпрямительная	0,8-1,0	0,5	0,9-1,2	0,7-0,9	до 1,6	до 1

Из этого следует, что механические свойства внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА будут определяться, в основном, механическими свойствами блоков БА.

Компоновочные характеристики 11 испытанных блоков БА различных типоразмеров имели следующие диапазоны: масса блока M от 2,65 до 10,9 кг; объем блока V от 2100 до 11400 см³; средняя плотность ρ_A от 0,582 до 1,262 г/см³; масса корпуса блока M_K от 1,4 до 4,1 кг; коэффициент компактности K_K от 1,09 до 3,3.

При анализе конструкций блоков БА определялись такие характеристики, как V_{II} – объем

пустот в блоке БА; α_0 - начальная пористость блока БА; k_{VM} - коэффициент заполнения объема блока конструктивными и радиотехническими материалами; α_0^3 - эквивалентная начальная пористость блока БА; $\Delta\alpha = (\alpha_0^3 - \alpha_0)/\alpha_0$ - относительное расхождение между значениями α_0 и α_0^3 .

Средняя плотность блоков БА в соответствии с [3] вычислялась по формуле $\rho_A = M/V$, пористость блоков БА α_0 определялась следующим образом: $\alpha_0 = V/(V - V_{II})$, где V_{II} - объем пустот, содержащихся в блоке БА. Объем пустот V_{II} можно условно разделить на две составляющие: V_1 - объем блока, который не занят узлами и радиодеталями; V_2 - объем пустот, который содержится в узлах и радиодеталях. Объемы V_1 и V_2 определялись экспериментальным путем. При определении V_1 внутренний объем блока заполнялся водой и ее объем давал величину V_1 . Аналогично определялось значение V_2 . По аналогии с показателем компоновки блоков - обобщенным коэффициентом заполнения объема блока узлами и деталями k_V [3], можно ввести коэффициент заполнения объема блока материалами k_{VM} , который будет определять долю объема блока БА, занятую конструктивными и радиотехническими материалами: $k_{VM} = (V - V_{II})/V = 1/\alpha_0$.

Следует отметить, что k_{VM} всегда меньше обобщенного коэффициента заполнения объема блока узлами и радиодеталями k_V [3], т.к. при определении k_V не учитываются пустоты в конструкциях узлов и радиодеталей. Эквивалентная начальная пористость α_0^3 соответствует начальной пористости блока БА с плотностью ρ_A , изготовленного целиком из пористого алюминиевого сплава с плотностью исходного сплава 2,75 г/см³. Расхождение значений α_0 и α_0^3 не превышает 34,6%. По результатам измерений зазоров между узлами и радиодеталями, а также между платами в испытанных блоках БА получен диапазон изменения $\alpha_0 = (0,4...1,5) \text{ см}$.

Если в качестве характерного линейного размера L выбрать минимальный габаритный размер $L = 6 \text{ см}$, то относительные зазоры будут определяться диапазоном $\alpha_0 / L = 0,067...0,25$, что примерно на один-два порядка меньше минимального габаритного размера блока БА. Для носовых отсеков ЛА, диаметр которых может служить минимальным характерным размером носового отсека и имеет величину порядка 0,5 м, следует ожидать

значительного уменьшения величины α_0 / L , так как значение α_0 не изменится, а минимальный характерный размер носового отсека значительно увеличится. Если в качестве минимального характерного размера носового отсека принять диаметр $d = 0,5 \text{ м}$, то $\alpha_0 / L = 0,008...0,03$. При таких относительных зазорах и пустотах возможно применение уравнений механики сплошных сред для расчета напряженно-деформированного состояния внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА.

В результате анализа конструкций блоков БА получено, что они имеют среднюю плотность в диапазоне 0,582...1,262 г/см³, характерную для БА [3]. Конструкции блоков имеют высокую начальную пористость в диапазоне 2,3...4,6, т.е. более 78 % объема блоков занимают зазоры и пустоты. Результаты приближенного анализа конструктивных материалов блоков БА показывают, что основную долю массы и объема твердой фазы или матрицы блоков БА составляют металлические сплавы: алюминий-магниевого, железные и медные. Их доля достигает до 95,4 % массы и 92,1 % объема матрицы. Основные конструктивные и силовые элементы блоков (корпуса, экраны, перегородки, радиаторы, узлы крепления и т.д.) выполнены из алюминий-магниевого сплава (как литейных, так и деформируемых), доля которых достигает до 66,8 % массы и до 78,5 % объема матрицы. Все блоки БА имели форму, близкую к параллелепипеду, и отличались достаточной компактностью. Примерно 30 % блоков БА имели практически кубическую форму. Для характеристики формы блока введен коэффициент компактности K_K , показывающий степень приближения к форме куба (для куба $K_K = 1$) и равный отношению размеров максимальной и минимальной сторон блока.

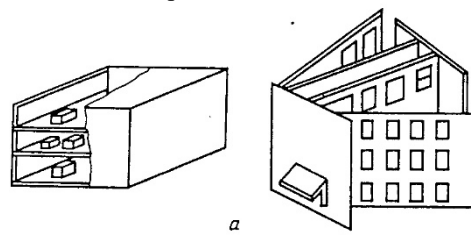


Рис. 2 Типовые компоновочные схемы блоков БА «этажерочной» и «книжечной» компоновочных схем

Большинство конструкций блоков БА вписываются в типовые схемы, представленные на рис. 2, но ряд блоков представляют по существу модули, имеющие в своем составе несколько блоков, которые являются относительно самостоятельными конструктивными и функциональными узлами, имеющими индивидуальный корпус или раму (рис. 3). Компоновочные характеристики блоков БА, входивших в состав модуля массой 7,41 кг, имели характеристики в следующих диапазонах: масса

блока M от 0,75 до 2,1 кг; объем блока V от 670 до 2110 см³; средняя плотность ρ_A 0,986 до 1,119 г/см³; масса корпуса блока M_K от 0,2 до 0,3 кг; коэффициент компактности K_K от 1,67 до 2,4.

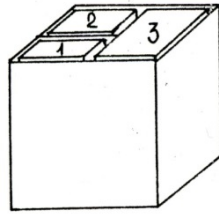


Рис. 3 Схема модуля блоков БА, состоящего из трех блоков БА

Из представленных исследований можно сделать следующие выводы:

- внутреннее оборудование носовых отсеков ЛА комплектуется из блоков БА, которые определяют механические свойства внутреннего оборудования;
- блоки БА являются композиционной высокопористой средой ($a_0 = 2...8$), которая по своим компоновочным характеристикам, составу материалов и механическим свойствам весьма близка к высокопористым алюминиевым сплавам и сотовым конструкциям из алюминиевых сплавов;

- ряд блоков БА имеют модульную конструкцию, состоящую из блоков БА, которые могут быть аналогом конструкции внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-007869-а).

Литература

1. Об особенностях конструкции блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов / Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов // Материалы XXI Международного симпозиума "Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред" им. А.Г. Горшкова. Вятчи, 16-20 февраля 2015 г. Т.1. - М.: ООО "ТПП", 2015. С. 87-95.
2. Комплекс БраМос. URL: <http://military.tomsk.ru/blog/index-11.html> (дата обращения 16.01.2015).
3. Варламов Р.Г. Компоновка радиоэлектронной аппаратуры. Изд. 2-е, доп. и перераб. М.: Сов. Радио, 1975. 351 с.
4. Конструирование микроэлектронной аппаратуры / Под ред. Б.Ф. Высоцкого. М.: Сов.Радио, 1977. 128 с.
5. Компоновка и конструирование микроэлектронной аппаратуры / Под ред. Б.Ф. Высоцкого, В.Б. Пестрякова. М.: Радио и связь, 1982. 208 с.

МЕХАНИЧЕСКИЕ И АМОРТИЗИРУЮЩИЕ СВОЙСТВА БЛОКОВ ВНУТРЕННЕГО ОБОРУДОВАНИЯ НОСОВЫХ ОТСЕКОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: pusev-2012@mail.ru

В известных методах механических испытаний блоков бортовой аппаратуры (БА) при статических и динамических нагрузках не предусмотрены испытания, при которых конструкция блоков БА доводится до пластических деформаций и уплотнения, так как основной целью этих испытаний является проверка функционирования аппаратуры при неразрушающих эксплуатационных нагрузках [1-3]. Проведенные испытания блоков БА на сжатие при пластических деформациях и уплотнении позволяют оценить не только механические свойства блоков БА, но и их амортизирующие свойства.

Испытания блоков БА проводились в статических условиях на прессе силой 0,5 МН (50 т). В процессе деформирования и уплотнения блоков БА проводилась непрерывная запись диаграмм деформирования в координатах F - x (сила-перемещение).

При деформировании и уплотнении площадь поперечного сечения увеличивалась незначительно (не более 5...10 %). Поэтому пересчет машинных диаграмм в координаты σ - ε (напряжение-деформация) проводился при условии постоянной площади поперечного сечения блоков, равной начальной. Диаграммы деформирования приведены на рис. 1 (сплошными линиями обозначены диаграммы деформирования блоков, а штриховыми линиями – аппроксимация с помощью логарифмической зависимости напряжения σ от пористости α , примененной в [4] для пористых металлов):

$$\sigma = A \ln[\alpha/(\alpha - 1)] + B. \quad (1)$$

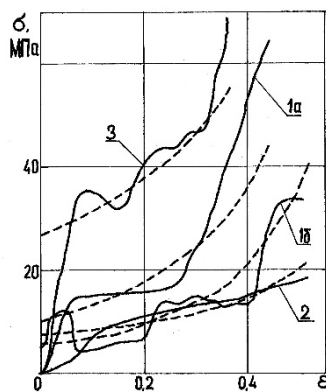


Рис. 1. Диаграммы деформирования блоков БА при пластических деформациях и уплотнении

С учетом того, что при деформировании и уплотнении площадь поперечного сечения блоков

БА изменяется незначительно, из уравнения (1) может быть получена формула для аппроксимации диаграмм деформирования и уплотнения блоков БА в следующем виде:

$$\sigma = A \ln\{\alpha_0(1 - \varepsilon)/[\alpha_0(1 - \varepsilon) - 1]\} + B$$

где α_0 – начальная пористость, ε – осевая деформация, A и B – эмпирические коэффициенты.

Все диаграммы имеют близкий к прямолинейному начальный участок, обусловленный упругим изгибом стенок корпусов блоков. При дальнейшем деформировании более пологие участки соответствуют пластическому уплотнению конструкций блоков БА. Следует отметить, что при испытаниях блоков БА на сжатие отсутствует явление хрупкого разрушения и не наблюдается четко выраженного предела прочности. По аналогии с пористыми пенопластами, эту характеристику можно определить условно как напряжение, соответствующее заданной деформации конструкции блока – 2,5 % и 10 % [5] и обозначить их как $\sigma'_{кр}$ и $\sigma''_{кр}$. Значения этих напряжений приведены в таблице.

Вид диаграммы уплотнения и величины критических напряжений $\sigma'_{кр}$ и $\sigma''_{кр}$ зависят от направления нагружения, что говорит об анизотропии механических свойств блоков при сжатии (испытывались идентичные блоки 1а и 1б). Напряжения, близкие к приведенным в таблице, способны выдерживать сплавы пеноалюминия различных марок [6-8].

При оценке амортизирующих характеристик блоков БА учитывался физический смысл амортизации, который заключается в ограничении амплитуды передаваемой нагрузки сопротивлением пластическому уплотнению пористой конструкции или материала. В данном случае показателем амортизирующих свойств пористых материалов может быть максимальный подъем диаграммы деформирования, который определяется следующим образом [7]:

$$П = (\sigma_c - \sigma_{кр}) / \sigma_{кр}$$

где $\sigma_{кр}$ – напряжение, при котором начинается пластическое уплотнение пористой конструкции или материала (в данной работе $\sigma_{кр} = \sigma''_{кр}$);

σ_c – напряжение, при котором пористая конструкция или материал полностью уплотняются.

Оценка показателя амортизирующих свойств блоков БА проводилась для деформаций, не превышающих 40 % ($P_{0,4}$), 35 % ($P_{0,35}$) и 30 % ($P_{0,3}$). Из таблицы следует, что для испытанных блоков БА $P_{0,3} = (33...233) \%$, $P_{0,35} = (73...189) \%$, $P_{0,4} = (123...247) \%$. Известно [7], что в японской автомобильной промышленности в качестве амортизаторов применяются конструкции и материалы, имеющие показатель P примерно 70 % и менее. Поэтому амортизирующие свойства блоков БА можно считать удовлетворительными, а внутреннее оборудование носового отсека ЛА является амортизатором, который на начальной стадии взаимодействия с преградой может ограничивать ударные нагрузки, действующие на конструкции ЛА, находящиеся за носовым отсеком.

Следует отметить, что площадь под диаграммой деформирования определяет удельную энергию поглощения удара:

$$A = \int_0^{\varepsilon_{\max}} \sigma d\varepsilon.$$

Эффективная энергия поглощения удара определяется как отношение удельной энергии поглощения удара реального амортизатора к удельной энергии поглощения удара идеального амортизатора и всегда меньше единицы:

$$E = \left(\int_0^{\varepsilon_{\max}} \sigma d\varepsilon \right) / (\sigma_{\max} \varepsilon_{\max}).$$

Соответствующие удельные энергии поглощения удара и эффективные энергии поглощения удара испытанных образцов БА приведены на рис. 2.

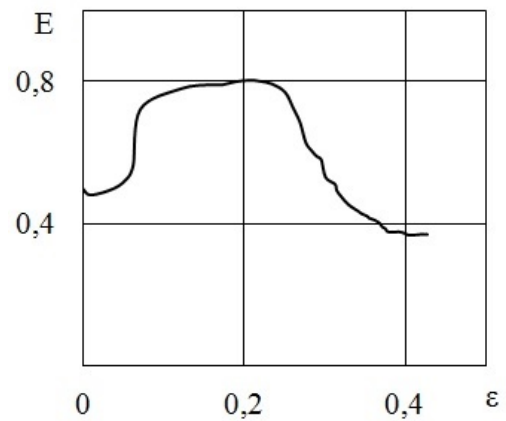
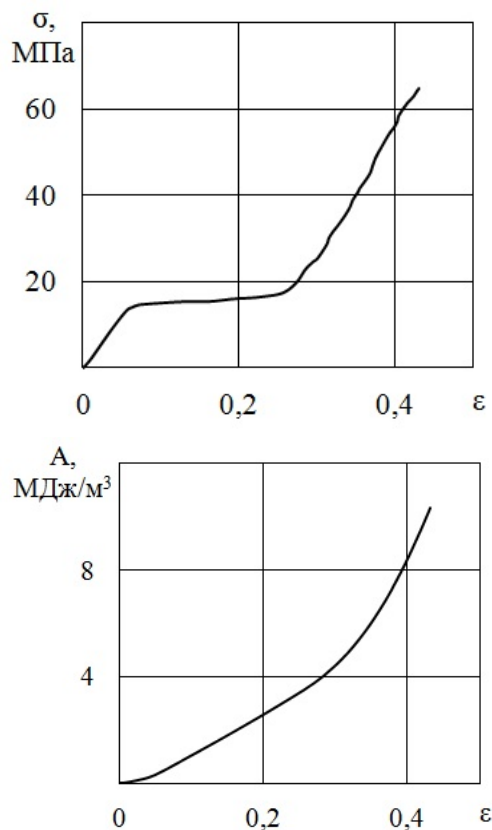


Рис. 2. Диаграмма деформирования $\sigma(\varepsilon)$, удельная энергия поглощения удара $A(\varepsilon)$ и эффективная энергия поглощения удара $E(\varepsilon)$ блока при пластических деформациях и уплотнении

Представленные результаты расчета амортизирующих характеристик позволили сделать вывод о том, что по эффективной энергии поглощения удара испытанные конструкции блоков БА могут на 60...80 % соответствовать идеальному амортизатору однократного действия.

Из представленных исследований можно сделать следующие выводы:

- механические свойства блоков БА близки к механическим свойствам пеноалюминия различных марок;
- расчетные характеристики амортизирующих свойств блоков БА, полученные как по критерию максимального подъема диаграммы деформирования (показатель P), так и по критерию эффективной энергии поглощения удара (E), показали удовлетворительные амортизирующие свойства блоков БА.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-007869-а).

Литература

1. Ленк А., Ренитц Ю. Механические испытания приборов и аппаратов. М.: Мир, 1976. 270 с.
2. Инженерные методы исследования ударных процессов / Г.С. Батуев, Ю.В. Голубков, А.К. Ефремов, А.А. Федосов. М.: Машиностроение, 1977. 240 с.
3. Кузьмин Э.Н. Обеспечение виброударостойкости оборудования и аппаратуры: монография. 2-е изд., испр. и доп. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. 320 с.
4. Heckel R.W. An analysis of powder compaction phenomena // Trans. Met. Soc. AIME. 1961. V.221. N 6. P.173-183.
5. Павлов В.А. Пенополистирол. М.: Химия, 1973. 132 с.
6. Альтман М.Б., Борок Б.А., Меркулов В.В., Малин А.П., Спектор Ю.В. и др. Литые заготовки из пенистого алюминия / В кн. Алюминевые сплавы под ред. И.Н. Фридляндера. Вып. 1. М.: Оборонгиз, 1963. С. 41-49.
7. Сионя С. Пористый алюминий и его применение. Перевод 74/11416-В. М.: ГПНТБ, 1973. 12 с.
8. Thornton P.H., Magee C.L. The deformation of aluminium foams // Met. Trans. A. 1975. V.16A. N 6. P. 1253-1263.

О МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ МОДУЛЕЙ БЛОКОВ ВНУТРЕННЕГО ОБОРУДОВАНИЯ НОСОВЫХ ОТСЕКОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: pusev-2012@mail.ru

В известных методах механических испытаний блоков бортовой аппаратуры (БА) при статических и динамических нагрузках не предусмотрены испытания, при которых конструкция блоков БА доводится до пластических деформаций и уплотнения, так как основной целью этих испытаний является проверка функционирования аппаратуры при неразрушающих эксплуатационных нагрузках [1-3]. Проведенные испытания блоков БА на сжатие при пластических деформациях и уплотнении позволяют оценить не только механические свойства блоков БА, но и их амортизирующие свойства.

Испытания блоков БА проводились в статических условиях на прессе силой 6,0 МН (600 т) [4,5]. В процессе деформирования и уплотнения блоков БА (рис. 1) проводилась непрерывная запись диаграмм деформирования в координатах P - x (сила-перемещение). При деформировании и уплотнении площадь поперечного сечения увеличивалась незначительно (не более 5...10 %). Поэтому пересчет машинных диаграмм в координаты σ - ϵ (напряжение-деформация) проводился при условии постоянной площади поперечного сечения блоков, равной начальной.

Все диаграммы деформирования (рис. 1) имеют близкий к прямолинейному начальный участок, обусловленный упругим изгибом стенок корпусов блоков. При дальнейшем деформировании более пологие участки соответствуют пластическому уплотнению конструкций блоков БА. Следует отметить, что при испытаниях блоков БА на сжатие отсутствует явление хрупкого разрушения и не наблюдается четко выраженного предела прочности.

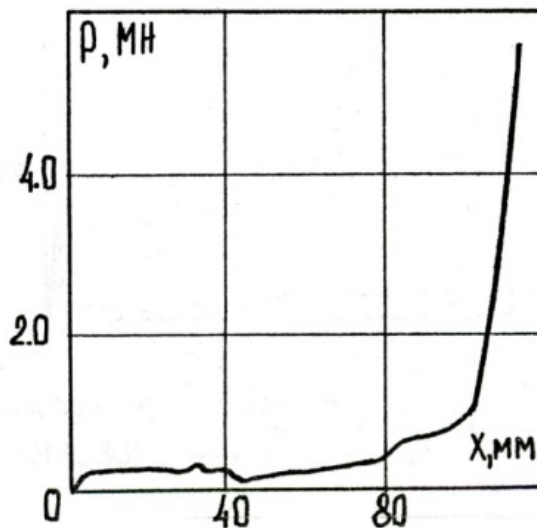
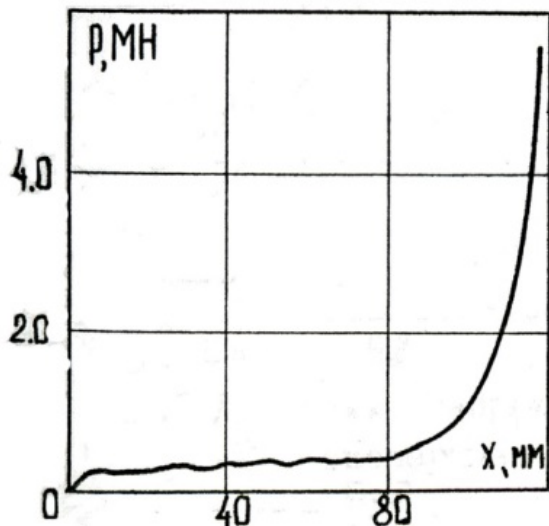


Рис. 1 Диаграммы деформирования блоков БА

Для оценки повторяемости результатов испытаний однотипные блоки модулей блоков, входящих в состав модуля блоков, испытывались дважды. При этом расхождения диаграмм деформирования не превышали $\pm 4\%$. Это позволяет сделать вывод о том, что допуски на изготовление элементов конструкций блоков БА не оказывают существенного влияния на их поведение при статическом нагружении.

Предполагая, что в рамках модуля блоков БА реализуется однородное поле деформаций, можно определить напряжение в модуле, соответствующее деформации $\epsilon = \epsilon_i$ как:

$$\sigma = \sum_{i=1}^n \frac{S_i}{S} \sigma_i \quad (1)$$

Аналогичным образом можно определить среднюю плотность конструкции модуля:

$$\rho = \sum_{i=1}^n \frac{V_i}{V} \rho_i \quad (2)$$

Площадь поперечного сечения модуля определяется как сумма площадей входящих в его состав блоков. Формулы (1) и (2) являются выражением принципа аддитивности для модуля [6]. Возможность использования принципа аддитивности для определения σ подтверждена результатами экспериментов по одноосному статическому сжатию модуля блоков БА, состоящему из нескольких блоков БА (рис. 2).

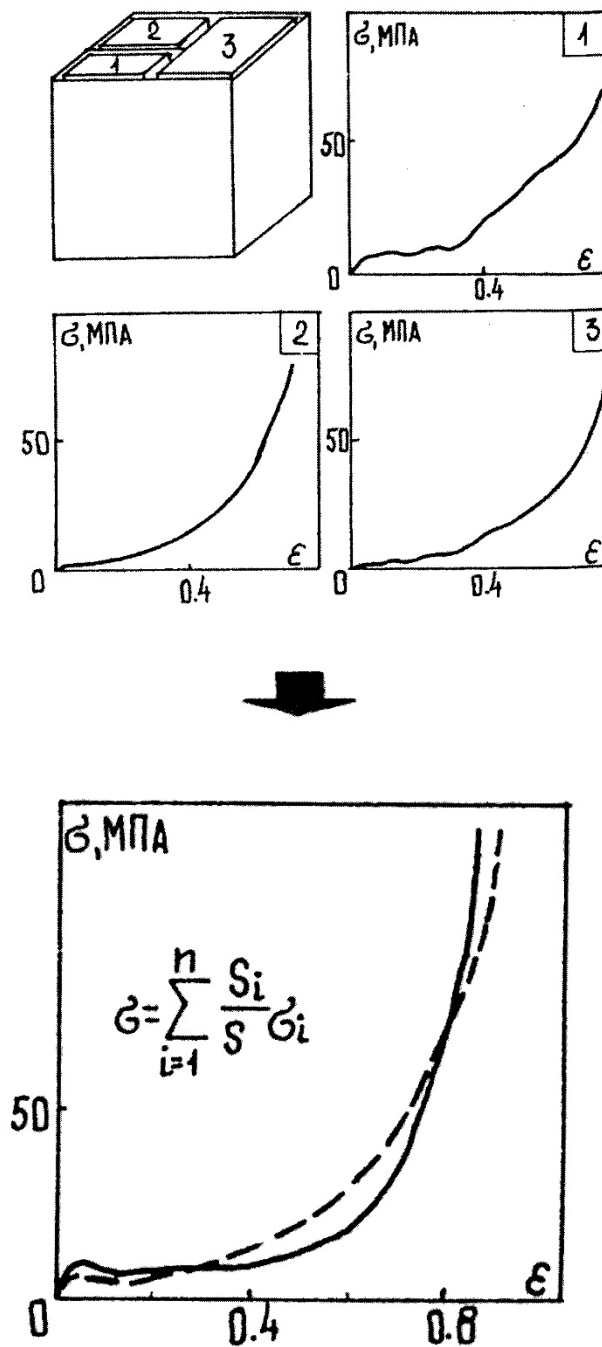


Рис. 2 Диаграммы деформирования и уплотнения блоков и модуля блоков БА:

1, 2, 3 – диаграммы деформирования и уплотнения блоков, входящих в состав модуля блоков БА;
 — экспериментальная диаграмма; - - - - -
 - расчетная диаграмма

В результате проведенных экспериментов установлено, что диаграмма деформирования модуля блоков может быть рассчитана по известным диаграммам деформирования блоков БА, составляющих модуль, по формуле (1). Сравнение полученной расчетной диаграммы деформирования и уплотнения модуля БА с полученной экспериментальной диаграммой деформирования и уплотнения модуля БА показало, что максимальное расхождение не превышает 17 % (рис. 2).

Таким образом, используя принцип аддитивности и зависимость (1), можно прогнозировать диаграммы деформирования модулей блоков БА, которые являются аналогом конструкций внутреннего оборудования носовых отсеков ЛА. Тогда на основе расчетных и экспериментальных исследований механических свойств блоков БА можно прогнозировать механические свойства носовых отсеков ЛА.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-007869-а).

Литература

1. Ленк А., Ренитц Ю. Механические испытания приборов и аппаратов. М.: Мир, 1976. 270 с.
2. Инженерные методы исследования ударных процессов / Г.С. Батуев, Ю.В. Голубков, А.К. Ефремов, А.А. Федосов. М.: Машиностроение, 1977. 240 с.
3. Кузьмин Э.Н. Обеспечение виброударостойкости оборудования и аппаратуры: монография. 2-е изд., испр. и доп. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2006. 320 с.
4. Об особенностях конструкции блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов / Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев, В.В. Селиванов // Материалы XXI Международного симпозиума "Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред" им. А.Г.Горшкова. Вятчи, 16-20 февраля 2015 г. Т. 2. М.: ООО "ТРП", 2015. С. 87-95.
5. Деформирование блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов при больших упругопластических деформациях и уплотнении / Г.В. Белов, А.П. Гусаров, В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, Ю.В. Попов, В.И. Пусев, В.В. Селиванов // Материалы XXI Международного симпозиума "Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред" им. А.Г.Горшкова. Вятчи, 16-20 февраля 2015 г. Т. 2. М.: ООО "ТРП", 2015. С. 95-101.
6. Кингсеп А.С., Локшин Г.Р., Ольхов О.А. Курс общей физики. Основы физики. Учеб. пособие для вузов. В 2 т. Т. 1. Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волновая оптика. 2-е изд., испр. М.: Физматлит, 2007. 704 с.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ДЕМПФИРУЮЩИХ И АМОРТИЗИРУЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК МАТЕРИАЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ

В.А. Марков, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: pusev-2012@mail.ru

В ряде случаев приходится сталкиваться с тем, что одно и то же техническое устройство (или физическое явление) одни специалисты и ученые называют «демпфером» («демпфированием»), а другие «амортизатором» («амортизированием» или «амортизацией»). Эти недоразумения часто связываются с неоднозначностью и даже с каверзностью русского языка, который в указанной ситуации не имеет отношения в связи с проблемой применения отечественными специалистами и учеными иностранных слов.

При рассмотрении демпфирующих и амортизирующих свойств материалов и конструкций учитывалось, что демпфер (от немецкого *dämpfer* – глушитель) – устройство для уменьшения (демпфирования) или предотвращения вредных механических колебаний звеньев машин и механизмов, поглощающее энергию механических колебаний (эта терминология применяется в классической механике [1]); а амортизатор (от французского *amortir* – ослаблять, смягчать) – устройство для смягчения ударов в конструкциях машин и сооружений в целях их защиты от сотрясений и больших нагрузок [2].

Демпфирующие свойства конструкционных металлических материалов обычно связывают с гистерезисными процессами (рис. 1: форма петли гистерезиса у материала с нулевым (а) и конечным (б) значениями дефекта модуля упругости [3]) и если у симметричной петли гистерезиса (рис. 1 а) срединная линия прямая, то дефект модуля упругости у такого материала равен нулю. Если срединная линия петли гистерезиса имеет изгиб (рис. 1 б), то дефект модуля будет отличен от нуля. Демпфирующая способность может определяться соотношением, включающим площадь петли гистерезиса, а демпфирующие свойства конструкционных металлических материалов определяются упругими постоянными и могут проявляться при напряжениях, которые намного меньше предела текучести металла [3].

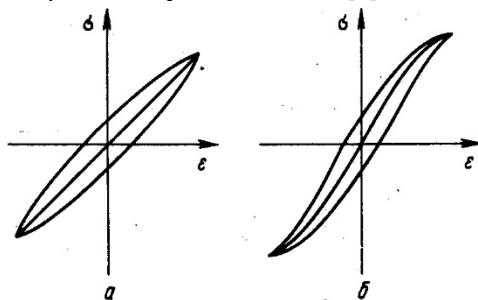


Рис. 1.

Амортизирующие свойства пористых металлов и сотовых конструкций проявляются при больших пластических деформациях и уплотнении, а напряжение при этом меньше предела текучести сплошного (компактного) металла [4-6]. Идеализированная диаграмма деформирования (рис. 2 [4-6], где σ^* – эффективный предел текучести пористого металла, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – деформации на границе соответственно упругой и уплотнительно-пластической областей и уплотнительно-пластической и пластической областей) высокопористых металлов содержит три основные области: упругую (I); уплотнительно-пластическую (II) и пластическую (III). Площадь под диаграммой деформирования определяет удельную энергию поглощения удара [5, 6]:

$$A = \int_0^{\varepsilon_{\max}} \sigma d\varepsilon \quad (1)$$

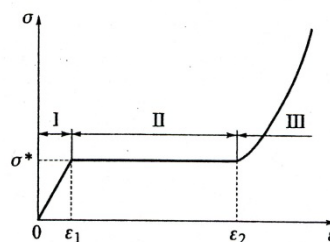


Рис. 2.

Эффективная энергия поглощения удара определяется как отношение удельной энергии поглощения удара реального амортизатора к удельной энергии поглощения удара идеального амортизатора и всегда меньше 1 [4-6]:

$$E = (\int_0^{\varepsilon_{\max}} \sigma d\varepsilon) / (\sigma_{\max} \varepsilon_{\max}) \quad (2)$$

Следует отметить, что особенности диаграммы деформирования высокопористых металлов (рис. 2) и особенно область II, ограничивающая амплитуду нагрузки, передаваемой на защищаемую конструкцию, объясняют широкое применение таких материалов в качестве амортизаторов однократного (одноразового) действия в различных транспортных средствах, в том числе в космических аппаратах [7, 8]. Теория многократных (многократных) амортизаторов удара наиболее детально разработана для подвижного состава железнодорожного транспорта [9].

Силовой характеристикой амортизатора удара обычно называют зависимость $F(x)$ между силой сжатия амортизатора и его ходом x . Обычно силовая

характеристика определяется двумя зависимостями (рис. 3: 1 - $F_H(x)$; 2 - $F_p(x)$) [9] – этап нагрузки определяется зависимостью $F_H(x)$, а этап разгрузки зависимостью $F_p(x)$. Площадь, ограниченная кривой $F_H(x)$, определяет энергию удара, воспринятую амортизатором [9]:

$$\mathcal{E} = \int_0^{x_{\max}} F_H(x) dx, \quad (3)$$

Площадь, ограниченная кривой $F_p(x)$, соответствует энергии, возвращаемой амортизатором внешней системе.

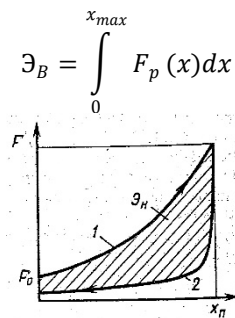


Рис. 3.

Разность величин \mathcal{E} и \mathcal{E}_B определяет необратимо поглощенную амортизатором энергию \mathcal{E}_H . Однако, энергоемкость амортизатора и максимальная сила удара определяются зависимостью $F_H(x)$, поэтому при оптимальном проектировании амортизаторов основное внимание уделяют рассмотрению именно этой зависимости (3) [9]. Следует отметить, что структура зависимости (3) для определения энергии удара, воспринятой амортизатором удара, аналогична структуре уравнения (1) для определения удельной энергии поглощения удара.

Тогда при рассмотрении упрощенной задачи наилучшим считается такой амортизатор, который воспринимает наибольшую энергию удара при минимальном значении силы. В этом случае оптимальной силовой характеристикой является такая, при которой для любого удара (при различных начальных скоростях V_0) сжатие амортизатора равно его полному ходу, а сила сжатия $F = \text{const}$ (рис. 4 а [9]). Такой амортизатор как бы приспособляется к условиям удара, а максимальная сила удара меньше, чем при любой другой форме кривой силовой характеристики. Такую силовую характеристику называют идеальной [9]. Сопоставляя реальную силовую характеристику амортизатора с идеальной, можно судить о его преимуществах, которые в [9] оцениваются коэффициентом полноты силовой характеристики Π , который подобно эффективной энергии поглощения удара (2) всегда меньше 1:

$$\Pi = (\int_0^{x_{\max}} F dx) / (F_{\max} x_{\max}) \quad (4)$$

Можно отметить, что структура выражения для коэффициента полноты силовой характеристики (4)

аналогична структуре выражения для эффективной энергии поглощения удара (2).

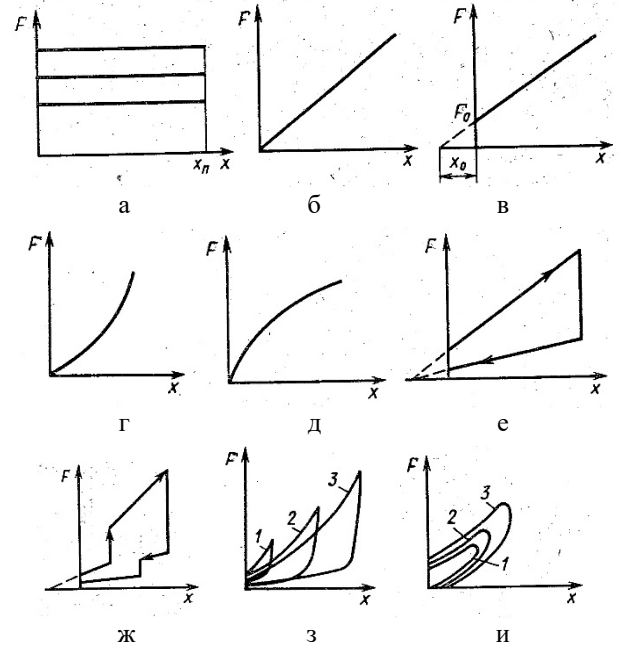


Рис. 4.

Линейную характеристику (рис. 4 б) имеет амортизатор с постоянной жесткостью без начальной затяжки; очевидно, что в этом случае $\Pi = 0,5$. На рис. 4 в [9] приведена силовая характеристика амортизатора того же типа, но с начальной затяжкой (F_0 и x_0 – соответственно сила и ход начальной затяжки). Силовые характеристики на рис. 4 б и в типичны для обычной цилиндрической пружины. У силовых характеристик на рис. 4 г и д [9] жесткость с ростом перемещения соответственно увеличивается и уменьшается. Такие нелинейные силовые характеристики амортизатора называют «жесткой» (рис. 4 г) и «мягкой» (рис. 4 д). На рис. 4 е и ж [9] представлены соответственно линейная и кусочно-линейная силовые характеристики с различными жесткостями на этапах нагрузки и разгрузки. Такие силовые характеристики соответствуют рессорам и некоторым типам пружинно-фрикционных амортизаторов. Для большинства фрикционных, резиновых и гидроамортизаторов однозначная связь силы и перемещения отсутствует, а силовая характеристика амортизатора задается семейством кривых, каждая из которых соответствует определенной начальной скорости удара. Силовая характеристика на рис. 4 з [9] соответствует фрикционным амортизаторам, а на рис. 4 и [9] резинным амортизаторам.

Из сравнения типичных силовых характеристик амортизаторов (рис. 4) и идеализированной диаграммы деформирования высокопористых металлов (рис. 2) очевидно, что упругая область диаграммы I соответствует амортизатору с линейной силовой характеристикой (рис. 4 б), уплотнительно-пластическая область II соответствует идеальному амортизатору (рис. 4 а), а пластическая область III – амортизатору с

«жесткой» силовой характеристикой (рис. 4 г) [10, 11].

Следует отметить, что аналогичные подходы классической механики к рассмотрению и расчету амортизаторов применяются в авиаракетной технике [12-14], кораблестроении [15], приборостроении [16-18] и в области автоматического оружия [19].

Однако, приведенный выше немецко-французский вариант демпфера и амортизатора входит в противоречие с классификацией амортизаторов (рис. 5 [20]), принятой в автомобилестроении [20]. Это противоречие в работе [20] объясняется тем, что «амортизация» в переводе с латинского означает «погашение» и применяется в автомобилестроении в значении «гашение колебаний», т.е. уменьшение размахов колебаний. Тогда автомобильный амортизатор по сути соответствует немецкому демпферу [1, 2], что может приводить к недоразумениям. Кроме того, аналогичная [20] терминология используется во многих публикациях, связанных с взрывным и ударным нагружением [21-25]. Например, технические устройства, снижающие ударные или взрывные нагрузки, часто называют демпфером, а не амортизатором только потому, что больше нравится слово «демпер». Следует отметить, что учет приведенных особенностей, связанных с применением иностранных слов в отечественной научно-технической литературе, позволит избежать недоразумений.



Рис. 5.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-07869-а).

Литература

- 1 Сергеев С.И. Демпфирование механических колебаний. М.: Госфизматлит. 1959. 408 с.
- 2 Машиностроение: терминологический словарь / Под общ. ред. М.К. Ускова, Э.Ф. Богданова. М.: Машиностроение, 1996. 592 с.
- 3 Головин С.А., Пушкар А., Левин Д.М. Упругие и демпфирующие свойства конструктивных металлических материалов. М.: Металлургия, 1987. 190 с.
- 4 Thornton P.H., Magee C.L. The deformation of aluminium foams // Met. Trans. A. 1975. Vol.6A. N 6. P.1253-1263.
- 5 Wei P., Liu L. Influence of density on compressive properties and energy absorption of foamed aluminium alloy // J. of Wuhan Univ. of Techn. Mater. Sci. 2007. Vol. 22. N 2. P. 225-228.
- 6 Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., Селиванов В.В. Об основных особенностях механических и

амортизирующих свойств высокопористых алюминиевых сплавов // Материалы XVI Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» имени А.Г.Горшкова. Ярополец, 15-19 февраля 2010 г. Т.2. Чебоксары: ГУП "ИПК "Чувашия". 2010. С. 218-225.

- 7 Космонавтика: энциклопедия / Гл. редактор В.П. Глушко. М.: Сов. Энциклопедия. 1985. 528 с.
- 8 Петров Ю.А., Макаров В.П., Колобов А.Ю., Алешин В.Ф. Посадочные устройства космических аппаратов (КА) на основе пенопластов и сотовых / Гусаров А.П., Жариков А.В., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., Селиванов В.В., Сообчиков А.Н. // Вестник МГТУ им. Н.Э.Баумана. 2010. №4. URL: technomag.ru (дата обращения 08.02.2012).
- 9 Никольский Л.Н., Кеглин Б.Г. Амортизаторы удара подвижного состава. М.: Машиностроение, 1986. 144 с.
- 10 Механические и амортизирующие свойства высокопористого ячеистого алюминия / Гусаров А.П., Жариков А.В., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., Селиванов В.В., Сообчиков А.Н. // Вестник МГТУ им.Н.Э.Баумана. Сер. Машиностроение. 2009. №1 (74). С.58-66.
- 11 Селиванов В.В. О механических свойствах высокопористых алюминиевых сплавов // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. № 4. Ч. 4. С. 1760-1762.
- 12 Кан С.Н., Свердлов И.А. Расчет самолета на прочность. Изд. 5-е, перераб. и доп. М.: Машиностроение. 1966. 519 с.
- 13 Колесников К.С. Динамика ракет. М.: Машиностроение. 1980. 376 с.
- 14 Горшков А.Г., Морозов В.И., Пономарев А.Г., Шклярчук Ф.Н. Аэрогидроупругость конструкций. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2000. 592 с.
- 15 Амортизаторы корабельные АКСС-М. Технические условия. ГОСТ 17053.1-80. URL: <http://vsegost.com/Catalog/30/30694.shtml> (дата обращения 08.02.2012).
- 16 Суровцев Ю.А. Амортизация радиоэлектронной аппаратуры. М.: Сов. Радио. 1974. 176 с.
- 17 Амортизаторы резинометаллические приборные. Технические условия. ГОСТ 11679.1-76. URL: <http://vsegost.com/Catalog/16/16144.shtml> (дата обращения 08.02.2012).
- 18 Амортизаторы бортового оборудования летательных аппаратов. Типы, основные параметры, размеры и технические требования. ГОСТ 21467-81. URL: <http://vsegost.com/Catalog/22/22742.shtml> (дата обращения 08.02.2012).
- 19 Алферов В.В. Конструкция и расчет автоматического оружия. М.: Машиностроение. 1977. 248 с.
- 20 Дербаремдигер А.Д. Гидравлические амортизаторы автомобилей. М.: Машиностроение. 1969. 236 с.
- 21 Гельфанд Б.Е., Губанов А.Б., Тимофеев В.И. Взаимодействие воздушных ударных волн с пористым экраном // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. №4. С. 54-59.
- 22 Компьютерное моделирование поведения системы демпфирования защитного контейнера при его падениях / А.Л. Рябов, В.И. Романов, Г.И. Сотсков, С.Г. Скурихин, А.И. Барченков, А.И. Моренко // Вестник Нижегородского университета им. Н.И.Лобачевского. 2000. №2. С.98-102.
- 23 Гельфанд Б.Е., Сильников М.В. Барометрическое действие взрывов. СПб.: Астерион. 2006. 658 с.
- 24 Могилев В.А., Новиков С.А., Файков Ю.И. Техника взрывного эксперимента для исследований механической стойкости конструкций. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2007. 215 с.
- 25 Даниленко В.В. Взрыв: физика, техника, технология. М.: Энергоатомиздат. 2010. 784 с.

ВОПРОСЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ ПРЕГРАД В БРОНЕБАЛЛИСТИКЕ

В.А. Марков, А.Ф. Овчинников, В.И. Пусев

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: pusev-2012@mail.ru

Создание экранов и защитных устройств от действия высокоскоростных ударников связано с исследованием процессов проникания и пробития (под прониканием обычно понимается движение ударника в преграде без выхода его из последней, а пробитие означает полный проход ударника через преграду), которые наряду с расчетными методами изучаются в силу своей сложности с привлечением экспериментальных методов. Экспериментальные данные в ряде работ обобщаются и систематизируются [1-3]. Представленные в [1, 2] (рис. 1 [1], рис. 2 [2]) попытки классификации видов деформирования и разрушения преград должны были содействовать развитию аналитических моделей пробития, которые не могут в полной мере учитывать многообразие физических особенностей процессов пробития. Однако, они не сопровождались относительной толщиной преград h/d (h -толщина преграды, d -диаметр ударника), что обесценивало их научно-техническую значимость невзирая на тиражирование в полном объеме в [3-5].

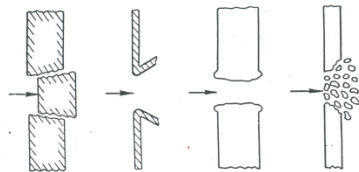


Рис. 1. Классификация видов деформирования и разрушения преград [1]: а - образование пробки; б - образование закраин; в - ковкое расширение пробоины; г - образование откола

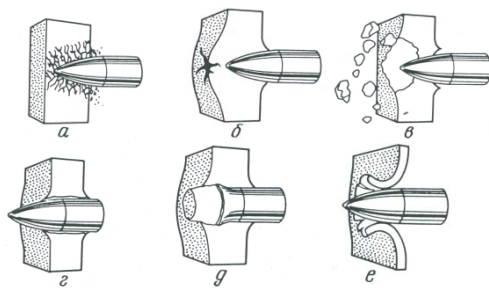


Рис. 2. Классификация видов деформирования и разрушения преград [2]: а - хрупкое разрушение; б - разрушение с образованием радиальных трещин; в - дробление; г - пластическое расширение отверстия; д - выбивание пробки; е - образование лепестковой пробоины

В [3, 5] классификация разрушения преград [2] дополнена их разделением по толщине на тонкие, средние (промежуточной толщины [3]), толстые и полубесконечные. В соответствии с [3] у тонких преград напряжения и деформации постоянны по

толщине, у средних тыльная поверхность преграды оказывает влияние практически на весь процесс движения ударника, у толстых тыльная поверхность преграды оказывает частичное влияние после прохождения ударником значительного расстояния, а у полубесконечных тыльная поверхность не оказывает влияния на процесс проникания. В [5] указано, что разделение преград по толщине должно проводиться по отношению к диаметру ударника, но без указания относительных толщин h/d для каждого вида разрушения. Единственный вариант классификации разрушения преград, дополненный относительными толщинами, содержится в [6].

В результате в [1] обзор работ [7, 8] по пробитию относительно тонких металлических преград соответствует первоисточникам, а в [3] те же работы необоснованно противопоставляются. В данной работе на основе анализа экспериментальных и расчетных данных и с учетом результатов [6], классификация видов пробития металлических преград [2, 5] дополнена относительными толщинами следующим образом: тонкие преграды (рис. 3а) - $h/d < 0,5$ (образование лепестковой пробоины; область применения теории тонких оболочек [9]); средние преграды (рис. 3 б, в) - $0,5 < h/d < 1,5$ (пластическое расширение пробоины или выбивание пробки; область применения формулы Жакоб-де-Марра [3]); толстые и полубесконечные преграды (рис. 3 г) - $h/d > 1,5$ (образование радиальных трещин и разрушение) (рис. 3).

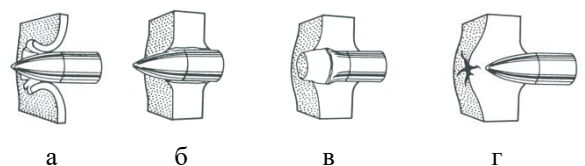


Рис. 3. Классификация видов пробития металлических преград

Отсутствие подобных оценок привело к тому, что в литературе появляются утверждения о том, что "очень тонкие пластинки редко применяются при бронировании" [3], а в [5] область применения тонких пластин ограничена только элементами динамической защиты танков и элементами защиты космических аппаратов. При этом мера "тонкости" и "очень тонкости" в [3,5] не указывается, что позволяет отнести подобные оценки к гуманитарно-эмоциональным, которые не представляют инженерно-технической и научной ценности. На основании исследований, проведенных в [10-13], установлено, что практика противоснарядного бронирования боевых надводных кораблей мира

опровергает утверждение работы [3]. Даже в такой системе бронирования, как американская, получившей название «all or nothing» («все или ничего»), ориентированной на концентрацию брони только в цитадели корабля, горизонтальное бронирование цитадели не выходило из области тонких пластин ($h/d < 0,5$), а частично могло попадать в область очень тонких пластин ($h/d < 0,1$) по отношению к главному калибру собственной артиллерии. Что касается [3], то эта публикация сотрудника Баллистической исследовательской лаборатории армии США (сокращенно BRL US Army, название которой в [3] ошибочно указано как BRL USA) представляла собой ровно то, что смог сделать (по терминологии [14]) представитель "сухопутного" подразделения, находящегося в ведении армии, а не флота.

Произвол в оценке тонких преград проявляется и на уровне количественных оценок. Практически у одних и тех же авторов к тонкой противопульной броне отнесены пластины с относительной толщиной $h/d = 0,5$ [6] и с ней же связывается лепестковый механизм образования пробойны, а в работе [15] к тонкой броне отнесены пластины с $h/d = 1,17$, а лепестковый механизм образования пробойны связывается с пластиной с $h/d < 0,58$ [15], но в работе [16] к тонким преградам отнесены пластины с $h/d < 1$ и без лепесткового механизма образования пробойны. Для тонкой противопульной брони в [17] указывается диапазон относительной толщины пластин $h/d < 0,8$, а рекордным диапазоном тонких преград является оценка, приведенная в работе [18], где к тонкой противоснарядной броне отнесены пластины с относительной толщиной при ударе по нормали в диапазоне $h/d = 0,61...1,13$, который при углах подхода ударника $70^\circ \dots 80^\circ$ от нормали (угол НАТО [18]) трансформируется в диапазон $h/d = 1,78...3,3$ (угол 70° от нормали) или в диапазон $h/d = 3,5...6,5$ (угол 80° от нормали). Дальнейшие комментарии являются излишними.

На самом деле впервые в мире проблемой пробития противоснарядной брони толщиной менее полукалибра снаряда ($h/d < 0,5$) или целей малого сопротивления [19] с 1900 г. занимались в России в связи с разработкой донной трубки, а впоследствии взрывателя [11-13, 19] для бронебойных и палубобойных снарядов корабельной и береговой артиллерии. Эти разработки и исследования проводились Андреем Андреевичем Держковичем (1875-1934 [20]), выпускником Михайловской артиллерийской академии 1900 г. [13]. Кстати, годы жизни А.А. Держковича, а также его отчество после критики ракетно-артиллерийского сообщества России в [13] были установлены усилиями профессорско-преподавательского состава кафедр СМ-4 и СМ-5 МГТУ им. Н.Э.Баумана [20]. Разработки А.А. Держковича завершились созданием первого в мире уникального донного взрывателя 10ДТ с автоматической установкой замедления подрыва, который в 1912 г. успешно прошел испытания [19], а в 1914...1916 гг. был выпущен в количестве 5,9 тыс. шт. [21]. После революции 1917 г. полковник А.А. Держкович, как

и все офицеры и генералы Главного артиллерийского управления дореволюционной армии, перешел на сторону Советской власти и продолжал служить в Красной армии в звании дивизионного инженера и участвовать в целом ряде разработок боеприпасов и взрывателей. Однако, в 1929 г. профессор А.А. Держкович был репрессирован, а его имя надолго исчезло из различных изданий [13, 20].

За рубежом исследования в области пробития тонких преград начались только в 1940 г. во время Второй мировой войны в связи с разработкой взрывателя для зенитных снарядов в Великобритании [22]. Были получены аналитические зависимости для расчета энергии, необходимой для пробития тонкой преграды, результаты расчета по которым были далеки от эксперимента в области баллистического предела [23], а в случаях превышения баллистического предела давали удовлетворительные результаты [1]. Использование численного моделирования, основанного на теории тонких оболочек, значительно повышает точность баллистического предела при ударе цилиндра по нормали по тонкой пластине [9, 23].

Следует отметить, что в дореволюционной России и в СССР в силу ряда обстоятельств для расчета пробития брони средней толщины широко применялась формула Жакоб-де-Марра. Однако, в [24] приводится 9 эмпирических формул различных производителей и авторов: для гомогенной брони - Файнберн (Великобритания, 1870-е гг.), Трессидер (Великобритания, до 1870 г.), Крупп (Германия, до 1870 г.), Жакоб-де-Марр (Франция, позже 1870 г.), Гавр (Франция, 1870 г.); для гетерогенной брони и снаряда с бронебойным наконечником - Крупп (Германия, 1895 г.), Дэвис (США, 1900 г.); универсальные формулы - Жакоб-де-Марр (Франция, 1895 г.), Крупп (Германия, 1930 г.). Перечисленные формулы можно свести к следующей обобщенной формуле [13, 24]:

$$h/d = Ad^B [(P/d^3)(V/C^D)^E]^F,$$

где P , V - масса и скорость ударника; A , B , C , D , E , F - эмпирические константы.

Следует отметить, что приведенная классификация (рис. 3) связана с калиберными ударниками и основана на "артиллерийском" подходе, когда толщина пробиваемой преграды или глубина каверны при проникании может измеряться в диаметрах ударника, который совпадает с внутренним диаметром (калибром) ствола баллистической установки. Подобный подход будет нефизичным для подкалиберных ударников.

Известно [25], что рассмотренные калиберные бронебойные снаряды пробивали броню относительной толщиной $h/d = 1,2...1,3$, а подкалиберные относительной толщиной $h/d = 2...3$. Однако, в пробитии преграды участвует только бронебойный сердечник, диаметр которого для подкалиберных снарядов с неотделяемым поддоном катущей или обтекаемой формы составлял $d_c = 0,4d$ [25]. Тогда в диаметрах сердечника

относительная толщина пробиваемой преграды будет $h/d_c=5...7$ [25, 26]. У современных бронебойных подкалиберных снарядов с отделяемым поддоном относительная толщина пробиваемой преграды может достигать $h/d_c=20$ и более [27].

Аналогичная ситуация характерна для оценки результатов пробития или проникания ударных ядер или кумулятивных струй. Так, для современных кумулятивных снарядов диапазон относительных толщин пробиваемых преград при "артиллерийском подходе" составляет $h/d=3,6...4,0$ [27]. Если принять, что диаметр кумулятивной струи $d_c=0,05d$, то указанный диапазон пробиваемых преград можно пересчитать и он составит $h/d_c=73...80$. Таким образом, относительная толщина пробиваемой преграды является важнейшей и даже фундаментальной характеристикой бронебаллистики, а ее правильное применение позволяет избегать не только ошибок, но и бронебоязни.

Литература

1. Гольдсмит В. Удар. М.: Стройиздат, 1965. 448 с.
2. Backman M.E., Goldsmith W. The mechanics of penetration projectiles into targets // Int. J. Engng. Sci. 1978. Vol. 16. № 1. P. 2-94.
3. Зукас Дж.А. Проникание и пробивание твердых тел / В кн. "Динамика удара". Пер. с англ. / Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт В.Ф. и др. М.: Мир, 1985. С. 110-172.
4. Сагомоян А.Я. Динамика пробивания преград. М.: МГУ, 1988. 160 с.
5. Балаганский И.А., Мержиевский Л.А. Действие средств поражения и боеприпасов. Учебник НГТУ. Новосибирск: Изд. НГТУ, 2004. 408 с.
6. Летников А.Ю., Кобылкин И.Ф., Кулаков И.В. Состояние и перспективы развития защитных структур бронеодежды // Двойные технологии. 1998. № 2. С. 76-83.
7. Томсон В. Приближенная теория пробивания брони // Механика (сб. перев.). 1956. № 1. С. 134-139.
8. Zaid M., Paul B. Mechanics of high speed projectiles perforation // J. Franklin Inst. 1957. Vol. 264. № 2. P. 117-126.
9. Пусев В.И. Использование теории тонких оболочек для расчета деформирования и разрушения тонких металлических пластин при ударе цилиндра по нормали // Материалы IX Международного симпозиума "Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред". Ярополец, 10-14 февраля 2003 г. М.: Изд. МАИ, 2003. С. 40-41.
10. Вопросы бронирования и противостояния надводных средств поражения и брони броненосцев / В.И. Пусев, А.Ф. Овчинников, В.А. Марков, В.М. Киселев, А.А. Андрияшин // Оборонная техника. 2007. № 3-4. С. 104-118.
11. Развитие бронирования и противостояния надводных средств поражения и брони дредноутов / В.И. Пусев, А.Ф. Овчинников, В.А. Марков, В.М. Киселев, А.А. Андрияшин // Оборонная техника. 2009. № 1-2. С. 53-66.
12. Развитие бронирования и противостояния надводных средств поражения и брони линкоров в межвоенный период / В.И. Пусев, А.Ф. Овчинников, В.А. Марков, В.М. Киселев, А.А. Андрияшин // Оборонная техника. 2010. № 2-3. С. 98-111.
13. Завершение бронирования артиллерийских кораблей и противостояние надводных средств поражения и брони линкоров / В.И. Пусев, А.Ф. Овчинников, В.А. Марков, В.М. Киселев, В.М. Куприянов // Оборонная техника. 2011. № 2-3. С. 94-111.
14. Кузин В.П., Никольский В.И. Военно-морской флот СССР. 1945-1991. СПб.: Историческое морское общество, 1996. 653 с.
15. Григорян В.А., Кобылкин И.Ф., Маринин В.М., Чистяков Е.Н. Материалы и защитные структуры для локального и индивидуального бронирования. М.: РадиоСофт, 2008. 406 с.
16. Кобылкин И.Ф., Селиванов В.В. Материалы и структура легкой бронезащиты. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2014. 191 с.
17. Агеев Н.П., Игнатенко В.В., Богатов С.Н. Анализ условий функционирования остроконечных бронебойных пуль патронов стрелкового оружия при внедрении в преграду // Сборник материалов Всероссийской научно-технической конференции "Фундаментальные основы баллистического проектирования". Санкт-Петербург, 23-26 июня 2008 г. СПб.: БГТУ им. Д.Ф.Устинова, 2008. С. 36-37.
18. Yaziv D., Mayseless M., Reifen Y. The penetration process of long rods into thin metallic targets at high obliquity // Proc. 19-th Int. Symp. on Ballistics. Interlaken (Switzerland), 7-11 May 2001. Interlaken (Switzerland), 2001. P. 1249-1256.
19. Рудловский В.И. Исторический очерк развития трубок и взрывателей от начала их применения до конца мировой войны 1914-1918 гг. М.: Оборонгиз, 1940. 240 с.
20. Кафедра "Высокоточные летательные аппараты" МГТУ им. Н.Э.Баумана. Люди, события, история развития. 1938-2013 / Под ред. В.В.Селиванова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2013. 422 с.
21. Вернидуб И.И. На передовой линии тыла. М.: ЦНИИТИКПК, 1993. 654 с.
22. Zaid A.I.O., El-Kalay A., Travis F.W. An examination of the perforation of a mild steel plate by a flat-ended cylindrical projectile // Int. J. Mech. Sci. 1973. Vol. 15. № 2. P. 129-143.
23. Пусев В.И. Деформирование и разрушение тонких металлических пластин при ударе цилиндра по нормали // Оборонная техника. 2002. № 1-2. С. 80-84.
24. Okun N. Major historical naval armor penetration formulae. 26.11.2001. URL: http://www.navweaps.com/index_natan/Hstfmla.htm (дата обращения 16.03.2015).
25. Латухин Н.А. Современная артиллерия. М.: Воениздат, 1970. 320 с.
26. Средства поражения и боеприпасы. Учебник / Под общ. ред. В.В.Селиванова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2008. 984 с.
27. Частные вопросы конечной баллистики / Под ред. В.А. Григоряна. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2006. 592с.

ХАОТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ТРАНСВЕРСАЛЬНО-ИЗОТРОПНОЙ БАЛКИ ТИМОШЕНКО В ПОЛЕ БЕЛОГО ШУМА

Синичкина А.А., Крылова Е.Ю., Папкина И.В., Крысько В.А.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.»
410054, город Саратов, ул. Политехническая, 77
E-mail: andreevaanastasiaolegovna@gmail.com

Балки, как ответственные элементы, находят широкое применение в инженерных конструкциях, которые работают в средах с переменными во времени свойствами (случайные ударные воздействия, звуковое давление) под действием внешнего динамического давления. Обеспечение стабильной работы таких элементов является одним из приоритетов науки.

Данная работа посвящена исследованию влияния внешнего поля белого шума на нелинейную динамику гибкой трансверсально-изотропной балки. Математическая модель параметрических колебаний балки основана на гипотезах С.П. Тимошенко [1], что позволяет учесть угол поворота нормали элемента балки после деформации. Геометрическая нелинейность учитывается в форме Т. Кармана [2]. Система диссипативная. Балка находится под действием знакопеременной нагрузки, заданной по гармоническому закону. Края балки жестко заделаны. Безразмерные уравнения движения элемента балки имеют вид (черта над безразмерными параметрами для простоты опущена):

$$D_y k^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial \gamma_x}{\partial x} \right) + \frac{1}{\lambda^2} q - \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} - \varepsilon \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{1}{\lambda^2} \left(\left(E h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial w}{\partial x} - k_x \frac{\partial w}{\partial x} \right) \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \left(E h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - k_x w \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) \right) = 0;$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \frac{\partial u}{\partial x} - k_x \frac{\partial w}{\partial x} + p - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0;$$

$$\frac{\partial^2 \gamma_x}{\partial x^2} - 12 D_y k_x^2 \lambda^2 \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_x \right) - \frac{\partial^2 \gamma_x}{\partial t^2} = 0,$$

здесь h – высота балки; $w(x, t)$ – прогиб балки; $u(x, t)$ – перемещение срединной поверхности вдоль оси Ox ; $\gamma_x(x, t)$ – угол поворота нормали к линии $z = 0$; q – поперечная нагрузка; E – модуль Юнга; k_x – геометрическая кривизна балки; t – время. Безразмерные параметры введены по формулам:

$$\bar{w} = \frac{w}{h}, \bar{u} = \frac{ua}{h^2}, \bar{x} = \frac{x}{a},$$

$$\lambda = \frac{a}{h}, \bar{q} = q \frac{a^4}{h^4 E_1}, \bar{t} = \frac{t}{\tau}, \tau = \frac{a}{c},$$

$$c = \sqrt{\frac{E_1 g}{\gamma}}, \bar{\varepsilon} = \varepsilon \frac{a}{c}, \bar{\gamma}_x = \frac{\gamma_x a}{h},$$

$$\bar{k}_x = \frac{k_x a}{\lambda}, \rho = \sqrt{\frac{E g}{\gamma}}, D_y = \frac{G_{13}}{E}$$

где ε – коэффициент диссипации; g – ускорение свободного падения; ρ – плотность материала; γ – объемный вес материала балки.

К уравнениям движения присоединим граничные условия соответствующие жесткой заделке:

$$w(0, t) = w(1, t) = 0;$$

$$u(0, t) = u(1, t) = 0;$$

$$\gamma_x(0, t) = \gamma_x(1, t) = 0;$$

$$\frac{\partial w(0, t)}{\partial x} = \frac{\partial w(1, t)}{\partial x} = 0$$

и нулевые начальные условия:

$$w(x, t)|_{t=0} = u(x, t)|_{t=0} = \gamma(x, t)|_{t=0} = 0;$$

$$\frac{\partial w(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{\partial \gamma_x(x, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0$$

Математическая модель колебаний балки описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Для сведения ее к нелинейной системе обыкновенных дифференциальных уравнений применяется метод конечных разностей (МРК) по пространственной координате. После чего, по времени задача Коши решается методом Рунге-Кутты 4-ого порядка точности. Использование МРК позволяет рассматривать балку как систему с большим числом степеней свободы.

Для более глубокого анализа полученных сигналов, в работе помимо классического аппарата Фурье, применяется вейвлет преобразование. Что позволяет исследовать локализованные во времени особенности нестационарных сигналов. В качестве материнского, в работе был выбран вейвлет Gauss32, который дает лучшее разрешение по частоте, чем раннее используемый вейвлет Morlet [3].

Численные результаты получены для следующих параметров: относительная длина балки $\lambda = \frac{a}{h} = 30$, шаг по времени $\Delta t = 4.8828 \cdot 10^{-3}$ и по пространственной координате $n = 40$, коэффициент демпфирования для прогиба $\varepsilon_1 = 1$, балка находится под действием поперечной нагрузки заданной по гармоническому закону $q = q_0 \sin(\omega_p t) + q_{oisn}$. Амплитуда нагрузки изменялась в интервале $q_0 \in [0; 22000]$. Частота возбуждения $\omega_p = 5$. Аддитивный шум добавлен в систему в форме случайного слагаемого с постоянной интенсивностью

$$q_{oisn} = q_{no} \left(\frac{2.0 \cdot rand()}{RAND_MAX + 1.0} \right) - 1.0,$$

где q_{no} - интенсивность шума, $rand()$ - стандартная функция языка C++, принимающая случайное целое число от 0 до $RAND\ MAX$, $RAND\ MAX$ - константа, равная 65535. Выражение принимает произвольные дробные значения в диапазоне $(-1;1)$. Данная математическая модель белого шума предложена центром компьютерных исследований в области музыки и акустики (CCRMA) Стэнфордского университета. Интенсивность внешнего шума $q_{oisn} = \{0,10\}$.

В случае отсутствия шума первая бифуркация системы наступает при $q_o = 50$. На спектре появляется частота $a_1 = 1.86$. Дальнейшее увеличение амплитуды внешней нагрузки приводит к появлению серии линейно-зависимых частот

$$\left(\begin{aligned} \omega_p - b_1 &= a_1 - a_2 = a_2 - a_3 = \\ &= b_1 - b_2 = a_1 - b_3 = 0.59 \end{aligned} \right),$$

что при $q_o = 8000$ приводит колебания системы к хаосу.

Шум интенсивности $q_{oisn} = 10$ при малых амплитудах продольной нагрузки $q_o \leq 50$ приводит к хаотическим колебаниям. В диапазоне амплитуд внешней продольной нагрузки $q_o \in (50; 7500)$ система незначительно реагирует на внешний шум заданной интенсивности. Частоты на спектре Фурье немного смещаются

$$\left(\begin{aligned} \omega_p - b_1 &= a_1 - a_2 = a_2 - a_3 = \\ &= b_1 - b_2 = a_1 - b_3 = 0.65 \end{aligned} \right).$$

Последующее увеличение нагрузки приводит систему в состояние хаоса уже при $q_o = 7500$ (таблица 1).

Таблица 1. Сценарии перехода колебаний балки в хаос

	$q_{oisn} = 0$		$q_{oisn} = 10$	
q	Спектр мощности	Вейвлет-спектр 2D	Спектр мощности	Вейвлет-спектр 2D
5				
50				
2000				
8000				

Следуя идее А. Пуанкаре о том, что лучше изучать все многообразие орбит, чем следить за

какой-то конкретной, строились карты характера колебаний системы, размером 300х300 точек, на диапазоне частот внешней нагрузки от 0 до 10 и амплитуд от 0 до 22000. Для построения одной карты приходилось решать 9*104 задач. Карты характера колебаний показывают, что шум интенсивности $q_{oisn} = 10$ при высоких частотах нагрузки $\omega_p > 5$ приводит к увеличению областей хаотических колебаний. На низких частотах $\omega_p < 5$ область гармонических колебаний сохраняется, но внешний шум приводит к появлению в ней островков квазипериодических колебаний. В данном случае, при малых значениях амплитуды внешней нагрузки шум приводит к хаотическим колебаниям, при чём, чем больше частота возбуждения, тем шире хаотическое окно по оси амплитуд нагрузки.

Таблица 2. Карты характера колебаний по горизонтали - ось частот, по вертикали - ось амплитуд внешней нагрузки

$q_{oisn} = 0$	$q_{oisn} = 10$
Гармонические колебания	Хаос
Комбинация независимых частот	Затухающие колебания
Бифуркации	Результат моделирования не определен
Суперпозиция независимых частот	

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант №16-31-00092

Литература

1. Тимошенко С. П., Войновский – Кригер С. Пластины и оболочки. – М.: Наука, 1966. – 636 с.

2. Karman, Th. Festigkeitsprobleme in Maschinenbau/ Th. Karman // Encykle. D. Math. Wiss. 1910. Vol. 4, №4, P. 311 – 385

3. J. Awrejcewicz, E.Y. Krylova, I.V. Papkova, V.A. Krysko Wavelet-based analysis of the regular and chaotic dynamics of rectangular flexible plates subjected to shear-harmonic loading// Shock and vibration 19 (2012) p. 979-994

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ДЕМПФИРУЮЩИХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕПЛАСТИКОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

И. Ю. Смолин^{1,2}, И. М. Безмозгий², О. И. Казакова²

¹Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4

²Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: ismolin@ftf.tsu.ru

Обеспечение прочности конструкции при воздействии динамических нагрузок является комплексной задачей, ключевую роль в которой играет верифицированная конечно-элементная модель (КЭМ). Для создания достоверных моделей требуются жесткостные и диссипативные свойства материалов. В связи с ростом применения в современных конструкциях композиционных материалов, жесткостные свойства которых известны, хотя, зачастую, требуют уточнения, а сведения о свойствах диссипации которых отсутствуют, становятся актуальными задачи определения указанных свойств таких материалов для использования их при расчете откликов конструкции при динамическом нагружении.

Целью работы является определение эффективных параметров демпфирования углепластиков. Исследования проводятся на плоских композиционных образцах в виде прямоугольных пластин с постепенным усложнением схемы укладки от однослойной до двенадцатислойной структуры.

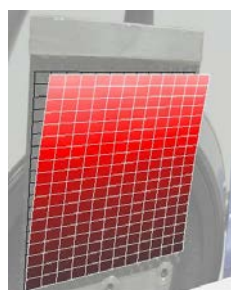
Анализ углепластиковых образцов проводится, как экспериментальным путем, так и расчетными методами с использованием системы конечно-элементного моделирования ANSYS.

Первый этап экспериментального исследования заключался в проведении модального анализа с использованием сканирующего доплеровского виброметра фирмы Polytec. Особенность данного метода заключается в отсутствии дополнительного нагружения образцов вибропреобразователями, и получения «чистых» форм образцов, это особенно актуально для углепластиковых образцов с однослойной схемой укладки. При малых амплитудах определены собственные частоты, формы и коэффициенты демпфирования в диапазоне частот от нуля до 5 кГц.

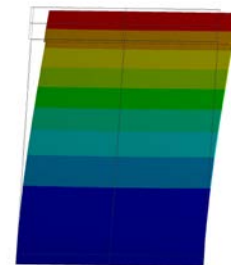
На втором и третьем этапах экспериментального исследования были использованы контактные системы виброметрии. На втором этапе на режимах гармонического нарушения были определены собственные частоты и параметры демпфирования в широком диапазоне амплитуд колебаний. На третьем этапе к образцам прикладывалось импульсное воздействие, и проводился анализ свободных затухающих процессов, целью которого было выявление зависимостей изменения логарифмического декремента затухания от времени (амплитуды колебаний).

Численное моделирование, целью которого было определение параметров демпфирования материала образца, обеспечивающих максимальное приближение к экспериментальным значениям, полностью соответствовало этапам экспериментального исследования.

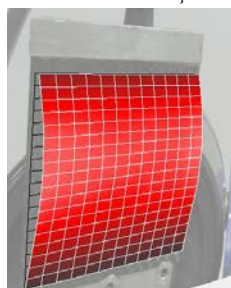
На первом этапе расчета был проведен модальный анализ образцов (Рис. 1).



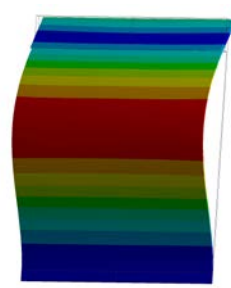
$Fr = 20.7 \text{ Гц}$



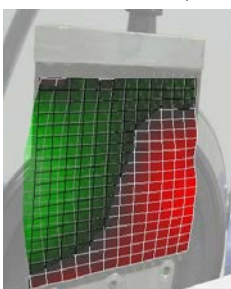
$Fr = 19.8 \text{ Гц}$



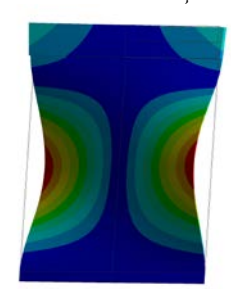
$Fr = 215.2 \text{ Гц}$



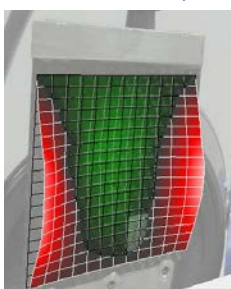
$Fr = 216.5 \text{ Гц}$



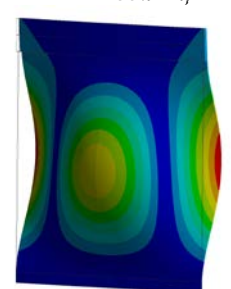
$Fr = 382.8 \text{ Гц}$



$Fr = 435.9 \text{ Гц}$



$Fr = 622.3 \text{ Гц}$



$Fr = 626.3 \text{ Гц}$

Рис. 1. Формы некоторых мод колебаний образца

Некоторые моды колебаний представлены на рисунке 1 (слева представлены формы, полученные экспериментально, справа – расчётом).

В статье представлены результаты для композиционного образца трехслойной схемы укладки. Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает совпадение по собственным частотам с погрешностью менее 5 % для первой моды.

Вторым этапом расчета проведен гармонический анализ образцов при воздействии ускорения с амплитудным значением величиной в 1g. Анализ проводился методом больших масс, который позволяет воспроизвести кинематическое нагружение, максимально соответствующее гармоническому воздействию при испытаниях.

На рисунке 2 показаны амплитуды виброускорений в месте установки вибропреобразователя (на консольной части пластины), полученные при гармонических испытаниях при входном воздействии в 0.5 и 1.0 g для трех разных композитных образцов одинаковой схемы укладки. Небольшое различие в полученных значениях первой частоты — итог различных условий закрепления образцов.

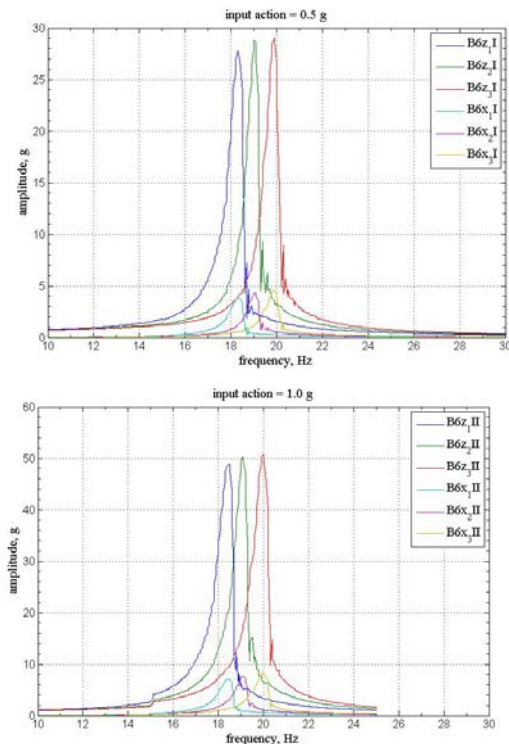


Рис. 2. Амплитуда виброускорений образца

Из рисунка 2 видно, что изменение нагрузки в два раза не приводит к двукратному увеличению амплитуды колебаний, что объясняется зависимостью коэффициентов демпфирования от напряженно-деформированного состояния образца. Также это подтверждается показаниями тензодатчиков, установленных в корневой части образца, продемонстрированными на рисунке 3. Видно, что с увеличением нагрузки значения коэффициентов демпфирования растут.

При расчетном гармоническом анализе постоянное конструктивное демпфирование варьировалось от 0.1 % до 3.0 % с целью выявления значений соответствующих различным напряженным состояниям образцов. Наиболее близкое совпадение для данного образца обеспечил интегральный коэффициент демпфирования равный 1.8 %. На рисунке 4 представлены расчетные коэффициенты усиления при постоянном конструктивном демпфировании 1.8 %.

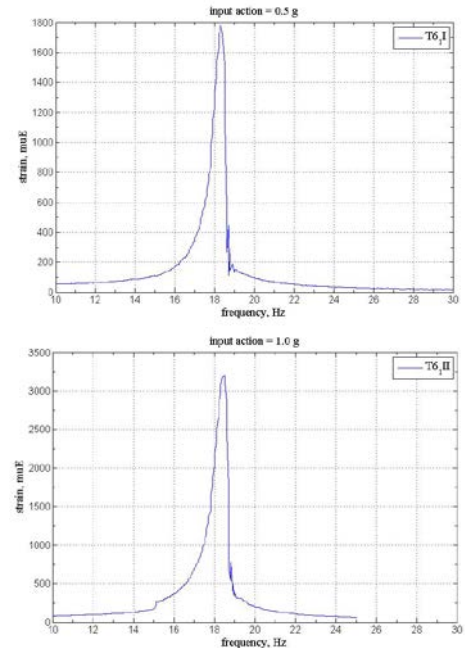


Рис. 3. Показания тензодатчиков при воздействии в 0.5 и 1.0 g

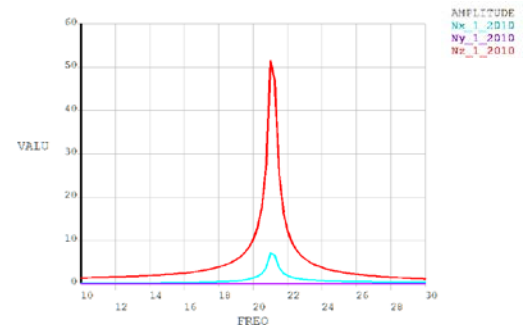


Рис. 4. Расчетные коэффициенты усиления при коэффициенте демпфирования 1.8 %

На рисунке 5 показан характер зависимости коэффициентов усиления от коэффициентов демпфирования с применением линейной расчетной модели. Видно, что даже при линейном расчете эта зависимость имеет нелинейный характер.

Третьим этапом расчета было проведение анализа переходных динамических процессов при воздействии импульсной нагрузки.

Для оценки демпфирующих свойств используется логарифмический декремент затухания λ , определяемый по формуле [1]:

$$\lambda = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} \quad (1)$$

где $A(t)$ и $A(t+T)$ – амплитуды колебаний в момент времени t и $t+T$; T – период колебаний.

На рисунке 6 и 7 представлены временные зависимости экспериментальных и расчетных ускорений свободных затухающих колебаний образца.

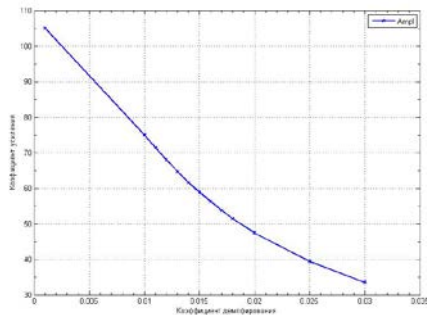


Рис. 5. Расчетные коэффициенты усиления при различных коэффициентах демпфирования.

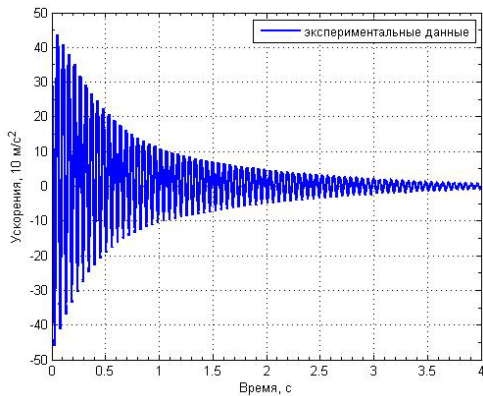


Рис. 6. Экспериментальные свободные затухающие колебания образца

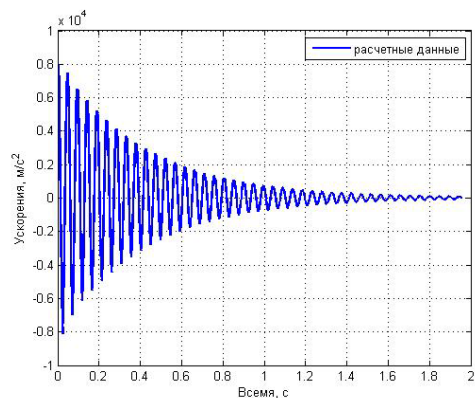


Рис. 7. Расчетные свободные затухающие колебания образца при коэффициенте демпфирования 1,8 %

Видно, что затухание при расчете происходит быстрее и по экспоненциальному закону, что соответствует постоянному декременту затухания. В эксперименте в начальный момент времени (при больших нагрузках и уровнях напряжений) декремент затухания выше, чем в последующие моменты времени. Это свидетельствует о

зависимости декремента затухания от напряженно-деформированного состояния образца.

На рисунке 8 для двух повторяющихся испытаний двух образцов одной схемы укладки приведены результаты расчета по формуле (1) изменения логарифмического декремента по времени процесса. Поскольку со временем колебания затухают, то падает и уровень напряжений, поэтому представленные на рисунке 8 кривые можно трактовать, как зависимость от уровня нагружения.

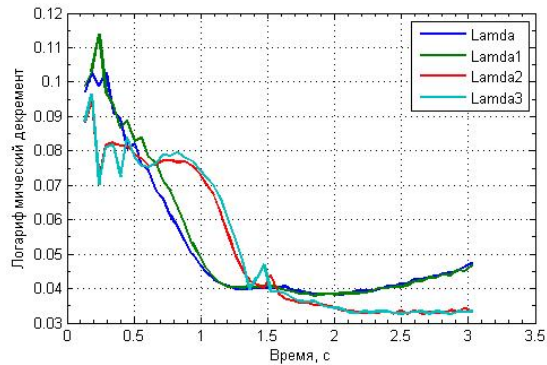


Рис. 8. Изменение относительного демпфирования от времени (уровня нагружения)

Полученные результаты показывают, что эффективное значение интегрального параметра демпфирования даже простейшей конструкции может весьма сильно зависеть от уровня напряженного состояния. Однако, образец композиционного материала, как и любая другая конструкция, имеет неоднородную картину распределения напряжений. Для построения корректной динамической модели, адекватно отражающей отклик конструкции на динамическое воздействие, необходимо получение зависимостей локальных параметров демпфирования от уровня напряжений для всех зон, вносящих свой вклад в формирование интегрального параметра демпфирования и разработка способа учета различных коэффициентов демпфирования для зон конструкций с различными значениями напряжений.

Выводы:

1. Для первых собственных частот результаты экспериментов хорошо согласуются между собой и с результатами расчетов.
2. Параметры демпфирования и собственные частоты зависят от амплитуды колебаний, т.е. от уровня действующих напряжений в образцах.
3. Для моделирования динамических процессов требуется разработка алгоритма применения нелинейных коэффициентов демпфирования, пересчитываемых в зависимости от напряженно-деформируемого состояния образца.

Литература

1. Матвеев В.В. Демпфирование колебаний деформируемых тел. Киев: Наук. думка, 1985. 264 с.

АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДВИЖЕНИЯ УДАРНИКА С ЭРОЗИЕЙ В МИШЕНИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ ОБ ИСТОРИИ ЕГО ЗАМЕДЛЕНИЯ

М.Ю. Сотский, В.А. Велданов, В.А. Марков, В.И. Пусев

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: sotskiy-2012@mail.ru

Подробная методика анализа и обработки результатов опытов с использованием данных технологии акселерометрии терминальной баллистики (ТБА-технологии) представлена в публикациях [1, 2]. Там же представлены результаты высокоскоростной фоторегистрации процесса проникания удлинённых металлических ударников с эрозией в металлические мишени.

На высокоскоростной оптической регистрации модельного процесса (рис. 1) можно наблюдать функционирование системы непрерывной электрической регистрации (НЭС-системы) во времени взаимодействия от начала удара мишени по подвешенному на нитях стержню до окончания процесса проникания стержня в мишень и в ходе дальнейшего совместного перемещения мишени и стержня.

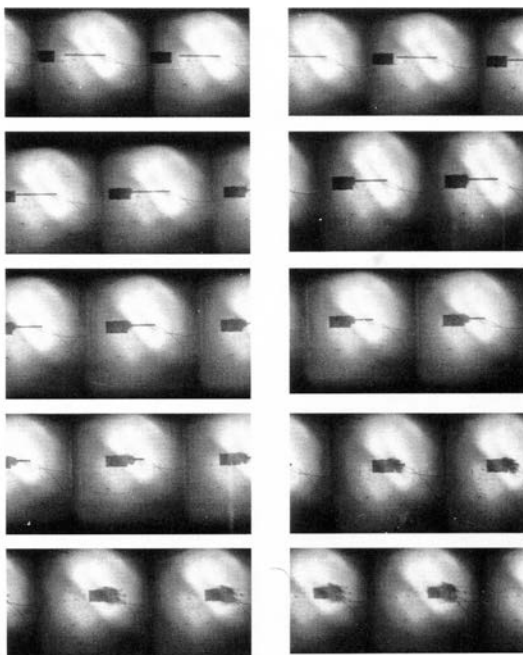


Рис. 1. Высокоскоростная оптическая съёмка процесса при скорости 1078 м/с [1]. Время между кадрами 5,18 мкс

Для условий проведения опыта погрешность измерений по ТБА-технологии [1, 2], основанная на суммировании частных погрешностей по правилам математической статистики, составляет величину 11,8 %. В данном процессе записана осциллограмма, представленная на рис. 2.

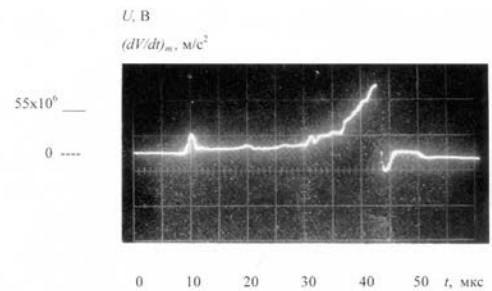


Рис. 2

Следовательно, для любого момента времени, при доверительной вероятности 0,95, будет находиться в доверительном интервале, равном 23,6 % от регистрируемого на осциллограмме значения ускорения.

При сравнении со случаем прямого взаимодействия необходимо знать скорость и перемещение ударника относительно лицевой поверхности мишени. Для получения этих характеристик движения находятся вспомогательные зависимости изменения скорости мишени $V_m(t)$ и перемещения $S_m(t)$ в абсолютных координатах. На рис. 3 показана картина процесса, восстановленная по регистрируемой истории ускорения донного среза корпуса и размерам каверны в мишени. Использованы данные опыта для скорости удара $V_0 = 1,078$ км/с из источника [1]. Последовательно, интегрированием истории ускорения и скорости, строятся зависимости изменения скорости $V_a(t)$ и перемещения $S_a(t)$ донного среза в абсолютных координатах относительно точки встречи корпуса ударника и мишени.

На осциллограмме начало регистрации электрического сигнала U совпадает с началом процесса взаимодействия. Электрический сигнал от пьезоакселерометра АСМ-4, пропорционален ускорению $(dV/dt)_m$ свободного торца упругой части стержня. Участок регистрации с нулевой амплитудой замедления определяется временем пробега упругой волны напряжения по стержню от головной части стержня до его свободного торца, на котором закреплен пьезоакселерометр. Волна напряжения в материале стержня отражается от свободного торца и в виде волны разряжения движется в направлении к головной части стержня. В некоторой области происходит встреча ее с зоной,

разделяющей упругую и пластическую части стержня. В результате взаимодействия волн по упругой части стержня распространяется волна напряжения. Момент отражения волны от свободного торца стержня вновь фиксируется на осциллограмме пульсацией амплитуды замедления. Характер зафиксированной на осциллограмме истории ускорения упругой части стержня (истории замедления относительно мишени) отражает закономерности исследуемого процесса, установленные и сформулированные ранее [3]. Изменения вида истории ускорения определяются удлинением стержня, материалами стержня и мишени, начальной скоростью взаимодействия. Установлено, что конечная стадия процесса проникания, при которой упругая часть стержня перемещается относительно мишени со скоростями, не превышающими 10% от начальной скорости, составляет по длительности от 20% до 30% от времени процесса. Величина отношения амплитуды первых пульсаций замедления к максимальной регистрируемой амплитуде замедления для стержней, проникающих в мишень с эрозией материала, лежит в пределах 0,15 – 0,5. Данная величина увеличивается с удлинением стержня и с уменьшением скорости.

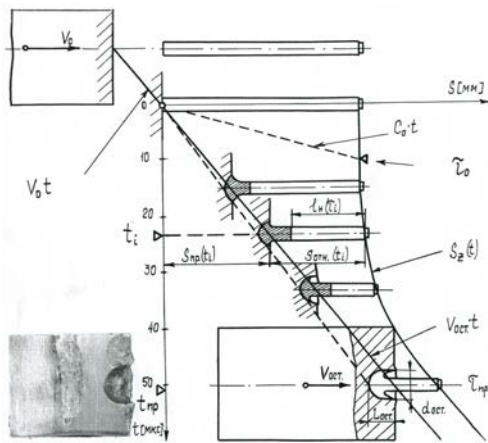


Рис. 3. Пространственно-временная картина реализованного процесса по данным регистрации истории ускорения (замедления торца ударника относительно метаемой мишени) и по разрезу каверны.

Так как изменение скорости мишени (при реализуемых в опытах соотношениях масс ударника и мишени [1]) не превышает 2,5 %, то торможение мишени считаем равнозамедленным от V_0 до V_c за период процесса движения ударника в мишени τ_{np} и приближенно может быть аппроксимировано линейной зависимостью

$$V_m(t) = V_0 - (V_c - V_0)t / \tau_{np} \quad (1)$$

Изменения во времени относительной скорости и перемещения в координатах, связанных с мишенью, находим сложением скоростей и

перемещений донного среза ударника и лицевой поверхности мишени с учетом знака в относительных координатах

$$\begin{aligned} V(t_i) &= V_m(t_i) - V_a(t_i) \\ S(t_i) &= l_0 + S_a(t_i) - S_m(t_i) \end{aligned} \quad (2)$$

где l_0 - начальная длина ударника.

По характерным локальным максимумам ускорения на осциллограмме находим [1, 2] среднюю длину упругой части ударника $l_n(t_i)$ за промежуток между локальными максимумами и отмечаем на картине процесса в соответствующие моменты времени t_i .

Ранее было показано [1], что рекомендуемое соотношение масс метаемой модели мишени M и стержня m при их обращенном взаимодействии должно превышать значение 40. При этом условии значение регистрируемого в испытаниях ускорения dV/dt по амплитуде и по времени процесса будет совпадать по модулю со значением замедления - dV/dt такого же стержня в полубесконечной мишени (мишень неограниченной массы) при прямом взаимодействии с погрешностью не превышающей 3%. Таким образом, зарегистрировав в опыте историю ускорения ударника в условиях обращенного соударения с мишенью и зная соотношение масс ударника и мишени γ_R , можно пересчитать результат опыта с использованием рекомендуемых выражений [1], чтобы определить историю замедления ударника в случае прямого взаимодействия этого же ударника с полубесконечной мишенью с начальной скоростью удара V_0 .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 15-08-08319-а) и с использованием оборудования ГЗ «ОПНИ» 971.

Литература

1. Sotskiy M.Yu., Veldanov V.A., Sotskiy Yu.M., Dauriskikh A.Yu. Experimental and Theoretical Estimate Impact Conditions Effects on Strikers Deceleration History in Target. Proc. 26-th Int. Symp. on Ballistics, Miami, USA, 2011, vol. 2, pp. 1468 - 1478.
2. Sotskiy M.Yu., Veldanov V.A., Sotskiy Yu.M. Experimental and Theoretical Research of Deceleration History of Elongated Rods in Target under Physical Modelling in the Conditions of Geometrical Similarity. Proc. 27-th Int. Symp. on Ballistics. Freiburg, Germany, 2013, Vol. 2, pp.1301 - 1310.
3. Deceleration – Time Measured Striker Penetration Tendency in Qualitatively Different Terminal Ballistics Processes / M.Ju. Sotsky, V.A. Veldanov, A.M. Ruchko, A.Ju. Vasilev, Ju.M. Sotsky // Proceedings 25 th International Symposium on Ballistics, Beijing, China, May 17-21, 2010, Vol. 2. - Beijing: China Science and Technology Press, pp.1070 - 1077.

АДАПТАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ ПЬЕЗОМЕТРИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПРОНИКАНИЯ ЗА 45 ЛЕТ ЕЕ РАЗВИТИЯ В МГТУ ИМ. Н.Э. БАУМАНА

М.Ю. Сотский, В.А. Велданов, А.М. Ручко, В.А. Марков, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э.Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5
E-mail: sotskiy-2012@mail.ru

Хроника развития измерительной технологии акселерометрии терминальной баллистики ударников, в виде научного направления, и ее достижения последовательно опубликованы в сборниках «Труды МВТУ им. Н.Э. Баумана». Наиболее полно этапы развития отражены в публикациях по результатам докладов на конференции «Проектирование систем» МВТУ им. Н.Э. Баумана с самого ее начала. Измерительная технология акселерометрии терминальной баллистики (ТБА-технология) является научным направлением в рамках современной научно-педагогической школы конечной (терминальной) баллистики, созданной профессором кафедры СМ-4 МГТУ им. Н.Э. Баумана Хайдиным Ю.В. [1]. Следует отметить, что 10 лет назад, в 2006 г., были опубликованы доклады на отраслевых конференциях с ретроспективным анализом 35 лет развития [2]. В данном докладе преимущественно отмечены результаты развития за 10 прошедших лет. Традиционное понятие «пьезометрия» в основном предполагает измерение статических давлений с использованием пьезоэффекта. В рамках школы конечной баллистики направление экспериментальных исследований с использованием пьезоакселерометров оформилось в виде отдельного научного направления. ТБА-технологии [3] - это совокупность методического, технологического и программного обеспечения испытаний ударников, снабженных акселерометрами, в диапазоне скоростей встречи 100 – 2500 м/с на этапе действия по мишени.

Терминальная (конечная) баллистика - это раздел баллистики, изучающий воздействие, которое ударник оказывает на цель. В общем случае в этот раздел входит весь спектр поражающих цель воздействий (осколочное, фугасное, кумулятивное и пр.). Научная группа Хайдина Ю.В. преимущественно исследовала ударное (кинетическое) действие ударников.

Основы применения методов пьезометрии в условиях реальных испытаний конечной баллистики ударников получили импульс к развитию и были заложены в научной группе доцента кафедры М-4 МВТУ им. Н.Э. Баумана Ю.В. Хайдина в 70-х годах XX века. Юрий Владимирович читал курс «Конструкции и действие», обладал многолетним опытом работы на предприятии отрасли и впоследствии написал монографию «Конечная баллистика», защитил докторскую диссертацию в 1980 г.

В ТБА-технологии технологический комплекс для обеспечения непрерывности передачи электрического сигнала от акселерометра к регистратору на этапе терминальной баллистики содержит: ударник или его проникающий модуль; мишень или среда; акселерометр; узел системы непрерывной электрической связи (НЭС-системы), монтируемый на ударнике; узел НЭС-системы, монтируемый вне ударника; стационарно размещенная регистрирующая аппаратура; совокупность методического, технологического и программного обеспечения ТБА-технологии. Результат измерений – история замедления модели ударника в мишени. Методы пьезометрии в приложении к условиям реальных процессов терминальной баллистики ударников позволяли получать данные для создания расчетных методик, описывающих эффекты, наблюдаемые в эксперименте на непрерывных регистрациях кинематических и силовых характеристик процессов конечной баллистики. Активным лидером в разработке экспериментальных методик стал Ручко А.М., имевший опыт измерений на баллистических трассах отраслевого научно-исследовательского предприятия и специальные метрологические компетенции. В разработке расчетных методик принимали участие тогда еще аспиранты Велданов В.А., Арапов М.М., Гладков Н.А., студент Сотский М.Ю.

Научное направление акселерометрии терминальной баллистики ударников основывается на потенциале, накопленном к тому времени кафедрой М-5 МГТУ им. Н.Э. Баумана и отраслевым научно-исследовательским предприятием (выпускники кафедры М-4 Жигалов В.П. и др.). Сотрудниками кафедры М-5 Батуевым Г.С., Голубковым Ю.В., Ефремовым А.К., Смирновым А.В., Федосовым А.А. К тому же сотрудниками кафедры М-4 Корчагиным В.Н. и Гераськиным А.С. уже был наработан опыт использования пьезометрии ударно-волновых процессов в инженерных методах исследования контактных сил при ударе. В 1969 г. вышла монография «Инженерные методы исследования ударных процессов» и монография была переиздана в 1977 г. Г.С. Батуев является основателем научной школы в области исследования ударных процессов, к числу достижений которой относится создание теории упругопластического удара, разработка методик физического моделирования соударения и методов воспроизведения интенсивных динамических воздействий в лабораторных

условиях. На кафедре же М-4 под руководством заведующего кафедрой Королева В.В. интенсивно создавался при участии всего коллектива сотрудников современный на тот период времени экспериментальный комплекс лабораторного исследования взрывных и ударных процессов. Была поставлена задача экспериментального определения параметров, характеризующих процесс проникания ударника в преграду. Предусматривалась разработка способов и методик регистрации многих деформаций, напряжений. Однако наибольшее внимание было уделено методам измерения кинематических параметров с применением акселерометрии, как наиболее информативным. С началом получения Араповым М.М., Велдановым В.А., Миляевым В.М., Ручко А.М., Сотским М.Ю. в 1970 - 1971 гг. первых результатов на установках для непрерывной регистрации перегрузок и обоснованием методик регистрации в научной группе доцента Хайдина Ю.В. были заложены научно-технические и методические основы технологии акселерометрии конечной баллистики ударников. Развитие направления и внедрение результатов в практику промышленности активно поддерживал заведующий кафедрой СМ-4 профессор Антоненков О.Д. Преимущественно на основе научных результатов по развитию частных вариантов технологии акселерометрии и результатов, полученных с применением технологий акселерометрии, защищены диссертации Ручко А.М., Сотского М.Ю., Соколова С.В. Научные результаты с использованием данных акселерометрии получены еще в ряде диссертаций (Ячника О.Е., Гусарова А.П., Исаева А.Л.), в том числе и в докторской диссертации по направлению «Конечная баллистика ударников» Ю.В. Хайдина. В 1980 г. за достижения в создании образцов новой техники ряду сотрудников кафедры совместно с сотрудниками предприятия отрасли присуждена премия Ленинского комсомола. В работе были представлены и отмечены и методы акселерометрии.

К 1985 г. были отлажены технологический интерфейс и частные варианты технологии на отдельных баллистических установках с проводной, контактной и комбинированной электрической связью. Установки оборудованы оснасткой по защищенным авторскими свидетельствами техническим решениям. Оснащены баллистические трассы (горизонтальная и вертикальная), смонтирован копёр (5м), системы подсветки, синхронизации, блокировки, регистрации скорости, высокоскоростной оптической съёмки, рентгеновской съёмки. Реализована система автоматизированной обработки регистраций, изготовлена большая коллекция различных измерительных ударников с высокочастотными пьезоакселерометрами.

Работы МВТУ им.Н.Э. Баумана, проводимые совместно с предприятием отрасли (под руководством выпускника кафедры В.П. Жигалова), были восприняты и продолжены на предприятии

выпускниками кафедры М-4 Ю.В. Самсоновым, М.В. Рудаковым, А.В. Ушаковым, А.П. Коврижиным, А.А. Щербовских, С.А. Бондаревым. В условиях лаборатории №4 предприятия и в совместно проводимых полигонных испытаниях, расширялись диапазоны применения методов акселерометрии для исследования процессов терминальной баллистики. Появились публикации в отраслевых журналах и авторские свидетельства на установки, высокочастотные измерительные преобразователи перегрузок, ударные акселерометры с расширенным динамическим диапазоном, внедрение разработанных установок и методик измерений на предприятии отрасли. Результатом этих работ стали 7 авторских свидетельств на разработанные установки и способы.

В девяностых годах прошлого века научное направление ТБА-технологии курировали профессор Овчинников А.Ф. и профессор Федосов А.А. В научной группе Овчинникова А.Ф. был реализован проект изготовления 100-мм пневматической баллистической установки (ППУ-100). В 1993 г. под руководством Овчинникова А.Ф. и поддержке нынешнего ректора МГТУ им. Н.Э. Баумана Александрова А.А. был выполнен Сотским М.Ю. и реализован на экспериментально-опытном заводе МГТУ им. Н.Э. Баумана проект изготовления элементов оснащения и размещения ППУ-100 на баллистической трассе. Были осуществлены эксперименты с зарядкой камеры высокого давления ППУ-100 от баллона. В 1993-1998 гг. получены патенты РФ на высокочастотный пьезоакселерометр АСМ-4, способ проведения измерений и способ и установку для монтажа таких пьезоакселерометров. В этот же период времени частные варианты разработанных технологий и результаты исследований с использованием ТБА-технологий опубликованы в открытой отраслевой периодической печати. Опыты длительное время проводилась на лабораторном испытательном комплексе (ЛИК) «Удар» кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана (СМ-4). При проведении испытаний применялись 24-мм баллистическая установка.

В нулевых годах текущего века появились публикации и презентации докладов на Международных симпозиумах о совместной разработке США и Германией программируемых устройств для проникающих модулей ударников. Назрела необходимость получения данных об истории замедления ударников при действии по сложным мишеням. Исследования были сосредоточены на создании автономных ударостойких регистраторов ускорений. Вскоре появились публикации о таких же исследованиях в Великобритании, Франции, странах юго-востока. В научной группе были разработаны предложения, оформленные в виде инженерных записок, по регистрации в полунатурных лабораторных испытаниях эталонных историй замедления ударников в мишенях для дальнейшего использования в программируемых устройствах. По

инициативе доцента Пусева В.И. группой сотрудников кафедры (Велданов В.А., Сотский М.Ю., Ручко А.М., Марков В.А.) был осуществлен проект создания магистрали высокого давления с панелью управления и с подачей давления к камере высокого давления ППУ-100 от компрессора «BAUER». Оборудование приобретено и смонтировано в ходе выполнения научной группой составной части ОКР с предприятием отрасли. При выполнении этой работы получены патенты РФ на разработанную камеру высокого давления и способ и установку для регистрации кинематических параметров измерительного ударника в полном баллистическом цикле (частный вариант ТБА-технологии). В ходе полунатурных испытаний получены истории замедления ударников при пробитии ими бетонных мишеней. Были введены в эксплуатацию в начале 2007 г. 100-мм пневматическая установка и высокоскоростная видеорегистрирующая система «ВидеоСпринт». На конкурсной основе научной группой выполнены работы по пяти проектам Минобразования РФ и РФФИ в области фундаментальных исследований параметров движения в упругопластических средах твердых тел при высокоскоростном ударе и динамических прочностных свойств материалов на основе электрических методов. ТБА-технологии также представлены в серии телевизионных программ 2008 - 2009 г.г., произведенных в лабораторном комплексе кафедры по результатам участия членов научной группы (Велданов В.А., Ручко А.М.) в работах по исследованию вариантов зондирования космических тел (НПО Лавочкина) и предотвращению астероидной опасности.

Результаты выполненных за последние 10 лет прикладных исследований с использованием ТБА-технологий представлены более чем в 120 публикациях, из них 8 на английском языке. За этот же период по результатам разработки частных вариантов ТБА-технологии получено 7 патентов РФ на 15 объектов патентования. Полученные результаты последовательно обсуждались в презентациях докладов на отраслевых конференциях в Санкт-Петербурге, Томске, Сарове, Нижнем Тагиле. Результаты поисковых и фундаментальных исследований регулярно обсуждались и опубликованы в материалах Международных симпозиумов и съездов («Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им.А.Г.Горшкова, «International Symposium on Ballistics», «International Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion and Energetic Materials», «Всероссийский съезд по теоретической и прикладной механике»). В научной группе Велданов В.А. и Сотский М.Ю. являются членами Международного баллистического общества (IBS). Результаты исследований с применением ТБА-технологий представлены публикациями во всех

периодических и электронных изданиях МГТУ им. Н.Э. Баумана.

В 2013-2015 г.г. по инициативе руководства кафедры (заведующий кафедрой СМ-4, профессор Селиванов В.В., заведующий лабораторией СМ-4 Гелин Д.В.) и при поддержке руководства Университета было разработано сотрудниками кафедры техническое задание на создание модулей модернизированного испытательного комплекса кафедры СМ-4 и дизайн-проект. В ходе модернизации была сохранена уникальная 100-мм установка испытательного комплекса, введены в эксплуатацию ряд установок других калибров, новейшая контрольно-измерительная аппаратура, оригинальный пульт управления технологическими процессами при проведении исследований и передовые модели видеорегистрирующих систем.

Модернизированный баллистический технологический кластер комплекса кафедры СМ-4 «Фундаментальные и прикладные исследования физики быстропротекающих процессов» предназначен для лабораторных (предваряющих натурные) исследований функционирования ударников. С применением оборудования комплекса подробно анализируются физические эффекты, сопровождающие высокоскоростные ударные процессы. Значительную часть модернизированного комплекса составляет оснащение, реализующее частные варианты ТБА-технологий и инновационные технологии непрерывной регистрации кинематических параметров измерительных ударников в процессе их движения в прочных средах. Оборудование комплекса использовано для проведения исследовательских работ с элементами спецтехники и при выполнении дипломных проектов студентами. Созданы предпосылки для дальнейшего развития ТБА-технологий, предусматривается и использование в исследованиях современных отечественных разработок автономных регистраторов ускорений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 15-08-08319-а) и с использованием оборудования ГЗ «ОПНИ» 971.

Литература

1. Кафедра «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Люди, события, история развития 1938-2013 / авт.-сост. С.В. Ладов; под. ред. В.В. Селиванова / М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2013. 422 с.
2. Велданов В.А., Ручко А.М., Сотский М.Ю. Ретроспектива становления и развития акселерометрии конечной баллистики в МГТУ им. Н.Э.Баумана // Сборник материалов Международной конференции « Проблемы баллистики - 2006», Санкт-Петербург, 19-23 июня 2006 г. Т. II. СПб.: БГТУ. 2007. С. 74-77.
3. Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И., Ручко А.М., Сотский М.Ю., Федоров С.В. Расчет проникания недеформируемых ударников в малопрочные преграды с использованием данных пьезоакселерометрии // Журнал технической физики. 2011. Том 81. Вып. 7. С. 58-66.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВВ ТАТБ НА ОСНОВЕ РЕЗУЛЬТАТОВ СТАТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Е.Б. Смирнов, О.В. Костицын, Д.В. Петров, С.М. Ульянов

ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск
456770, Челябинская область, г. Снежинск, ул. Васильева, д.13
E-mail: onti@vniitf.ru

Уравнение состояния является фундаментальной характеристикой вещества и определяет возможность применения общего формального аппарата термодинамики и газодинамики к конкретным физическим системам. Интерес к уравнениям состояния постоянно увеличивается в связи с возрастающими возможностями расчетного моделирования. Однако, до настоящего времени, малоизученной остается область высокомолекулярных органических соединений и особенно метаустойчивых химических соединений, каковыми являются взрывчатые вещества (ВВ). Теоретическое определение зависимостей, характеризующих поведение твердых ВВ, осложняется тем, что они относятся к молекулярным кристаллам, а молекулы, входящие в состав кристалла, обладают большим числом внутренних степеней свободы.

Термодинамические свойства вещества полностью определены, если известен один из термодинамических потенциалов. Уравнения состояния твердых веществ традиционно строятся на основе потенциалов Гиббса $G(T,P)$ [1, 2] или Гельмгольца $F(T,V)$ [3, 4]. Принципиальное различие между ними в том, что энергия Гиббса зависит от температуры и давления, тогда как свободная энергия Гельмгольца является функцией температуры и объема. Уравнение состояния, построенное на основе потенциала Гиббса, позволяет получить аналитические уравнения, как для изотермического, так и для изобарического процессов. Для этого используются простые и не всегда физически обоснованные аналитические зависимости объема $V(T,P)$ от температуры и давления, что вполне оправдано в области сравнительно невысоких давлений. Потенциал Гельмгольца лишь в редких случаях позволяет получить аналитическое выражение для изобары, однако свободная энергия $F(T,V)$ наиболее простым образом связана с физической моделью строения твердого вещества и позволяет проводить как согласование любых термодинамических функций по экспериментальным данным, так и их расчет в широком диапазоне изменения температуры и давления. Если изохорно-изотермический потенциал $F(T,V)$ определен, не возникает сложностей для расчета изобарно-изотермического потенциала Гиббса $G(T,P)$ итерационными методами с учетом термодинамического тождества

$$G(T,P) = F(T,V) - \frac{\partial F(T,V)}{V \partial V}.$$

В данной работе при построении физически корректного уравнения состояния взрывчатого вещества предпочтение было отдано потенциалу Гельмгольца, который для твердого вещества может быть представлен в виде суммы [3-5]:

$$F(V, T) = F_x(V) + F_0(V) + F_T(V, T) \quad (1)$$

где: $F_x(V)$ - потенциальная (холодная) часть свободной энергии, которая зависит только от объема V ; F_0 - свободная энергия нулевых колебаний кристалла при $T=0$; $F_T(V, T)$ - тепловая (квазигармоническая) часть свободной энергии, зависящая от объема и температуры. Анггармоническая часть свободной энергии в данной работе не учитывалась ввиду того, что область статических экспериментов, анализируемых в данной работе, не выходит за рамки низких и умеренных (~ 1000 K) температур.

Квазигармоническая часть свободной энергии определяется колебательным движением молекул, входящих в состав кристалла, и может быть представлена различными моделями, имеющими физический смысл: Дебая [3,7], Эйнштейна [8], Бозе-Эйнштейна [9] или их комбинацией [10-12]. В данной работе тепловые свойства взрывчатых веществ описываются в приближении Дебая, а выражение для свободной энергии Гельмгольца (1) представлено в виде суммы из двух членов - потенциального и фононного [3]:

$$F(V, T) = E_x(\delta) + \frac{RT}{\mu} \left[\frac{9}{8} \frac{\theta}{T} + 3 \ln(1 - e^{-\theta/T}) - D\left(\frac{\theta}{T}\right) \right] \quad (2)$$

где: $F_0(V) = \frac{9}{8} \frac{R}{\mu} \theta$ - энергия нулевых колебаний кристалла; $\delta = \frac{\rho}{\rho_{ok}} = \frac{V_{ok}}{V}$ - относительный объем; R - универсальная газовая постоянная; μ - молекулярный вес;

$D\left(\frac{\theta}{T}\right) = 3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\frac{\theta}{T}} \left(\frac{\theta}{T}\right)^3 \frac{d(\theta/T)}{\exp(\theta/T) - 1}$ - функция Дебая; θ - температура Дебая, которая имеет вид

$$\theta(\rho) = \theta_0 \exp \int_{\rho_{ok}}^{\rho} \frac{\gamma(\rho)}{\rho} d\rho, \quad (3)$$

где: θ_0 - температура Дебая при $\rho = \rho_{ok}$, $\gamma(\rho)$ - коэффициент Грюнайзена при $T = 0$, который определяется выражением [7]:

$$\gamma(\rho) = - \frac{\partial \ln \theta(\rho)}{\partial \ln \rho} = \gamma_0 \left[\frac{t-2}{3} - \frac{1}{2 \cdot \rho} \frac{\partial^2 (P_x(\delta)/\delta^k)/\partial V^2}{\partial (P_x(\delta)/\delta^k)/\partial V} \right]. \quad (4)$$

где: $k = \frac{2}{3}t$; t и γ_0 - эмпирические константы. При $t = 0$ имеем коэффициент Грюнайзена по Ландау–Слейтеру, при $t = 1$ – по Дугдайлу–Мак-Дональду, при $t = 2$ – по Зубареву–Ващенко. Коэффициент t может отличаться от указанных значений и рассматриваться как подгоночный параметр.

Вид потенциальной составляющей в уравнении (2) зависит от типа твердого тела. Кристаллические взрывчатые вещества по характеру межатомных сил взаимодействия относятся к классу молекулярных кристаллов. Силами притяжения в кристаллах данного типа являются силы Ван-дер-Ваальса, а силы отталкивания, как и в ионных кристаллах, обусловлены перекрыванием электронных оболочек [6]. Такой характер сил взаимодействия описывается потенциалом Борна-Майера [3] и потенциальная составляющая энергии может быть представлена в виде [14]:

$$E_x(\delta) = \frac{3C_{ok}^2}{bs(b-3s-1)} \left(3s \exp \left[b \left(1 - \delta^{-\frac{1}{3}} \right) \right] - b\delta^s + b - 3s \right), \quad (5)$$

где b, s - эмпирические константы, $\delta = \rho / \rho_{ok}$, ρ_{ok} и C_{ok} - плотность вещества и скорость звука при $T=0$ и $P=0$.

Давление P определяется выражением $P = - \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_s$, следующим из первого начала термодинамики. Полагая, что энергия E , подобно свободной энергии Гельмгольца, складывается из потенциальных и тепловых компонент $E(V, T) = E_x(V) + E_T(V, T)$, можем

записать $P = - \frac{dE_x(V)}{dV} - \left(\frac{\partial E_T}{\partial V} \right)_s$. Поскольку $T = 0$, $S = 0$, $E_T = 0$ $\left(\frac{\partial E_T}{\partial V} \right)_s = 0$, то

$P_x = - \frac{dE_x(V)}{dV}$ и на основании (5) можем записать:

$$P_x(\delta) = \frac{3\rho_{ok}C_{ok}^2}{b-3s-1} \left(\delta^{\frac{2}{3}} \exp \left[b \left(1 - \delta^{-\frac{1}{3}} \right) \right] - \delta^{s+1} \right), \quad (6)$$

С учетом (6) выражение (4) для коэффициента Грюнайзена преобразуется к виду [7, 13]

$$\gamma(\delta) = \gamma_0 \left[\frac{1-t}{3} + \frac{1}{2} \frac{\psi(\zeta - \xi) - \delta^s(s^2 + s - \xi)}{\psi(\varepsilon - k) - \delta^s(s + 1 - k)} \right] \quad (7)$$

где $\xi = k(k-1)$; $\varepsilon = (b\delta^{-1/3} + 2)/3$; $\zeta = (b^2\delta^{-2/3} - 2)/9$; $\psi = \delta^{-1/3} \exp(1 - b - 1/3)$.

Константа γ_0 вычисляется по t и $\gamma_{T=293}$ - значению γ в нормальных условиях ($P=10^5$ Па, $T=293$ К):

$$\gamma_0 = \frac{6\varphi\gamma_{T=293}}{2\varphi(1-t) + 3\omega},$$

где $\omega = \frac{b^2 - 2}{9} - s(s+1)$ и $\varphi = \frac{b+2}{3} - (s+1)$.

Согласно уравнениям (3) и (4) для температуры Дебая, можем записать:

$$\theta(\delta) = \theta_0 \delta^{\gamma_0 \frac{t-2}{3}} \left(\frac{\frac{dP_x(\delta)}{d\delta} \delta - P_x(\delta)k}{\delta^{k-1} \rho_{ok} C_{ok}^2} \right)^{\frac{\gamma_0}{2}}. \quad (8)$$

Описанная выше модификация полуэмпирических уравнений состояния без фазовых переходов на основе свободной энергии Гельмгольца использовалась для определения уравнения состояния взрывчатого вещества ТАТБ (1,3,5-триамино 2,4,6-тринитробензол). Данное взрывчатое вещество представляет интерес из-за уникально низкой чувствительности к внешним тепловым и механическим воздействиям. Высокая стойкость по сравнению с большинством известных ВВ позволяет расширить диапазон изменения термодинамических параметров (давления, температуры и т.д.) при проведении экспериментальных исследований, необходимых для построения уравнения состояния. Вместе с тем, ВВ ТАТБ чрезвычайно привлекательно для научных исследований, благодаря своей сложной (см. рис. 1) кристаллической структуре [15]. Обладая триклинной сингонией, кристаллы ТАТБ характеризуются высокой анизотропией и низкой симметрией, представляющей значительные трудности для рентгеноструктурного анализа.

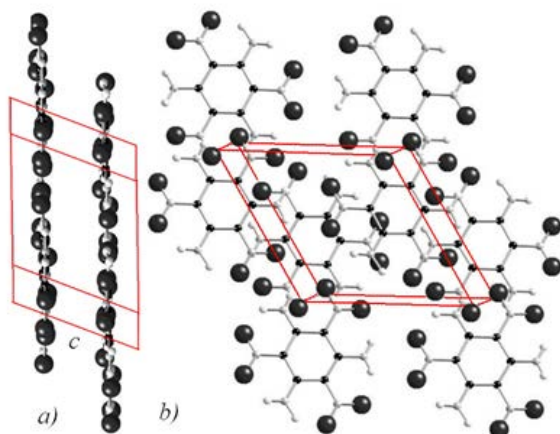


Рис. 1. Элементарная кристаллическая ячейка ТАТБ. а) параллельно кристаллографической плоскости ab , б) перпендикулярно кристаллографической плоскости ab .

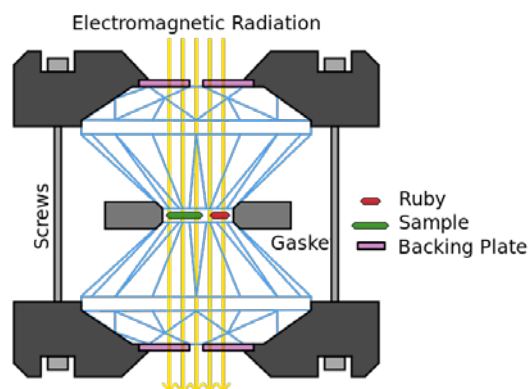


Рис.2 Эксперименты по изотермическому сжатию ТАТБ до давлений 6 ГПа.

Параметры уравнения состояния определялись на основании рентгеноструктурных исследований ТАТБ в изотермических и изобарических условиях. Эксперименты в изотермических условиях позволили определить параметры потенциальной составляющей уравнения состояния, а эксперименты по изобарическому нагреву и охлаждению были призваны уточнить вклад тепловой составляющей в уравнение состояния ВВ ТАТБ.

Кривая изотермического сжатия при температуре $T_0 = 293 \text{ K}$ была получена на ускорительном комплексе ИЯФ СО РАН с использованием метода порошковой дифракции

при сжатии ТАТБ в алмазных наковальнях до давлений 6 ГПа. Схема проведения экспериментов показана на рис.2. В этих устройствах два алмаза ювелирного качества, ограненные специальным способом, сжимаются с помощью несложного рычажно-винтового устройства. Исследуемый образец вместе со смесью метилового и этилового спиртов и кристаллом рубина помещается в отверстие в прокладке (гаскете) из прочного пластичного материала. Снаряженная гаскета устанавливается непосредственно между рабочими плоскостями алмазов. Смесью спиртов обеспечивает гидростатичность давления, а по смещению линии люминесценции рубина измеряется давление, приложенное к исследуемому образцу. Регистрация дифракционных сигналов (см. рис. 3) от сжатого образца ТАТБ осуществлялась при помощи детектирующей системы на основе запоминающего экрана фирмы MarResearch. Энергия рентгеновских квантов составляла $E=33,7$ кэВ [16, 17]. Эксперименты проводились при температуре $T=273K$.

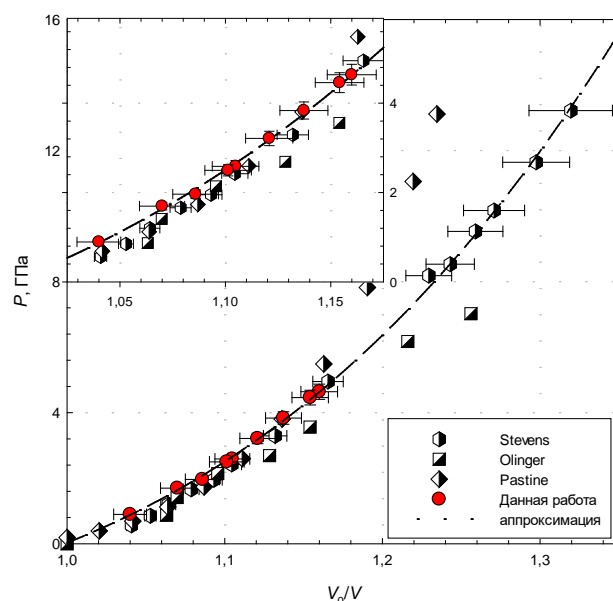
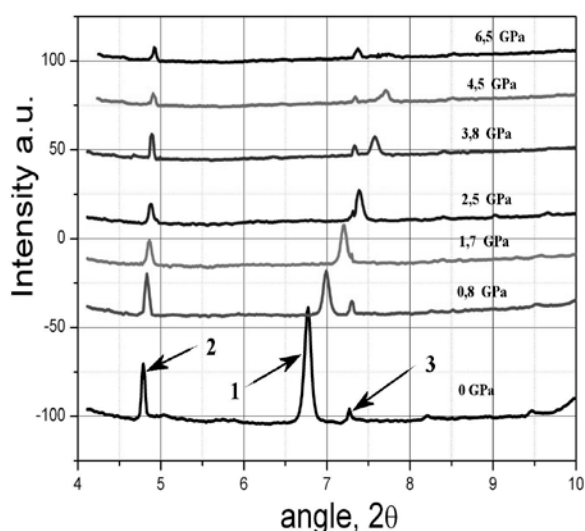


Рис.3. Дифрактограммы ТАТБ при сжатии в алмазных наковальнях температуре $T=293K$

На основе дифрактограмм методами рентгеноструктурного анализа, учитывающего реальную кристаллографическую модель ТАТБ, были определены параметры кристаллической структуры и элементарный объем молекулярного кристалла ТАТБ. Взаимосвязь гидростатического давления $P_x(\delta)$ и относительного объема кристалла ТАТБ приведена на рис.4. Для сравнения на графике приведены данные, полученные другими исследователями [18, 19, 20]. Данные по изотермическому сжатию аппроксимировались уравнением полученным из (2) в предположении, что давление складывается из потенциальной и тепловой составляющих $P(V, T) = P_x(V) + P_T(V, T)$:

$$P(\delta) = -\rho_0 \left(\frac{\partial F}{\partial \delta} \right)_T = P_x(\delta) + \rho_0 \gamma(\delta) \delta \frac{R}{\mu} \left[\frac{9}{8} \theta + 3TD \left(\frac{\theta}{T} \right) \right] \quad (9)$$

Тепловой член в уравнении (9) учитывает начальную температуру проведения экспериментов. Потенциальная составляющая давления $P_x(\delta)$ задавалась в виде потенциала (6) Борна-Майера, а температура Дебая $\theta(\delta)$ - выражением (8). Функция Грюнайзена $\gamma(\delta)$ описывалась приближением Ландау-Слейтера. Для этого в выражениях (4) и (7) принималось $t = 0$. Учитывая, что силами притяжения в молекулярных кристаллах являются силы Ван-дер-Ваальса, значение s в выражении (6) фиксировалось и принималось равным $s = 2$ [3]. В ходе аппроксимации методом нелинейной регрессии были найдены коэффициенты b и C_{ok} . Результаты аппроксимации демонстрируются на рис. 4. Полученное уравнение изотермы (9) хорошо согласуется с данными работы [18], полученными для ТАТБ в более широком (до 13 ГПа) диапазоне изменения давления. Полученное в результате аппроксимации значение C_{ok} – скорости звука при $T = 0$ K оказалось завышенным по сравнению с данными работ [20, 21].

Для уточнения тепловой компоненты уравнения состояния (1) были проведены эксперименты по изобарическому нагреву и охлаждению ВВ ТАТБ при давлении 0.1 МПа дифрактометрическим методом в диапазоне температур от 200 K до 500 K. Поле дифрактограмм, полученное в ходе исследований, приведено на рис. 5.

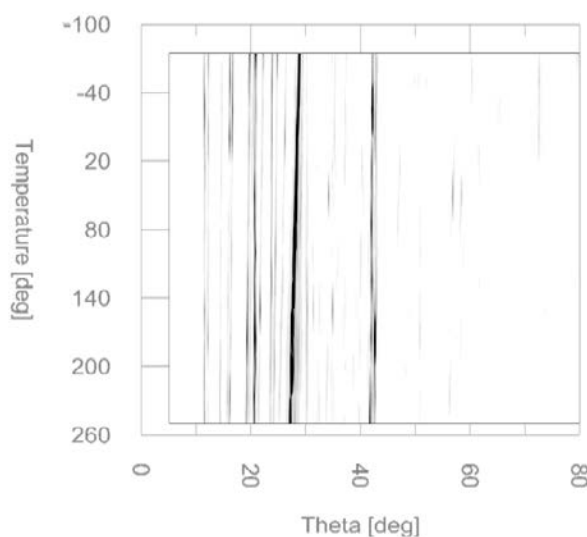


Рис. 5 Дифрактограммы ТАТБ в диапазоне температур от 200 до 530 K

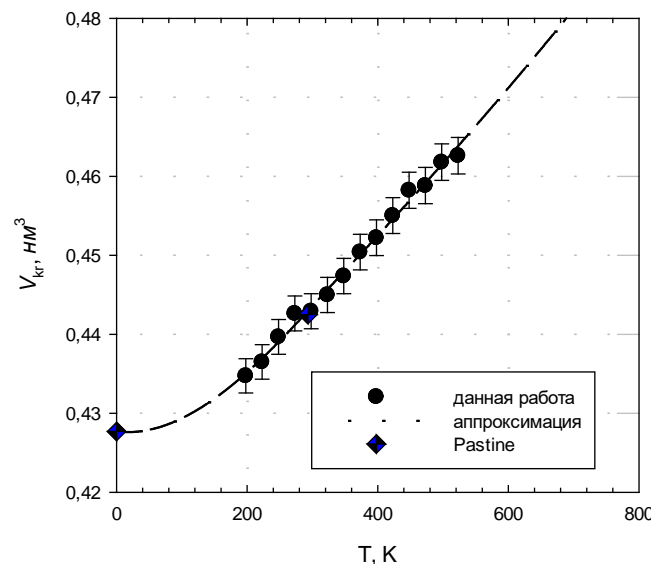


Рис. 6 Изобара ТАТБ при давлении $P = 10^5$ Па в диапазоне температур от 200 K до 530 K

Проведенный рентгеноструктурный анализ с учетом кристаллической модели ТАТБ позволил построить изобару ВВ ТАТБ, приведенную на рис. 6. Данные работ [18, 19, 22], приведенные на этом графике, демонстрируют хорошее согласие.

Анализ полученных результатов по изобарическому охлаждению и нагреву осложняется тем, что в рамках формализма (1) отсутствует возможность получить явную взаимосвязь $V(T)$. Однако, на основе потенциала Гельмгольца может быть получено аналитическое выражение для производной $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, а следовательно и для коэффициента

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - \text{объемного теплового расширения ВВ.}$$

Для коэффициента теплового расширения можем записать:

$$\alpha = \delta \left(\frac{\partial \delta}{\partial T} \right)_p = -\delta \frac{(\partial P / \partial T)_\delta}{(\partial P / \partial \delta)_T}. \quad (10)$$

Рассмотрим производные, стоящие в правой части уравнения (10). Производная $-\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial P(\delta)}{\partial \delta} \right)_T = K_T$ представляет собой модуль изотермического объемного сжатия и определяется дифференцированием уравнения (9):

$$K_T = K_x + \rho_0 \gamma(\delta) \delta \frac{R}{\mu} \left\{ \left[\frac{9}{8} \theta + 3TD \left(\frac{\theta}{T} \right) \right] \left(1 + \gamma(\delta) - \frac{\partial \ln \gamma(\delta)}{\partial \ln \delta} \right) - 12TD \left(\frac{\theta}{T} \right) + \frac{9\theta \gamma(\delta)}{e^{\theta/T} - 1} \right\}, \quad (11)$$

потенциальная часть модуля сжатия (11) определяется выражением $K_x = -\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial P_x(\delta)}{\partial \delta} \right)_T$.

Производную $(\partial P / \partial T)_\delta$ определим из уравнения (9) с учетом выражение для производной

функции Дебая $\frac{\partial D(\theta/T)}{\partial \theta/T} = \frac{3}{e^{\theta/T} - 1} - \frac{3}{\theta/T} D(\theta/T)$:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\delta = \frac{3R}{\mu} \rho_0 \gamma(\delta) \delta \left[4D \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right]. \quad (12)$$

Для коэффициента объемного теплового расширения окончательно можем записать:

$$\alpha = \frac{3R}{\mu} \frac{\rho_0 \gamma(\delta) \delta}{K_T} \left[4D \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right]. \quad (13)$$

Здесь K_T определяется выражением (11). Выражение (13) использовалось для аппроксимации данных по термическому расширению кристаллического ТАТБ, которые были получены путем численного дифференцирования результатов, приведенных на рис. 6. Результаты численного дифференцирования данных $V_{кр}(T)$ и аппроксимация этих данных уравнением (13) приведены на рис. 7.

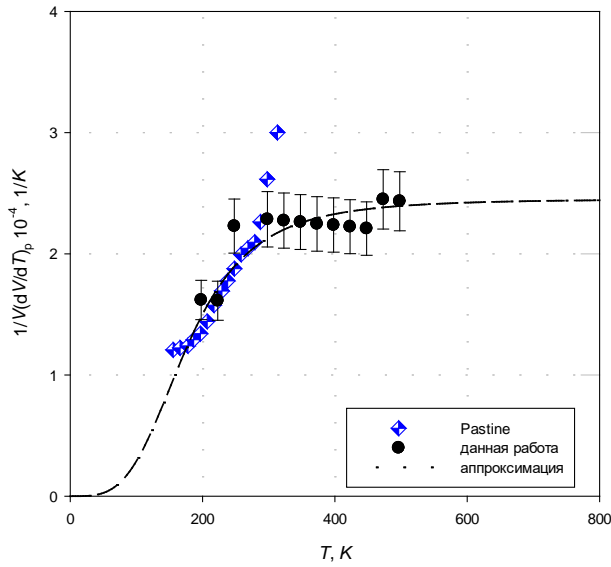


Рис.7. Коэффициент теплового расширения ТАТБ при давлении $P=10^5$ Па.

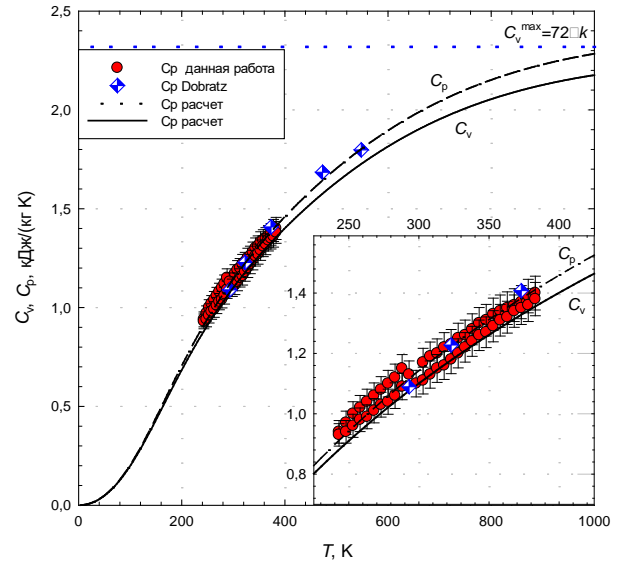


Рис.8. Теплоемкость ТАТБ при постоянном давлении C_p и постоянном объеме C_v .

В ходе аппроксимации методом нелинейной регрессии было уточнено значение температуры Дебая при $\rho = \rho_{ok}$, величина которого составила $\theta_0 = 73$ K. На рисунке для сравнения приведены данные работы [19]. В диапазоне температур до ~ 300 K наблюдается хорошее согласие результатов [19] с нашими данными. При более высоких температурах характер зависимостей существенно различается.

Корректность уравнения состояния ВВ ТАТБ проверялась описанием экспериментов с прессованными образцами из ТАТБ. Для этих целей использовались данные для изобарической теплоемкости $c_p(T)$, полученные калориметрическим методом и приведенные на рис. 8. Для теплоемкости $c_p(T)$ справедливо выражение:

$$c_p = c_v + \frac{\alpha T}{\rho_0 \delta} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\delta.$$

Здесь α – коэффициент объемного теплового расширения (13), производная $(\partial P / \partial T)_\delta$ определяется выражением (12). Для теплоемкости $c_v(T)$ можем записать:

$$\begin{aligned} c_v &= T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_v = T \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(- \frac{\partial F}{\partial T} \right)_v \right)_v = T \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{R}{\mu} \left[4D \left(\frac{\theta}{T} \right) - 3 \ln(1 - e^{-\theta/T}) \right] \right) \right)_v = \\ &= \frac{3R}{\mu} \left[4D \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

Окончательно для теплоемкости $c_p(T)$ получаем:

$$c_p = \frac{3R}{\mu} \left[4D \left(\frac{\theta}{T} \right) - \frac{3\theta/T}{e^{\theta/T} - 1} \right] (1 + \alpha\gamma(\delta)T). \quad (15)$$

Изобарная $c_p(T)$ и изохорная $c_v(T)$ теплоемкости, рассчитанные соответственно по выражениям (15) и (14), приведены на рис. 8. Полученная на основе уравнения состояния (2) зависимость $c_p(T)$, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Уравнение состояния хорошо описывает данные по ударно-волновому сжатию прессованных деталей из ВВ ТАТБ пористостью до 3%. При более высоких пористостях наблюдается расхождение с экспериментальными данными. Для описания данных по ударному сжатию ТАТБ пористостью более 3% может потребоваться модернизация тепловой компоненты УРСа. С этой целью предполагается в дальнейшем использовать приближение Бозе-Эйнштейна или Дебая-Эйнштейна.

Получено полуэмпирическое уравнение состояния кристаллического взрывчатого вещества ТАТБ, хорошо описывающее статические эксперименты по изотермическому сжатию и изобарическому охлаждению и нагреву. Корректность уравнения состояния подтверждена хорошим описанием экспериментов по ударному сжатию, термическому расширению и определению теплоемкости для макроструктурных прессованных деталей из ВВ ТАТБ. Можно ожидать, что использование предложенного уравнения состояния позволит повысить точность описания термодинамических параметров непрореагировавшего ВВ ТАТБ при численном моделировании ударно-волновых и детонационных процессов.

1. Геря Т.В., Подлесский К.К., Перчук Л.Л., Свами В., Косякова Н.А. Уравнение состояния минералов для петрологических баз термодинамических данных. *Петрология* 1998, 6, 563–578.
2. Brosh E., Shnek R. Z., Makov G. Explicit Gibbs free energy equation of state for solids. *J. Phys. Chem. Solids* 2008, 69, 1912–1922.
3. Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968, 311 с.
4. Бушман А.В., Фортон В.Е. Модели уравнения состояния вещества. УФН 140 177–232, 1983
5. Dorogokupets P.I., Oganov A.R. Ruby, metals, and MgO as alternative pressure scales: A semiempirical description of shock-wave, ultrasonic, x-ray, and thermochemical data at high temperatures and pressures. *Phys. Rev. B*, 2007, 75, 024115.
6. Китайгородский А. И. Молекулярные кристаллы. - М.: «Наука», 1971. - 424 с.
7. Сапожников А.Т. Першина А.В. Полуэмпирическое уравнение состояния металлов в широком диапазоне плотностей и температур. ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математич. физики. 1979. Вып. 4(6). 47-55.
8. Дорогокупец П. И., Соколова Т. С. Термодинамика минералов на основе свободной энергии Гельмгольца. XI Всероссийское петрографическое совещание.
9. Дорогокупец П.И. Уравнение состояния минералов на основе метода потенциалов в приближении Бозе-Эйнштейна. Вестник ОГГГН РАН № 5 т.1(15) 2000.
10. Dorogokupets P. I., Sokolova T. S., Danilov B. S., Litasov K. D.. Near-absolute equations of state of diamond, Ag, Al, Au, Cu, Mo, Nb, Pt, Ta, and w for quasi-hydrostatic conditions. *Geodynamics & tectonophysics*, 2012 volume 3 issue 2 pages 129–166

11. Ковалев Ю. М., Белик А. В.. Определение тепловой составляющей уравнения состояния молекулярных кристаллов. Вестник Челябинского государственного университета. 2013. № 9 (300). Физика. Вып. 16. С. 5–10.
12. Ковалев Ю. М. Определение вида коэффициента Грюнайзена для молекулярных кристаллов. Доклады Академии наук. - 2005. - Т. 403, N 4. - С. . 475-477
13. Сапожников А.Т., Першина А.В. Полуэмпирическое уравнение состояния металлов в широком диапазоне плотностей и температур. ВАНТ Серия: Методики и программы численного решения задач математической физики. 1979г. Выпуск 4(6), с.47–56.
14. Сапожников А.Т, Миронова Е.Е. Уравнение состояния алюминия с учетом испарения и ионизации. VII Забабахинские научные чтения. Снежинск 2001.
15. Badretdinova L.Ch., Ten K.A., Prueel E.R., Lukyanchikov L.A., Tolochko B.P., Sharafutdinov M.R., Shmakov A.N., Muzyrya A.K., Kostitsyn O.V., Smirnov E.B., Kuper K.E. Structure of condensed heterogeneous explosives. Conference Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter. ПЕФМ-2013, March 1-6, 2013. Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia.
16. Тен К.А., Пруэл Э.Р., Лукьянчиков Л.А., Толочко Б.П., Шарафутдинов М.Р., Шмаков А.Н., Аминов Ю.А., Музыря А.К., Костицын О.В., Смирнов Е.Б. Исследование ТАТБ дифракционными методиками. XI Забахинские научные чтения. Снежинск. 2012.
17. Бадретдинова Л.Х., Тен К.А., Пруэл Э.Р., Лукьянчиков Л.А., Толочко Б.П., Шарафутдинов М.Р., Шмаков А.Н., Музыря А.К., Костицын О.В., Смирнов Е.Б., Купер К.Э. Исследование структуры конденсированных гетерогенных ВВ. Всероссийская конференция "Взрыв в физическом эксперименте" Новосибирск, Академгородок, 16-20 сентября 2013.
18. Stevens L. L., Velisavljevic N., Hooks D. E., Dattelbaum D.M.. Hydrostatic Compression Curve for Triamino-Trinitrobenzene Determined to 13.0 GPa with Powder X-Ray Diffraction. Propellants, Explosives, Pyrotechnics 33, No. 4, 2008.
19. Pastine D. J., Bernecker R. R., P,v,E,T Equation of State for 1,3,5-Triamino-2,4,6-Trinitrobenzene, J. Appl. Phys. 1974, 45.
20. Olinger B., Cady H., The Hydrostatic Compression of Explosives and Detonation Products to 10 GPa (100 kbars) and Their Calculated Shock Compression: Results for PETN, TATB, CO₂ and H₂O, 6th Symposium (International) on Detonation, Coronado, California, USA, 1976.
21. Grebyonkin K.F., Gerebtsov A.L., Popova V.V., Taranik M.V. P,V,E,T Equation of State for TATB Based Explosives. Shock Compression of Condensed Matter – 2003
22. Dobratz B.M. The Insensitive High Explosive Triaminotrinitrobenzene (TATB): Development and Characterization -1888 to 1994. LA-13014-H. Los Alamos. August 1995.

МОДЕЛЬ ПРОНИКАНИЯ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ СТЕРЖНЯ ИЗ ПОРИСТОГО МАТЕРИАЛА

С. В. Федоров, А.В. Бабкин, В.А. Велданов, Н.А. Гладков, С.В. Ладов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1

E-mail: sergfed-64@mail.ru

Для определения эффективности функционирования кумулятивных зарядов с облицовками из порошкового материала необходимо выяснение особенностей высокоскоростного проникания удлиненных пористых ударников. Представляет интерес, в частности, ответ на вопрос, насколько применима для расчета пробивного действия порошковой кумулятивной струи формула Лаврентьева [1], широко используемая при определении пробития удлиненных ударников в случае высоких скоростей взаимодействия (когда можно пренебречь прочностными свойствами материалов) и устанавливающая пропорциональность глубины проникания длине ударника и квадратному корню из соотношения плотностей материалов ударника и преграды.

Как было показано в [2] экспериментально и на основе численного моделирования, пористый ударник, изготовленный из металлических опилок, проникает в гидродинамическом режиме (с растеканием материала ударника по поверхности кратера в преграде в процессе проникания) глубже, чем равный ему по массе и диаметру монолитный. Однако представленные в [2] результаты носят частный характер и не дают четкого указания физических причин обнаруженного эффекта, что, в свою очередь, не позволяет выйти на какие-либо обобщения относительно характера его проявления в различных условиях. Кроме того, в [2] рассматривались компактные ударники (с длиной, незначительно превышающей диаметр), что также затрудняет использование представленных результатов применительно к оценке пробивной способности порошковых кумулятивных струй (режимы проникания компактных и удлиненных ударников имеют свои особенности).

Целью настоящей работы являлось углубление представлений о механизме проникания удлиненных пористых ударников с возможностью выхода на прогнозирование их пробивного действия. Исследования проводились на основе численного моделирования в рамках двумерной осесимметричной задачи механики сплошных сред с использованием вычислительного алгоритма, базирующегося на методе свободных лагранжевых точек [3–6]. Материал преграды рассматривался, как сжимаемая упругопластическая среда с баротропным уравнением состояния в форме Тэта [1]. Модель поведения материала пористого ударника базировалась на известном подходе, предполагающем, что выборка пор в пористой среде происходит при нулевом давлении, после чего она ведет себя, как монолитная, и подчиняется уравнению состояния в форме Ми-Грюнайзена [7]. Прочность материала ударника не учитывалась.

Так как в [2] сравнивалось пробивное действие монолитных и пористых ударников при фиксиро-

ванных их диаметре и массе, то лежащая на поверхности одна из причин большего пробития пористых ударников была связана с увеличением длины ударника по мере его разуплотнения. Для исключения влияния данного фактора в настоящей работе моделировалось проникание геометрически идентичных монолитных и пористых ударников (имеющих одинаковые диаметр и длину). Кроме того, в отличие от [2] рассматривались ударники в форме цилиндрического стержня с достаточно большим удлинением (отношением длины к диаметру), для которых основной вклад в пробитие достигается в стационарном (установившемся) режиме проникания. В качестве материала преграды во всех случаях принималась сталь с пределом текучести 400 МПа.

На рис.1 проиллюстрировано изменение глубины пробития L , отнесенной к начальной длине стержня l_0 , для пористых медных стержней в зависимости от их пористости. Пористость материала стержня характеризуется степенью его разуплотнения α (по отношению к монолитному), определяемой как $\alpha = \rho_{00p}/\rho_{0p}$, где ρ_{00p} – начальная плотность пористого материала, ρ_{0p} – нормальная плотность монолита. Длина стержней-ударников составляла 10 диаметров, скорость взаимодействия $v_0 = 4$ км/с.

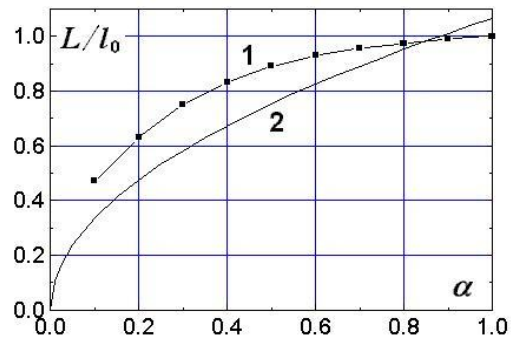


Рис. 1. Глубина проникания в стальную преграду медных пористых стержней в зависимости от степени их разуплотнения (1 – численный расчет, 2 – гидродинамическая теория проникания в предположении несжимаемости материалов)

Из сравнения результатов численного моделирования с прогнозом, даваемым гидродинамической теорией проникания в приближении модели несжимаемой жидкости (также проиллюстрированном на рис.1), видно, что пробитие пористых стержней ($\alpha < 1$) превышает рассчитываемое по формуле Лаврентьева [1] значение

$$L/l_0 = \sqrt{\rho_{00p}/\rho_{0b}} = \sqrt{\alpha} \sqrt{\rho_{0p}/\rho_{0b}}, \quad (1)$$

где ρ_{0b} – плотность материала преграды. С увеличением степени разуплотнения (уменьшением пара-

метра α) выигрыш в глубине пробития пористого стержня по сравнению с имеющим те же плотность и размеры монолитным (для которого хорошо «работает» формула Лаврентьева) возрастает.

Анализ картины взаимодействия, фиксируемой в численных расчетах, позволяет предположить, что зафиксированные отклонения в глубине пробития связаны с формированием в пористом стержне в процессе проникания вблизи поверхности контакта с преградой присоединенной ударной волны (УВ). Формирование присоединенной УВ в пористом стержне-ударнике обусловлено низкой скоростью звука в пористом материале (имеется в виду скорость распространения возмущений, связанных с изменением плотности пористого материала вследствие изменения размеров пор).

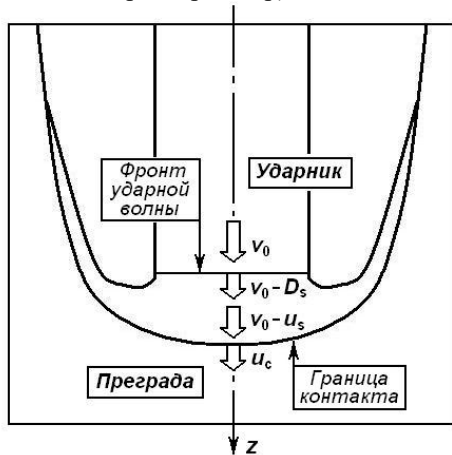


Рис. 2. Расчетная схема проникания пористого стержня с учетом формирования в нем присоединенной ударной волны

Основываясь на данном предположении и рассматривая процесс проникания, следуя Лаврентьеву [1], как взаимодействие струй жидкости [8, 9], можно построить простую модель проникания пористого стержня (рис.2). Ее математическое описание [10] включает систему соотношений на фронте присоединенной УВ в стержне

$$p_s = \rho_{00p} u_s D_s; \quad \rho_{00p} D_s = \rho_{sp} (D_s - u_s), \quad (2)$$

где D_s и u_s – соответственно, скорость УВ в стержне и массовая скорость материала за ее фронтом (в движущейся со скоростью v_0 системе отсчета, связанной со стержнем); p_s – давление на фронте УВ в стержне; ρ_{sp} – плотность материала стержня, приобретаемая за фронтом УВ.

Кроме того, условия непрерывности скорости и давления на поверхности контакта стержня-ударника и преграды совместно с уравнениями Бернулли, связывающими параметры состояния на контактом разрыве с параметрами на фронте УВ для стержня и с параметрами на бесконечности для преграды (материал преграды рассматривается, как идеальная несжимаемая жидкость с плотностью ρ_{0b}), дают соотношение

$$0,5 \rho_{0b} u_c^2 = 0,5 \rho_{sp} (v_0 - u_s - u_c)^2 + p_s, \quad (3)$$

где u_c – скорость границы контакта. При записи уравнения Бернулли для стержня при этом дополнительно предполагалось, что плотность его материала

возрастает скачком на фронте УВ от значения ρ_{00p} до значения ρ_{sp} , а в дальнейшем (на границе контакта) не изменяется. Соотношение (3) выражает равенство давлений в преграде (левая часть соотношения) и в стержне (правая часть) на границе контакта.

Из условия неподвижности фронта УВ в стержне относительно границы контакта имеем

$$u_c = v_0 - D_s. \quad (4)$$

Связь между давлением p_s и плотностью ρ_{sp} на фронте УВ в пористом материале устанавливается ударной адиабатой Зельдовича-Забабахина [7]

$$p_s = 2A \frac{\frac{n-\gamma-1}{\gamma(n-1)} \left(\frac{\rho_{sp}}{\rho_{0p}} \right)^n + \frac{n}{n-1} \frac{\rho_{sp}}{\rho_{0p}} - \frac{\gamma+1}{\gamma}}{1 + 2/\gamma - \rho_{sp}/\rho_{00p}}, \quad (5)$$

где γ – коэффициент Грюнайзена, A и n – эмпирические константы материала в уравнении Тэта [1]

$$p_{se} = A \left(\left(\rho_{sp}/\rho_{0p} \right)^n - 1 \right),$$

используемом для определения «холодной» составляющей давления p_{se} .

Приведенная система соотношений (2)–(5) может быть сведена к единственному разрешающему уравнению относительно плотности материала пористого стержня ρ_{sp} на фронте присоединенной УВ

$$\frac{\rho_{00p} \left(1 - \frac{\rho_{00p}}{\rho_{sp}} \right) v_0^2}{\left(1 + \sqrt{\rho_{00p}/\rho_{0b}} \sqrt{2 - \rho_{00p}/\rho_{sp}} \right)^2} = \frac{\frac{n-\gamma-1}{\gamma(n-1)} \left(\frac{\rho_{sp}}{\rho_{0p}} \right)^n + \frac{n}{n-1} \frac{\rho_{sp}}{\rho_{0p}} - \frac{\gamma+1}{\gamma}}{1 + 2/\gamma - \rho_{sp}/\rho_{00p}}, \quad (6)$$

с использованием значения которой для расчета глубины проникания пористого стержня-ударника получается следующее соотношение:

$$L/l_0 = u_c/D_s = \sqrt{2 - \rho_{00p}/\rho_{sp}} \sqrt{\rho_{00p}/\rho_{0b}}. \quad (7)$$

Для определения плотности ρ_{sp} требуется численное решение алгебраического уравнения (6). Однако, как показали расчеты по нему при различных скоростях взаимодействия, плотность материала пористого стержня ρ_{sp} на фронте УВ незначительно отличается от нормальной плотности монолита ρ_{0p} (что вполне естественно, так как после полной выборки пор сжимаемость материала резко уменьшается). При дополнительном же предположении, что материал пористого стержня уплотняется за фронтом УВ до нормальной плотности монолита (то есть, от плотности ρ_{00p} до плотности ρ_{0p}) [10], сформулированная задача разрешается в аналитическом виде, и для глубины проникания пористого стержня (7) получается следующее простое соотношение:

$$L/l_0 = \sqrt{2 - \alpha} \sqrt{\alpha \rho_{0p}/\rho_{0b}}. \quad (8)$$

Предсказываемая данной формулой зависимость пробития пористого стержня-ударника от степени его разуплотнения α практически совпадает с полученной в численных расчетах (рис.1). Отметим также, что в соответствии с (8) глубина пробития пори-

стого стержня получается не зависящей от его скорости (как и глубина пробития монолитного в соответствии с (1)). Очевидно, это справедливо, как и для монолитного, при достаточно высоких скоростях взаимодействия, позволяющих пренебречь прочностными свойствами материалов. При $\alpha = 1$ (монолитный стержень-ударник) зависимость (8) переходит в формулу Лаврентьева (1).

Приближенно учесть прочностные свойства материала преграды при проникании пористого стержня, как и для монолитного, можно на основании так называемой модифицированной гидродинамической теории [11], согласно которой в уравнение Бернулли для преграды включается прочностное сопротивление H_b . В результате условие непрерывности давления на границе контакта (3), учитывающее формирование присоединенной УВ в пористом стержне-ударнике, приобретает вид:

$$0,5\rho_0 u_c^2 + H_b = 0,5\rho_{sp}(v_0 - u_s - u_c)^2 + p_s,$$

и для определения глубины проникания пористого стержня в преграду с прочностью (в предположении, что пористый материал уплотняется на границе контакта до нормальной плотности монолита) получается соотношение

$$\frac{L}{l_0} = \frac{1 - \alpha(2 - \alpha)\rho_0 p / \rho_{0b}}{1 - \sqrt{\alpha(2 - \alpha) \frac{\rho_0 p}{\rho_{0b}} - \frac{2H_b}{\rho_{0b} v_0^2} \left[1 - \alpha(2 - \alpha) \frac{\rho_0 p}{\rho_{0b}} \right]}} - 1. \quad (9)$$

Из анализа полученной зависимости следует условие реализации проникания пористого стержня-ударника в преграду с прочностью

$$0,5\alpha\rho_0 v_0^2 > H_b / (2 - \alpha). \quad (10)$$

В соответствии с данным условием степень разуплотнения пористого стержня (при фиксированной его скорости v_0) должна быть не ниже

$$\alpha_{\min} = 1 - \sqrt{1 - 2H_b / (\rho_0 p v_0^2)}.$$

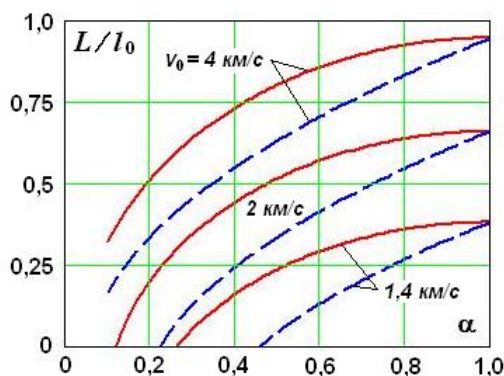


Рис. 3. Сравнительный анализ проникания пористых (сплошные линии) и монолитных (пунктирные линии) стержней равной плотности в прочную стальную преграду

Если же задана степень разуплотнения материала стержня α , то с использованием условия (10) минимальная скорость стержня $v_{0\min}$, которую он должен иметь для того, чтобы происходило проникание в прочную преграду, получается равной

$$v_{0\min} = \sqrt{2H_b / ((2 - \alpha)\alpha\rho_0 p)}.$$

Пренебрегать влиянием прочности преграды можно, очевидно, если скорость стержня существенно превышает значение, рассчитываемое по приведенной зависимости. Расчеты, проведенные на основании (9) применительно к прониканию пористых медных стержней-ударников различной степени разуплотнения α в стальную преграду с прочностью ($H_b = 4$ ГПа), проиллюстрированы на рис.3, где для сравнения приводится также глубина проникания монолитных стержней той же плотности, что и пористые, предсказываемая модифицированной гидродинамической теорией. Видно, что преимущество в проникающей способности в преграду с прочностью пористых стержней (над равными им по плотности монолитными) увеличивается с возрастанием степени разуплотнения α , а при одном и том же значении параметра пористости α выигрыш в глубине проникания пористого стержня значительнее при более низких скоростях взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-08319-а.

Литература

1. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, испр. В 2-х т. Т. 2. М.: Физматлит, 2004. 656 с.
2. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. Особенности высокоскоростного проникания сильнопористого ударника в мишень конечной толщины // Доклады Академии наук. 1997. Т. 355. № 2. С. 192–195.
3. Федоров С.В. О возможности «отсечки» лидирующего высокоскоростного участка металлической струи при взрыве кумулятивного заряда в аксиальном магнитном поле // Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы. 2008. № 2. С. 73–80.
4. Федоров С.В., Велданов В.А., Смирнов В.Е. Численный анализ влияния скорости и прочности удлиненных ударников из высокоплотного сплава на глубину их проникания в стальную преграду // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2015. № 1. С. 65–83.
5. Федоров С.В., Велданов В.А. Применение сегментированных ударников для формирования каверны в грунтово-скальных преградах // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2012. № 1(71). С. 43–50.
6. Федоров С.В., Велданов В.А. К определению размеров кавитационной полости в воде за движущимся с высокой скоростью цилиндрическим телом // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 2. С. 15–20.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.
8. Симонов И.В. О сверхзвуковом соударении струй // Доклады Академии наук. 2001. Т. 376. № 1. С. 48–52.
9. Федоров С.В., Баянова Я.М. Особенности гидродинамического режима проникания удлиненных ударников с учетом сжимаемости материалов // Журнал технической физики. 2011. Т. 81. № 9. С. 45–51.
10. Федоров С.В. К определению глубины проникания пористых ударников при гиперсверхзвуковом взаимодействии // Журнал технической физики. 2007. Т. 77. № 10. С. 131–134.
11. Алексеевский В.П. К вопросу о проникании стержня в преграду с большой скоростью // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2. № 2. С. 99–106.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ СТЕРЖНЯ ИЗ ТЯЖЕЛОГО СПЛАВА ВНЖ-90 НА ГЛУБИНУ ЕГО ПРОНИКАНИЯ В СТАЛЬНУЮ ПРЕГРАДУ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

С. В. Федоров, Н.А. Гладков, С.Д. Ревкова

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1
E-mail: serg-fed-64@mail.ru

Для пробития преград из высокопрочной стали значительной толщины используются ударники в виде цилиндрических стержней большого удлинения (отношение длины стержня к его диаметру – несколько десятков). Скорость взаимодействия таких стержней-ударников с преградой, придаваемая им баллистической установкой, как правило, лежит в диапазоне 1400...1700 м/с [1]. При указанных скоростях проникание ударников в металлические преграды происходит в гидродинамическом режиме с непрерывным уменьшением длины ударника в процессе проникания вплоть до практически полного ее исчерпания. К числу основных параметров ударника, от которых зависит глубина образованной им в преграде каверны относятся длина ударника и плотность его материала [1]. Влияние динамической сжимаемости материалов ударника и преграды (в том случае, когда и тот, и другая являются металлическими) на процесс проникания в гидродинамическом режиме, как правило, несущественно [2].

В работе [3] на основании численного моделирования в рамках двумерной осесимметричной задачи механики сплошных сред было проведено исследование влияния прочности стержней-ударников из тяжелого сплава ВНЖ-90 (сплав, содержащий вольфрам, никель и железо с массовыми долями компонентов, соответственно, 90 %, 7 % и 3 %) на глубину их проникания в высокопрочную стальную преграду при различных начальных скоростях взаимодействия, показавшее, что в зависимости от скорости существует оптимальное значение предела текучести материала ударника, при котором обеспечивается максимум глубины его проникания. Для численного моделирования использовался вычислительный алгоритм [3, 4], разработанный в МГТУ им. Н.Э. Баумана на основе метода свободных лагранжевых точек [5]. Данный алгоритм был апробирован на численном решении широкого круга задач взрывного и ударного нагружения сплошных сред (в том числе, и задач высокоскоростного проникания ударников в различные преграды) и хорошо себя зарекомендовал [6, 7].

Обнаруженный в [3] по результатам численных расчетов эффект существования оптимального предела текучести материала стержня-ударника ранее не обсуждался в работах других исследователей. Поэтому представляет интерес получение дополнительной информации по данному вопросу, особенно в части установления физических причин проявления указанного эффекта. С этой целью влияние прочностных свойств материала стержня на глубину его проникания было дополнительно рассмотрено в

рамках модели Алексеевского-Тейта [8, 9], позволяющей получить достаточно простое математическое описание процесса проникания удлиненных ударников в гидродинамическом режиме, учитывающее в то же время основные его особенности. Хотя математическая сторона модели Алексеевского-Тейта хорошо известна, все-таки имеет смысл привести основные ее соотношения для облегчения последующего анализа результатов расчетов.

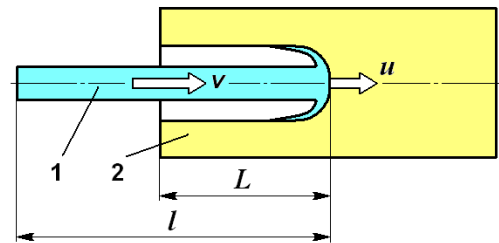


Рис. 1. Расчетная схема проникания стержня в преграду в гидродинамическом режиме: 1 – стержень; 2 – преграда

Скорость проникания u (рис. 1) определяется на основе модифицированного уравнения Бернулли, включающего слагаемые, учитывающие прочностные свойства материалов ударника и преграды

$$0,5\rho_p(v-u)^2 + \sigma_{yd} = 0,5\rho_t u^2 + H_d,$$

где v – скорость несработавшейся части стержня; σ_{yd} – динамический предел текучести материала стержня; H_d – динамическая твердость материала преграды; ρ_p , ρ_t – плотности материалов, соответственно, стержня и преграды. Выражение для скорости проникания может быть представлено в виде

$$u = \frac{\sqrt{\gamma}}{\gamma - 1} \left(\sqrt{\gamma} v - \sqrt{v^2 + (\gamma - 1)v_{cr}^2} \right), \quad (1)$$

где

$$\gamma = \frac{\rho_p}{\rho_t}; \quad v_{cr} = \sqrt{\frac{2(H_d - \sigma_{yd})}{\rho_p}}.$$

Значение v_{cr} соответствует критической скорости стержня, при которой его проникание прекращается (рассматривается случай $H_d > \sigma_{yd}$, реализующийся при проникании в высокопрочные стальные преграды и представляющий основной практический интерес). Движение всей несработавшейся части стержня с текущей длиной l предполагается происходящим с одной скоростью v , уменьшающейся с течением времени t в соответствии с уравнением

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\sigma_{yd}}{\rho_p l}, \quad (2)$$

базирующемся на предположении, что торможение несработавшей части происходит под действием приложенной к ней в контактной области силы, равной произведению площади поперечного сечения стержня на динамический предел текучести его материала. Изменение длины несработавшей части стержня в процессе проникания определяется разницей ее скорости v со скоростью проникания u

$$\frac{dl}{dt} = u - v. \quad (3)$$

Перейдя в уравнении (2) от дифференцирования по t к дифференцированию по l с учетом (3), получим соотношение

$$\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dl} \frac{dl}{dt} = (u - v) \frac{dv}{dl} = -\frac{\sigma_{Yd}}{\rho_p l},$$

которое после подстановки в него выражения для скорости проникания u (1) и интегрирования позволяет установить взаимосвязь текущей длины несработавшей части стержня с ее скоростью

$$l = l_0 \exp \left[\frac{\sqrt{\gamma} \rho_p}{2(\gamma - 1) \sigma_{Yd}} \left(\frac{v_0^2 - v^2}{\sqrt{\gamma}} + v \sqrt{v^2 + (\gamma - 1) v_{cr}^2} - v_0 \sqrt{v_0^2 + (\gamma - 1) v_{cr}^2} \right) \right] \times$$

$$\times \left[\frac{v + \sqrt{v^2 + (\gamma - 1) v_{cr}^2}}{v_0 + \sqrt{v_0^2 + (\gamma - 1) v_{cr}^2}} \right]^{\frac{\sqrt{\gamma} \rho_p v_{cr}^2}{2 \sigma_{Yd}}},$$

где l_0 , v_0 – соответственно, начальные длина и скорость стержня.

Рост глубины проникания стержня L (рис.1) происходит в соответствии с уравнением

$$\frac{dL}{dt} = u,$$

которое после перехода от дифференцирования по t к дифференцированию по v с учетом (2) сводится к

$$\frac{dL}{dv} = -u \frac{\rho_p l}{\sigma_{Yd}}.$$

На основании последнего соотношения результирующая (полная) глубина проникания стержня в преграду может быть определена путем численного вычисления интеграла

$$L = \frac{\rho_p}{\sigma_{Yd}} \int_{v_{cr}}^{v_0} u l dv, \quad (5)$$

в котором зависимость подинтегрального выражения от переменной интегрирования устанавливается на основании (1) и (4).

На рис. 2 проиллюстрировано сопоставление данных по влиянию предела текучести стержня из сплава ВНЖ-90 ($\rho_p = 17170 \text{ кг/м}^3$) на глубину его проникания в полубесконечную стальную преграду ($\rho_t = 7850 \text{ кг/м}^3$), полученных в [3] по результатам численного моделирования и рассчитанных с использованием (5) на основании модели Алексеевского-Тейта [4, 5]. Начальная длина стержня составляла $l_0 = 500 \text{ мм}$. При проведении численного моде-

лирования предел текучести стальной преграды принимался равным 1 ГПа. В модели Алексеевского-Тейта вместо данной характеристики прочностных свойств материала преграды используется другая – его динамическая твердость, полагавшаяся в расчетах равной $H_d = 2.27 \text{ ГПа}$. Указанное значение было подобрано так, чтобы между обоими вариантами расчетов было возможно более близкое соответствие в рассмотренном диапазоне начальных скоростей взаимодействия от 1400 до 2000 м/с при пределе текучести материала стержня $\sigma_{Yd} = 1 \text{ ГПа}$, характерном для сплава ВНЖ-90 при стандартной технологии изготовления из него деталей.

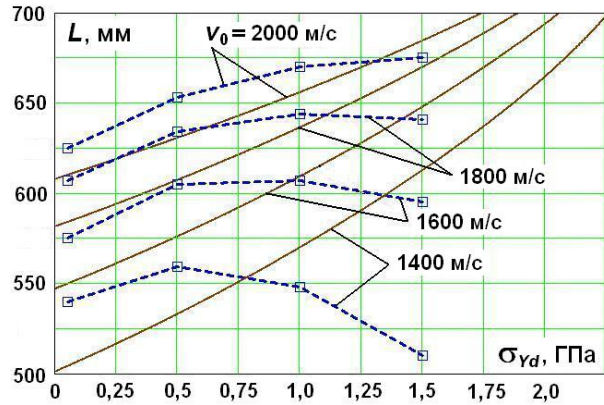


Рис. 2. Глубина проникания в стальную преграду стержня длиной 500 мм из сплава ВНЖ-90 в зависимости от его предела текучести по результатам численного моделирования (пунктирные линии) и в соответствии с моделью Алексеевского-Тейта (сплошные линии)

При численном моделировании предел текучести материала стержня варьировался от 0.05 до 1.5 ГПа. Из рис. 2 видно, что отличие результатов, получаемых с использованием обоих подходов, в указанном диапазоне изменения σ_{Yd} снижается с увеличением начальной скорости стержня и при ее значениях свыше 1600 м/с не превышает 10 %. При $v_0 = 1400 \text{ м/с}$ это различие больше и немного превышает 22 %. Однако дело не в абсолютной величине отклонений данных численного моделирования от результата, предсказываемого моделью Алексеевского-Тейта. Более существенным является то, что кривые зависимости глубины пробития стержня от прочностных свойств его материала на рис. 2, соответствующие различным методикам расчета, имеют качественно различный вид. В отличие от численного моделирования модель Алексеевского-Тейта существования экстремума зависимости $L(\sigma_{Yd})$ не фиксирует – в соответствии с ней с ростом предела текучести материала стержня глубина его проникания монотонно возрастает.

Как следует из приведенных во вводной части математических соотношений, модель Алексеевского-Тейта базируется фактически на двух положениях – определении скорости проникания (1) на основе модифицированного уравнения Бернулли и расчете торможения несработавшей части стержня согласно (2). Характер изменения скорости проника-

ния в зависимости от предела текучести материала стержня, фиксируемый по результатам численного моделирования, и в соответствии с зависимостью (1) получается одинаковым – с ростом σ_{yd} происходит увеличение соотношения u/v (рис. 3). Однако по данным численных расчетов это увеличение менее значительно, и при высоких значениях σ_{yd} предсказываемое ими соотношение u/v ниже, чем получается из модифицированного уравнения Бернулли.

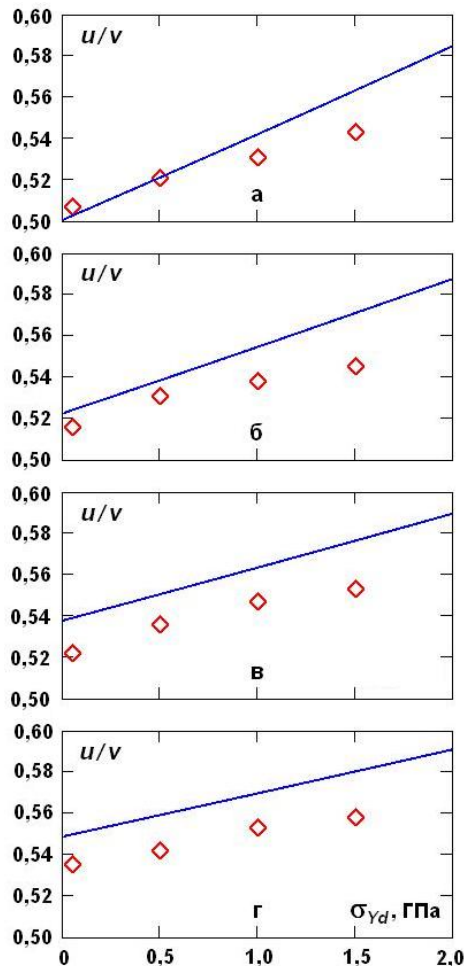


Рис. 3. Соотношение скорости проникновения в стальную преграду со скоростью стержня из сплава ВНЖ-90 в зависимости от его предела текучести по результатам численного моделирования (значки) и в соответствии с модифицированным уравнением Бернулли (сплошные линии): а – $v = 1400$ м/с; б – $v = 1600$ м/с; в – $v = 1800$ м/с; г – $v = 2000$ м/с

Как представляется, объяснение различий в характере зависимостей $L(\sigma_{yd})$, полученных по результатам численного моделирования и вытекающих их модели Алексеевского-Тейта (рис. 2), которое могло бы пролить свет на физические причины предсказываемого численными расчетами существования оптимального значения σ_{yd} , следует искать в анализе динамики торможения несработавшей части стержня (рис. 1), для чего необходима соответствующая дополнительная обработка данных численного моделирования.

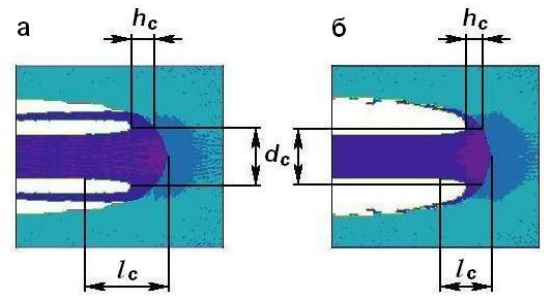


Рис. 4. Характер деформирования в контактной области стержней из сплава ВНЖ-90 с различными пределами текучести при скорости взаимодействия 1400 м/с: а – $\sigma_{yd} = 1.5$ ГПа; б – $\sigma_{yd} = 0.5$ ГПа

Из рис. 4 видно, что с повышением прочностных свойств материала стержня увеличиваются размеры l_c , h_c и d_c , характеризующие деформирование головной части стержня в области контакта с преградой, следствием чего, очевидно, должно быть увеличение сопротивления прониканию.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-08319-а.

Литература

1. Частные вопросы конечной баллистики / Под ред. В.А. Григоряна. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 592 с.
2. Федоров С.В., Баянова Я.М. Особенности гидродинамического режима проникания удлиненных ударников с учетом сжимаемости материалов // Журнал технической физики. 2011. Т. 81. № 9. С. 45–51.
3. Федоров С.В., Велданов В.А., Смирнов В.Е. Численный анализ влияния скорости и прочности удлиненных ударников из высокоплотного сплава на глубину их проникания в стальную преграду // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2015. № 1. С. 65–83.
4. Федоров С.В. О возможности «отсечки» лидирующего высокоскоростного участка металлической струи при взрыве кумулятивного заряда в аксиальном магнитном поле // Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы. 2008. № 2. С. 73–80.
5. Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990. 660 с.
6. Федоров С.В., Велданов В.А. Применение сегментированных ударников для формирования каверны в грунтово-каменных преградах // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2012. № 1(71). С. 43–50.
7. Федоров С.В., Велданов В.А. К определению размеров кавитационной полости в воде за движущимся с высокой скоростью цилиндрическим телом // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 2. С. 15–20.
8. Алексеевский В.П. К вопросу о проникании стержня в преграду с большой скоростью // Физика горения и взрыва. 1966. Т. 2. № 2. С. 99–106.
9. Tate A. A theory for the deceleration of long rods after impact // J. Mech. Phys. Solids. 1967. Vol. 15. No. 6. P. 387–399.
10. Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И., Ручко А.М., Сотский М.Ю., Сотский Ю.М., Федоров С.В. Исследование динамических механических свойств алюминиевых сплавов методом акселерометрии // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2010. № 2. С. 37–46.

ПРОНИКАНИЕ В ГРУНТ И СКАЛЬНЫЕ ПОРОДЫ ПЕНЕТРАТОРОВ С ОТСТРЕЛОМ БАЛЛАСТНОЙ МАССЫ В ПРОЦЕССЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

С. В. Федоров, Н.А. Федорова

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д.5, стр.1
E-mail: sergfed-64@mail.ru

Актуальным является увеличение глубины проникания в грунтово-скальные преграды пенетраторов, оснащаемых датчиками и приборами различного назначения и применяемых, например, для зондирования и изучения строения массивов грунтово-скальных пород, разведки полезных ископаемых и других целей. Для предварительного формирования каверны в грунтово-скальной преграде с последующим движением по ней пенетратора с приборным оснащением может использоваться обладающий более высокой скоростью лидер (рис. 1) [1]. При этом проникание лидера должно происходить в гидродинамическом режиме (с растеканием материала лидера по стенкам формируемой в преграде каверны). Так как одним из основных факторов, определяющих глубину проникания в гидродинамическом режиме, является длина проникающего тела [2], лидер должен иметь удлиненную форму (форму стержня). Для повышения проникающей способности лидер необходимо изготавливать из материала с высокой плотностью [3], некоторые преимущества достигаются также при сегментировании лидера [4]. Грунтово-скальные преграды в сравнении с металлическими обладают относительно невысокой прочностью, поэтому формируемая в них проникающим в гидродинамическом режиме лидером каверна имеет существенные поперечные размеры [5], что должно обеспечить беспрепятственное движение по ней следующего за лидером пенетратора с приборным оснащением.

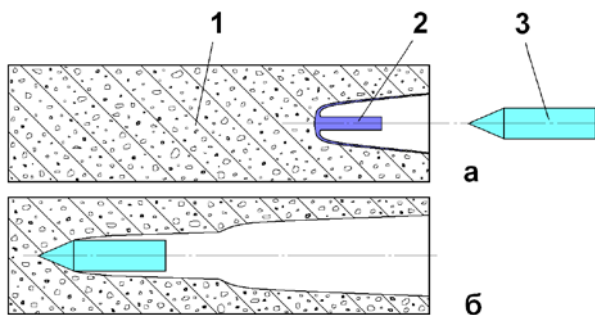


Рис. 1. Схема проникания в грунтово-скальную преграду пенетратора с имеющим более высокую скорость лидером (1 – грунтово-скальная преграда; 2 – лидер; 3 – пенетратор): а – стадия проникания лидера в гидродинамическом режиме; б – стадия проникания пенетратора

Для увеличения глубины проникания непосредственно самого пенетратора (после преодоления им сформированной в преграде лидером каверны) в данной работе рассматривается возможность использования отстрела в процессе проникания в об-

ратном ему направлении балластной массы, входящей в состав пенетратора (рис. 2). С точки зрения реализуемых физических принципов данный режим проникания родственен прониканию пенетраторов с реактивным двигателем [6].

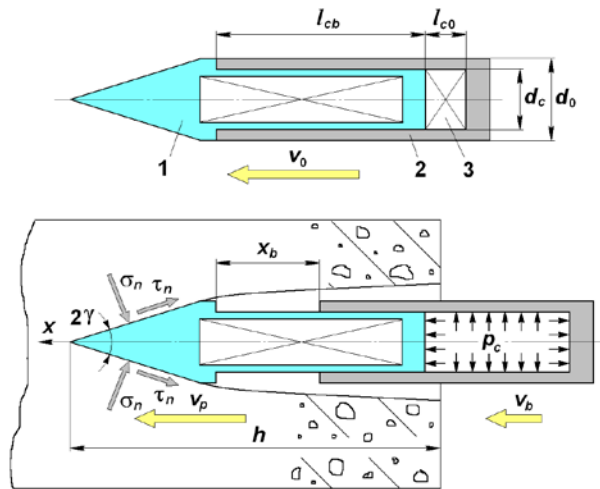


Рис. 2. Схема проникания в грунтово-скальную преграду пенетратора с отстрелом балластной массы: 1 – проникающий модуль; 2 – балластная масса; 3 – пороховой заряд

В расчетах проникающий модуль и балластная масса рассматривались как осесимметричные недеформируемые тела, движущиеся под действием двух сил, направленных вдоль их оси – силы сопротивления грунтово-скальной преграды и силы давления пороховых газов, прикладываемой к телам в момент начала отстрела балластной массы. Сила сопротивления преграды рассчитывалась с использованием простой эмпирической зависимости для определения нормальных механических напряжений на поверхности контакта $\sigma_n = A v_n^2 + C$ [7, 8], включающей слагаемое, пропорциональное квадрату скорости проникающего модуля (инерционное сопротивление) и постоянное слагаемое (прочностное сопротивление). Касательные напряжения τ_n на поверхности контакта головной части проникающего модуля с преградой определялись в предположении отсутствия проскальзывания контактирующего слоя преграды [8]. При задании давления пороховых газов p_c предполагалось, что закон горения порохового заряда обеспечивает его неизменность в течение всего процесса. При этом продолжительность отстрела определялась длиной трубчатой части балластной массы l_{cb} (рис. 2), играющей роль баллистического ствола. Толщина стенок трубчатой части балластной

массы выбиралась из условия обеспечения ее прочности под действием внутреннего давления p_c .

Расчеты были проведены применительно к пенетратору диаметром $d_0 = 150$ мм и общей массой $m_0 = 50$ кг с головной частью конической формы с углом раствора $2\gamma = 45^\circ$. Полная масса пенетратора m_0 складывалась из трех составляющих – массы проникающего модуля m_p , массы балластной части m_b и массы порохового заряда m_e (рис. 2). Параметры, определяющие силу сопротивления грунтово-скальной преграды и устанавливаемые на основании пьезоакселерометрии проникания [9], задавались с ориентировкой на два типа преград – типа плотного грунта ($A = 2000$ кг/м³, $C = 10$ МПа) и типа скальной породы ($A = 2400$ кг/м³, $C = 100$ МПа).

По результатам расчетов выявлялось влияние на прирост глубины проникания момента отстрела балластной массы t_{r0} , соотношения масс отстреливаемой и проникающей частей пенетратора m_b/m_p , давления отстрела p_c и длины трубчатой части балластной массы l_{cb} , определяющей время действия давления пороховых газов. При этом параметры проникания пенетратора с отстреливаемой частью сопоставлялись с параметрами проникания эквивалентного инертного пенетратора, имеющего те же начальную скорость v_0 , полную массу m_0 и диаметр мицеля d_0 . Полные время t_{p0} и глубина h_{p0} проникания эквивалентного инертного пенетратора определяются соотношениями [6]

$$t_{p0} = \frac{m_0}{S_m \sin \gamma \sqrt{AC(1 + 0,5 \operatorname{ctg} \gamma)}} \times \\ \times \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\frac{A}{C(1 + 0,5 \operatorname{ctg} \gamma)}} v_0 \sin \gamma \right]; \\ h_{p0} = \frac{m_0}{2AS_m \sin^2 \gamma} \ln \left[\frac{Av_0^2 \sin^2 \gamma}{C(1 + 0,5 \operatorname{ctg} \gamma)} + 1 \right],$$

где $S_m = \pi d_0^2/4$ – площадь мицеля. Данные значения использовались в качестве масштабов времени и глубины проникания.

На рис. 3 и рис. 4 проиллюстрировано влияние на результирующую относительную глубину проникания разделяющегося пенетратора h_p/h_{p0} , соответственно, в плотный грунт и скальную породу соотношения масс частей пенетратора m_b/m_p и относительного времени начала горения порохового заряда (начала отстрела) t_{r0}/t_{p0} при длинах разгона балластной массы $l_{cb} = 2d_0$ и $l_{cb} = 4d_0$ (начальная скорость пенетратора составляла $v_0 = 500$ м/с, а давление отстрела $p_c = 500$ МПа). Видно, что в случае малопрочной преграды (рис. 3) наибольший прирост глубины проникания достигается при примерном равенстве масс балластной и проникающей частей пенетратора ($m_b/m_p \approx 1,0$) и времени начала отстрела, составляющем 75 % от полного времени проникания эквивалентного инертного пенетратора ($t_{r0}/t_{p0} = 0,75$). Для высокопрочной преграды (рис. 4) достижение максимального эффекта реализуется при более раннем, чем в случае малопрочной, относительном времени начала отстрела балластной массы ($t_{r0}/t_{p0} \approx 0,25 \dots 0,5$). При этом при временах

начала отстрела, обеспечивающих максимальный прирост глубины проникания в преграду типа скальной породы, во всем рассмотренном диапазоне изменения соотношения масс частей пенетратора $0,25 \leq m_b/m_p \leq 2,0$ наблюдается незначительное монотонное увеличение значения h_p/h_{p0} с ростом отношения m_b/m_p .

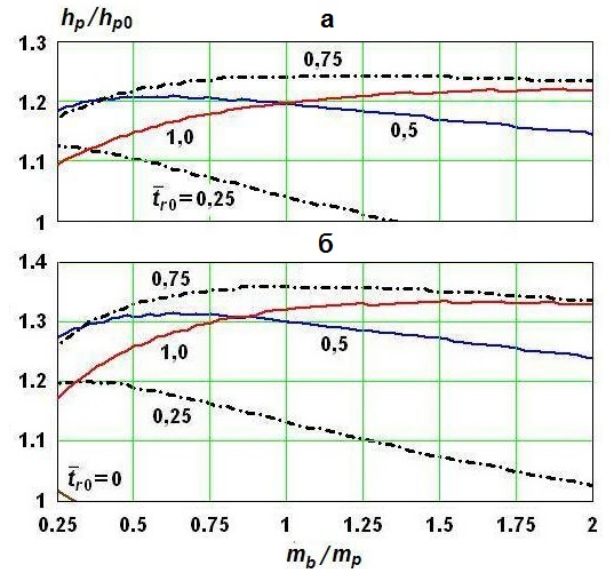


Рис. 3. Зависимость глубины проникания в плотный грунт от соотношения масс отстреливаемой и проникающей частей пенетратора при различных временах начала горения порохового заряда: а – $l_{cb} = 2d_0$; б – $l_{cb} = 4d_0$

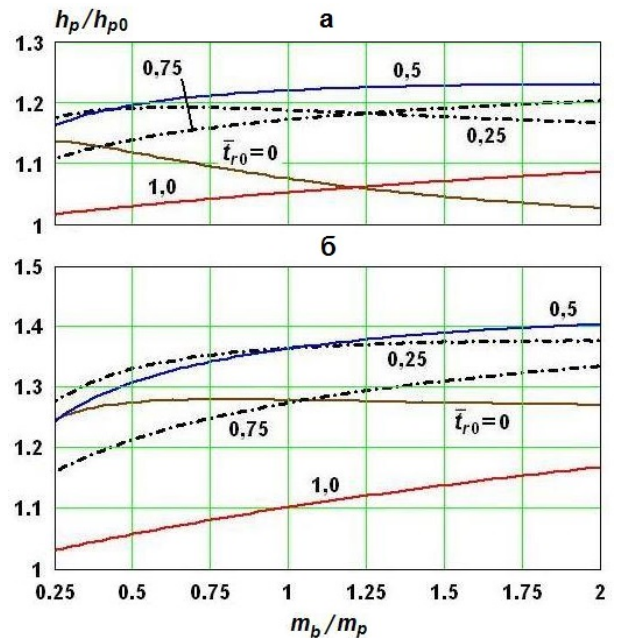


Рис. 4. Зависимость глубины проникания в скальную породу от соотношения масс отстреливаемой и проникающей частей пенетратора при различных временах начала горения порохового заряда: а – $l_{cb} = 2d_0$; б – $l_{cb} = 4d_0$

Очевидно, на практике соотношение масс проникающего модуля и отстреливаемой части разделяющегося пенетратора будет определяться не толь-

ко и не столько условием обеспечения максимально возможного прироста глубины проникания, сколько необходимостью заглубления в грунтово-скальную преграду полезной нагрузки возможно большей массы. С этой точки зрения основной интерес при выборе соотношения масс частей разделяющегося пенетратора представляет область, где значение m_p в несколько раз превышает значение m_b . Анализ данных рис. 3, рис. 4 показывает, что в указанной области соотношений m_b/m_p достигаемый прирост глубины проникания снижается не очень значительно по отношению к максимально возможному. Так, при $m_b/m_p = 0.25$ для обеих рассматриваемых преград значение h_p/h_{p0} при рациональном выборе времени начала горения порохового заряда составляет около 1,18 в случае $l_{cb} = 2d_0$ и около 1,28 в случае $l_{cb} = 4d_0$. Максимально же достижимые значения h_p/h_{p0} (при $m_b/m_p \approx 1.0$) для рассматриваемых длин разгона балластной массы l_{cb} не превышают, соответственно, 1,24 и 1,37.

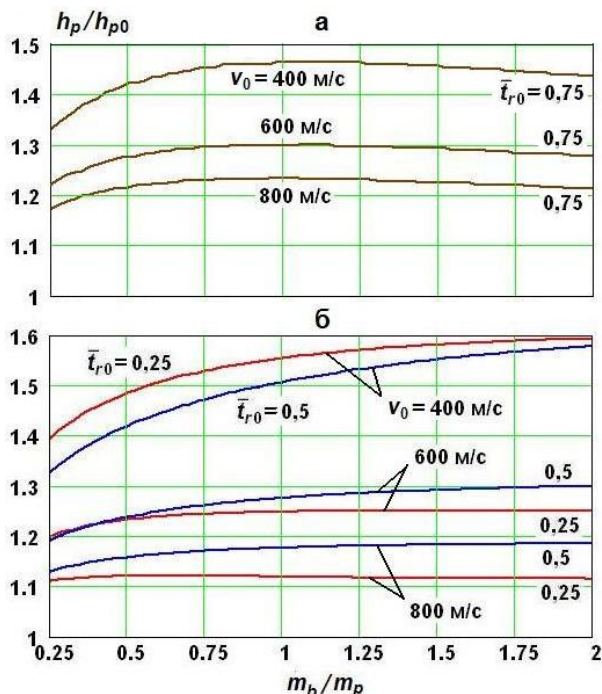


Рис. 5. Влияние на прирост глубины проникания соотношения масс проникающей и балластной частей пенетратора при различных начальных скоростях и $p_c = 500$ МПа; $l_{cb} = 4d_0$: а – для плотного грунта; б – для скальной породы

Как показали расчеты, существенное влияние на достигаемый относительный прирост глубины проникания пенетратора с отстрелом балластной массы оказывает начальная скорость пенетратора (рис. 5). В случае малопрочной преграды повышение начальной скорости пенетратора от 400 м/с до 800 м/с приводит к снижению максимально достижимого относительного прироста глубины проникания примерно с 47 % до 23 % (при $p_c = 500$ МПа и $l_{cb} = 4d_0$). При том же изменении значений v_0 в случае высокопрочной преграды потенциально возможная прибавка к глубине проникания снижается с

55 % до 18 %. Объясняется снижение относительно прироста глубины проникания разделяющегося пенетратора с увеличением его начальной скорости, очевидно, тем, что рост значения v_0 приводит к уменьшению доли энергии, выделяющейся при сгорании порохового заряда, по отношению к начальной кинетической энергии пенетратора.

Как свидетельствуют проведенные исследования, применение отстрела балластной массы в процессе проникания пенетратора в грунтово-скальную преграду при начальных скоростях взаимодействия в несколько сотен метров в секунду может дать весьма существенный относительный прирост глубины проникания – свыше 50 %. При этом потребные для достижения такого увеличения глубины проникания коэффициенты наполнения, характеризующие отношение массы порохового заряда m_e в составе пенетратора к полной массе пенетратора m_0 , оцениваются значениями в пределах 0,1.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-08319-а.

Литература

1. Федоров С.В., Федорова Н.А. Влияние прочностных свойств грунтово-скальной преграды на глубину проникания ударников при дополнительном действии импульса реактивной тяги // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2016. № 4. С. 40–56.
2. Федоров С.В., Баянова Я.М. Особенности гидродинамического режима проникания удлиненных ударников с учетом сжимаемости материалов // Журнал технической физики. 2011. Т. 81. № 9. С. 45–51.
3. Федоров С.В., Велданов В.А., Смирнов В.Е. Численный анализ влияния скорости и прочности удлиненных ударников из высокоплотного сплава на глубину их проникания в стальную преграду // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2015. № 1. С. 65–83.
4. Федоров С.В., Велданов В.А. Применение сегментированных ударников для формирования каверны в грунтово-скальных преградах // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2012. № 1(71). С. 43–50.
5. Федоров С.В., Велданов В.А. К определению размеров кавитационной полости в воде за движущимся с высокой скоростью цилиндрическим телом // Журнал технической физики. 2013. Т. 83. № 2. С. 15–20.
6. Федоров С.В., Федорова Н.А., Велданов В.А. Использование импульса реактивной тяги для увеличения глубины проникания исследовательских модулей в малопрочные грунтовые преграды // Известия Российской академии ракетных и артиллерийских наук. 2014. № 4(84). С. 53–63.
7. Ben-Dor G., Dubinsky A., Elperin T. Engineering models of high speed penetration into geological shields // Central European Journal of Engineering. 2014. No. 4(1). P. 1–19.
8. Велданов В.А., Федоров С.В. Особенности поведения грунта на границе контакта с недеформируемым ударником при проникании // Прикладная механика и техническая физика. 2005. Т. 46. № 6. С. 116–127.
9. Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И., Ручко А.М., Сотский М.Ю., Сотский Ю.М., Федоров С.В. Исследование динамических механических свойств алюминиевых сплавов методом акселерометрии // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2010. № 2. С. 37–46.

НОВАЯ ЛЕГКОГАЗОВАЯ БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ГПМ (ППХ50/18). РАСЧЕТ, КОНСТРУКЦИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОТРАБОТКА

**Б. И. Абашкин, К. Ю. Голуб, Н.А. Голденко, Ю.Д. Горголевский, В.В. Жаровцев,
И.С. Комаров, С.К. Плужников, В.М. Тишин, В.А. Фельдштейн, Ю.Ф. Христенко**

ФГУП ЦНИИмаш, 141074, Московская обл., г. Королев,
НПП «МАШТЕСТ» 141074, Московская обл., г. Королев,
НИИ ПММ ТГУ 634050, г. Томск
БГТУ «ВОЕНМЕХ», 190005, г. С.-Петербург
E-mail: hrs@niipmm.tsu.ru

Космический мусор в сочетании с потоком естественных частиц – метеороидов создает осколочно - метеороидную среду, представляющую реальную опасность для космических аппаратов. Поэтому одной из задач отработки прочности конструкций ракетно-космической техники является обеспечение прочности при локальном высокоскоростном ударе механических частиц. Необходима также разработка перспективных средств защиты космических аппаратов (КА) на основе новых материалов и новых конструкций, которые позволят повысить живучесть КА, с приемлемыми весовыми и габаритными затратами. Данную разработку следует вести на основе совершенных экспериментальных средств, позволяющих имитировать в наземных условиях воздействие различных элементов осколочно-метеороидной среды: от сравнительно крупных частиц массой порядка 1г, до мелкодисперсной фракции субмиллиметровых размеров. Диапазон скоростей соударения достаточно широк в том смысле, что не может быть реализован на основе универсального экспериментального стенда, а требует для его перекрытия различных по устройству и даже принципу действия испытательных устройств.

Для высокоскоростного (2...8 км/с) метания механических частиц используются баллистические легкогазовые установки (ЛГУ). В современных двухступенчатых ЛГУ, каждая из которых является уникальной, используется водород, сжимаемый до 1,5 ГПа. Повышение КПД установки в сочетании с обеспечением ее ресурса и технологичности представляет собой сложную задачу, требующую сочетания методов математического моделирования, экспериментальной отработки и сложных конструкторских решений.

Особое значение в настоящее время придается сокращению объема экспериментов при отработке прочности конструкций за счет применения методов математического моделирования. Применительно к испытаниям на удар с использованием ЛГУ это означает разработку математических методов прогнозирования испытательных режимов ЛГУ, что позволит радикально сократить количество предварительных испытаний, в ходе которых подбираются параметры настройки установки (масса и плотность пороховой навески, начальное давление легкого газа, разрывная прочность

запирающей мембраны и т.п.). Большое значение имеет выбор щадящих режимов работы установки с целью повышения ее рабочего ресурса.

Разработан эскизный проект установки ГПМ [1]. При проектировании и изготовлении установки ГПМ использованы конструктивные элементы установки ГП-50, использовавшейся для определения откольной прочности и ударных адиабат конструкционных материалов. В эскизном проекте представлены технические решения по созданию на базе комплекса газовых пушек установки ГПМ. Представлены описание и обоснование принципиальной схемы ГПМ. Проведены прочностные и баллистические расчеты, подтверждающие работоспособность конструкции ГПМ. Изложена организация работ с применением баллистической части установки ГПМ. Определены ожидаемые технические характеристики проектируемого изделия, соответствующие требованиям технического задания.

При разработке конструкции установки ГПМ были использованы результаты экспериментальных исследований и опыт экспериментальной отработки ЛГУ с легким поршнем [2-5]. Разработана универсальная электрозапальная пробка для пороховой ступени, в которой могут быть использованы обычные ЭКВ, двухпроводные ЭКВ и др. Для обеспечения стабильности воспламенения и горения порохового заряда предусмотрена возможность изменения внутреннего объема пороховой камеры [5]. Для повышения живучести конического переходника его длина выбрана максимально возможной из технологических соображений [2,5]. Кроме этого, предполагается использование оригинальной конструкции поршня [2,5] с двумя obturаторами и гелеобразным наполнителем. В состав ГПМ включен измерительный переходник, который уменьшает износ баллистического ствола [2], а также позволяет реализовать режим выстрела без диафрагмы и свободное (без поддона) метание [6].

При математическом моделировании процессов в конкретных устройствах всегда производятся их определенные схематизации (упрощения), позволяющие всё же проводить достаточно надежные расчеты. Одна из последовательностей возможных упрощений процесса метания твердых тел из ГМП изложена в [7]. Модификация этой математической модели шла в применении

теоретически более обоснованных уравнений состояния водорода и гелия [8], экспериментально полученных законов трения при движении поршня и метаемого тела [3], а также законов газообразования пороховых газов [4]. Результаты расчетов вполне согласуются с данными проведенных экспериментов.

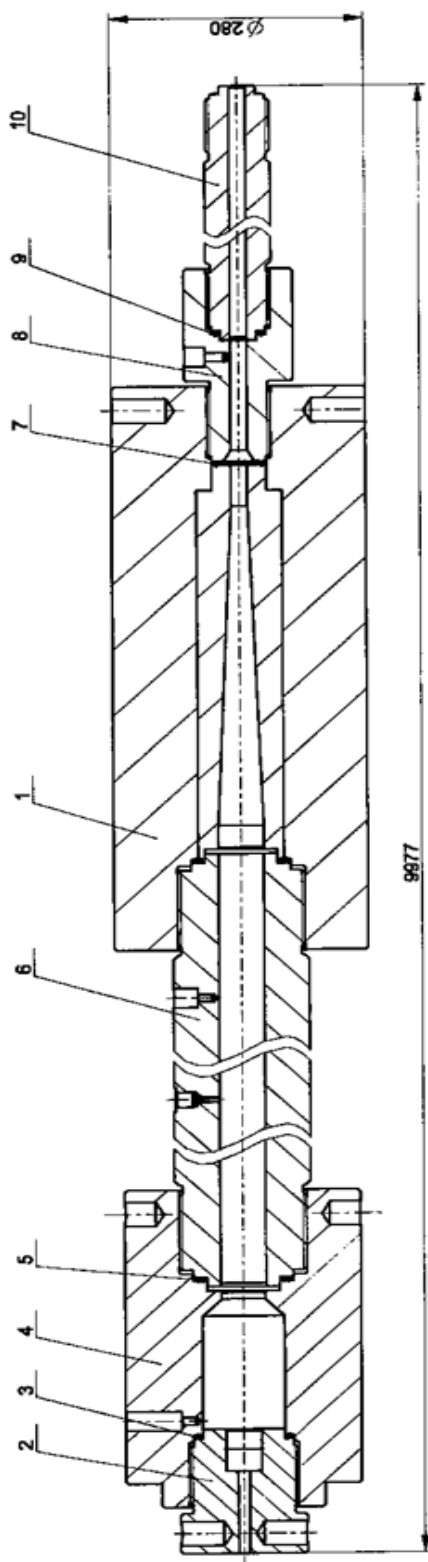


Рисунок 1. Сборочный чертеж двухступенчатой установки ГПМ (ППХ50/18).

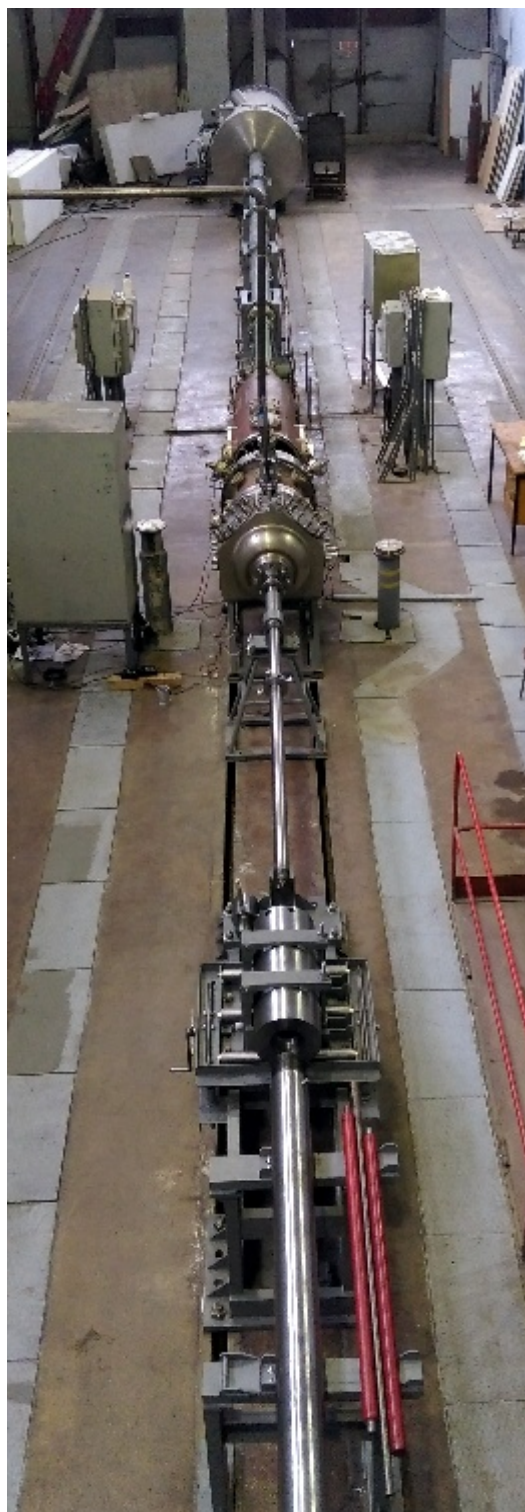


Рисунок 2. Общий вид установки ГПМ в лабораторном зале ЦНИИмаш.

Установка ГПМ смонтирована в лабораторном зале баллистических установок отдела ударной прочности ФГУП ЦНИИмаш. Проведены приемочные испытания двухступенчатой баллистической установки ГПМ. Испытания проводились в соответствии с программой и методикой № ТУБК.441147. 007.00.000 ПМ с использованием в качестве рабочего газа гелия. В качестве метаемого тела использовалась сборка, состоящая из полиэтиленового цилиндра диаметром 18 мм длиной 25 мм, на переднем торце которого

крепилась стальная шайба диаметром 17 мм толщиной 2 мм, масса сборки 10 грамм.

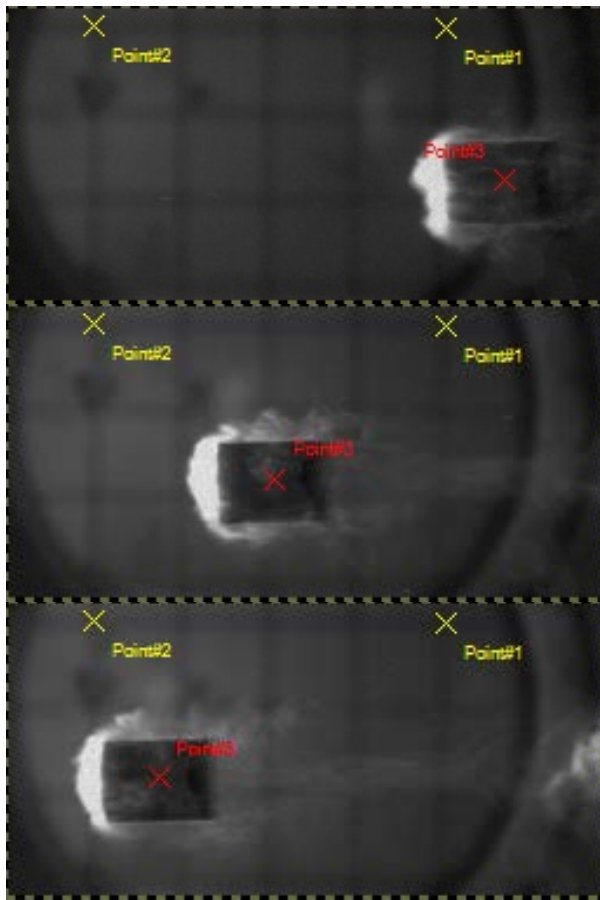


Рисунок 3 – Кинограмма пролета цилиндра

Подтверждено соответствие узлов и деталей установки разработанной конструкторской документации КД № БГТУ.441147.007.00.000 СБ. Согласование конструкторской документации и изготовление собственно баллистического агрегата было проведено в БГТУ «ВОЕНМЕХ». Модернизация и дооснащение экспериментального стенда была проведена НПП «МАШТЕСТ». Проведена отладка оборудования для вакуумирования и заполнения камеры сжатия лёгким газом. Достигнута глубина вакуума установки заданной величины. Проведены испытания по ускорению сборки, которые подтвердили работоспособность узлов и установки в целом.

При проведении испытаний регистрировалась скорость сборки с помощью электромагнитного датчика и высокоскоростной фотокамеры. По результатам проведённых испытаний можно сделать

вывод о готовности установки к опытной эксплуатации.

Постиспытательная обработка кинограммы процесса пролета цилиндра в программном комплексе Tema 2D TrackEye позволила оценить скорость метаемого тела. На рисунке 4 представлена скорость цилиндра от времени.

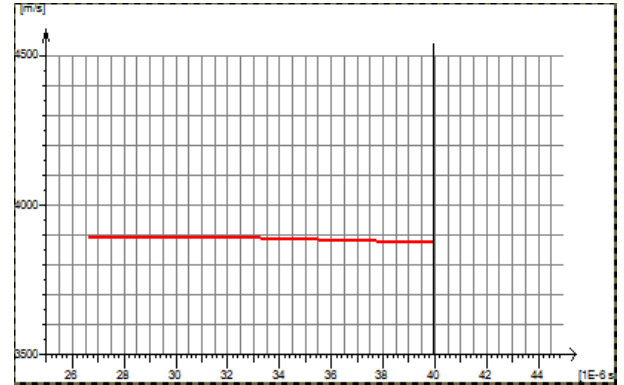


Рисунок 4. Зависимость скорости цилиндра от времени

Литература

1. Технический проект установки ГПМ (ППХ50/18) № ТУБК.441147. 007.00.000 СБ, Томск, НИИ ПММ ТГУ, 2015.
2. Христенко Ю.Ф. К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок. «Прикладная механика и техническая физика», 2000. Т. 41, №6. С. 153-160.
3. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок. // Избранные доклады «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1997. Т.2. Механика. С.114-122.
4. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные методы исследования горения зерновых порохов в широком диапазоне изменения параметров процесса «Физика горения и взрыва» 2001, т. 37, № 1. С. 82-88.
5. Христенко Ю.Ф. Двухступенчатая легкогазовая установка. Патент РФ № 2251063. Оpubл. 27.04.2005г. Бюл.№ 12.
6. Комаровский Л.В. О движении свободного тела в трубе под действием сжатого газа. – Тр. НИИ прикл. мат. и мех. Томск: Изд –во Том. ун. – та, 1973, т. 2, с. 97 –102.
7. Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1989. с.
8. Комаровский Л.В., Синяев С.В. Аналитические аппроксимации уравнений состояния водорода и гелия в широкой области изменения термодинамических величин // Газовая динамика.- Томск: Изд –во Том. ун - та, 1977. С. 71 – 82.

СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ С ПРЕГРАДОЙ

Герасимов А.В., Жалнин Е.В., Калашников М.П., Сергеев В.П., Христенко Ю.Ф.

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета

634050 г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

E-mail: hrs@niipmm.tsu.ru

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук

634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4

E-mail: root@ispms.tomsk.ru

С увеличением длительности космических полётов становится актуальной проблема защиты элементов космических аппаратов от мелких частиц естественного и искусственного происхождения не приводящих при столкновении к фатальным разрушениям аппарата, но при длительном воздействии существенно снижающих ресурс бортового оборудования: линз оптических приборов, иллюминаторов, панелей солнечных батарей и т.п.

В [1] показана методика проведения эксперимента с использованием метаемых элементов с характерными размерами порядка 1 мм. имитирующих микрометеориты и орбитальный мусор. В данной статье предлагается стенд для исследования высокоскоростного соударения частиц с размерами до десятков и единиц микрометров.

Одним из способов защиты от воздействия таких частиц является разработка различного рода защитных покрытий призванных снизить ущерб от воздействия этого фактора.

Описываемый стенд был создан для моделирования в лабораторных условиях высокоскоростных взаимодействий мелких частиц различной природы с образцами конструкционных материалов космической техники в рамках работы над совместным проектом НИИ ПММ ТГУ и ИФПМ СО РАН по разработке средств защиты стеклянных деталей космических аппаратов – иллюминаторов, линз оптических приборов и т.п. – от воздействия микрометеоритов и космической пыли [2, 3].

Стенд (Заявка на изобретение № 2015145573) представляет из себя модернизацию классической схемы [4] в которой в качестве ствольного ускорителя используется легкогазовая установка (ЛГУ).

На сегодняшний день ЛГУ являются хорошо отработанным и широко распространённым средством получения высоких скоростей. Устройство и принципы действия таких установок хорошо описаны в [5] и в рамках данной работы не рассматриваются.

Особенностью выстрела из ЛГУ является наличие в потоке газа кроме собственно ударника ряда иных частиц. Это, прежде всего, пластиковый поддон (целиком или в виде его элементов или осколков), который используется для ведения ударника по каналу ствола. В случае использования

устройств отделения поддона, в потоке также могут присутствовать осколки элементов разделителей. Пластиковый поршень является источником крупных частиц сравнимых по размеру с внутренним диаметром (калибром) ствола. Деформируясь в коническом переходнике, передняя часть поршня часто выходит в ствол и его крупные куски могут вылетать вслед за ударником и достигать мишени. Кроме этого, в потоке присутствуют мелкие осколки диафрагмы, образующиеся при её разрыве, а в случае нештатного раскрытия, и достаточно крупные обломки её лепестков. Эффект абляции поверхностей канала ствола и конического переходника тоже является источником дополнительных частиц.

При использовании ударников, диаметр которых близок диаметру канала ствола, повреждения мишени, наносимые этими дополнительными частицами малы по сравнению с воздействием ударника, и легко отделяются при анализе картины соударения. В случае, если размер ударников имитирующих «космическую пыль» мал, вклад дополнительных частиц в картину взаимодействия с мишенью сравним с ними а в некоторых случаях даже больше, так, что зачастую анализ соударения вообще провести не удаётся (чаще всего это происходит при попадании в мишень материала поршня который достигает мишени позже ударников и нарушает уже сформированную картину взаимодействия ударников с образцами). Кроме того, в экспериментах с хрупкими материалами (стекло, керамика) крупные осколки могут просто уничтожить исследуемый образец.

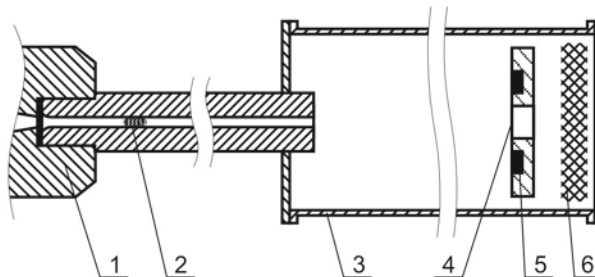


Рис. 1. Схема экспериментального стенда.

1. Метательная установка, 2. Контейнер с ударниками, 3. Вакуумированная трасса, 4. Мишень с отверстием, 5. Исследуемые образцы, 6. Пулеуловитель.

Конструкция предлагаемого стенда, представленная на Рис. 1. позволяет минимизировать или вообще исключить из картины взаимодействия повреждения, наносимые указанными дополнительными частицами, что делает возможным применение очень мелких ударников.

Отличительной особенностью стенда является схема выстрела из ЛГУ и конструкция мишени.

В отличие от классической схемы с ударником закрепленным в поддоне, в разгонный ствол данной установки помещается сразу много мелких ударников объединенных в тонкостенный легкоразрушаемый контейнер из тонкой бумаги. При выстреле, после прорыва диафрагмы поток метаемого газа разрушает стенки контейнера и увлекает за собой ударники, разгоняя их вдоль ствола. Таким образом, ускорение ударников происходит без поддона в режиме свободного метания.

Мишень Рис. 2. выполнена в виде металлической пластины со сквозным отверстием, вокруг которого на некотором расстоянии размещаются исследуемые образцы материалов.

Точка прицеливания ЛГУ находится в центре сквозного отверстия..

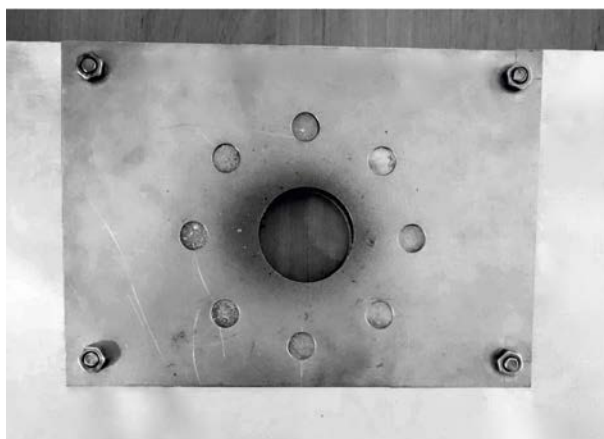


Рис. 2. Мишень со сквозным отверстием и исследуемыми образцами

После выхода из ствола некоторая часть газа расширяется в радиальном направлении, увлекая за собой часть ударников, придавая им некоторую радиальную составляющую скорости, так что они отклоняются от оси прицеливания и поражают исследуемые образцы. Осколки диафрагмы и поршня, будучи более тяжелыми, отклоняются от линии прицеливания гораздо меньше и вместе с основной частью газового потока проходят в сквозное отверстие мишени не взаимодействуя с исследуемыми образцами и улавливаются пулеуловителем. Сквозное отверстие мишени исключает так же образование вторичных осколков указанных элементов выстрела от удара их о мишень.

Помимо чистой картины взаимодействия ударников с образцами, Такой стенд даёт возможность в рамках одного опыта, то есть в

идентичных условиях, испытать сразу несколько образцов с различными свойствами (из разных материалов, с различными защитными покрытиями и т.п.).

Использование в одном эксперименте нескольких образцов позволяет так же обойтись меньшим количеством опытов, уменьшая тем самым стоимость исследовательской работы.

Кроме того, использование в одном опыте нескольких образцов даёт возможность косвенно оценить скорость взаимодействия ударников с образцами без использования специальной аппаратуры для измерения скорости.

Следует заметить, что при использовании мелких ударников сложно определить скорость каждой конкретной частицы. Обычно в таких случаях скорость взаимодействия частицы с преградой оценивается исходя из скорости фронта облака частиц. Для определения скорости облака могут быть применены различные методы, основанные на фиксации датчиками (контактными, световыми, электромагнитными и т.п.) моментов прохождения фронтом пылевого облака некоторых точек измерительной трассы.

При экспериментальной отработке стенда предложен и апробирован косвенный метод определения скорости взаимодействия частиц с образцами, основанный на сравнении данных математического моделирования [6, 7] с результатами воздействия частиц на эталонные образцы. Для этого в части гнезд мишени располагаются эталонные образцы из различных материалов с хорошо изученными свойствами - железо, медь алюминий. и т.п. После выстрела измеряется глубина полученных кратеров Рис. 3., из сравнения её величины с результатами математического моделирования для разных эталонных образцов делается вывод о средней скорости взаимодействия частиц с образцами.



Рис. 3. Прибор для измерения глубины кратеров на основе индикатора часового типа

На Рис. 4. представлена фотография поверхности одного из таких эталонных образцов после взаимодействия с потоком частиц.

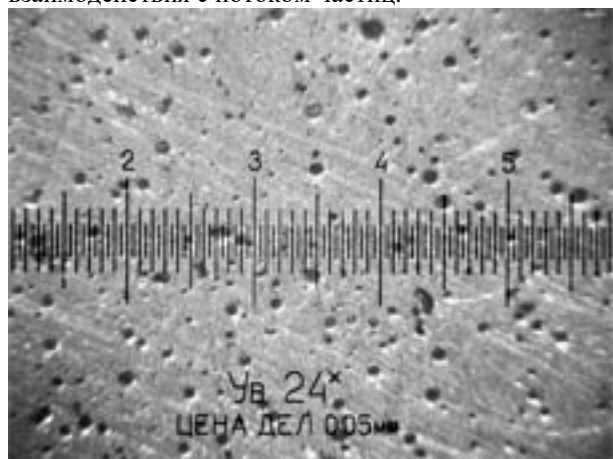


Рис. 4. Вид поверхности алюминиевой пластины после взаимодействия с частицами железа размером 50 мкм. Данные анализа соударений использовались для определения скорости облака микрочастиц

В рамках проведённых экспериментов исследовалась стойкость к воздействию космической пыли образцов стекла иллюминаторов космических аппаратов с различными вариантами защитных покрытий Рис. 5. В качестве ударников использовались частицы из различных материалов размером от 1 до 50 мкм. Скорости соударения, вычисленные предложенным методом сравнения с эталонными образцами составляли от 4 до 8 км/с в разных опытах.

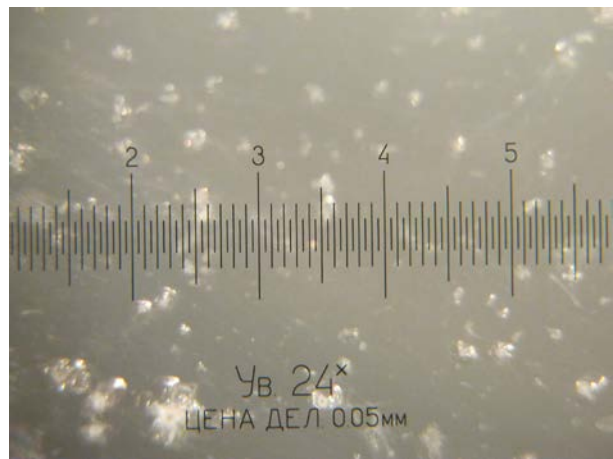


Рис. 5. Стеклопластина после взаимодействия с высокоскоростным

потоком микрочастиц

Эксперименты подтвердили работоспособность избранных технических решений и эффективность предложенных методик для исследований высокоскоростного соударения мелких частиц с различными преградами в широком диапазоне скоростей.

Предложенный стенд существенно увеличивает исследовательские возможности, позволяя использовать в экспериментах более широкий диапазон размеров ударников.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-08-06689 А

Литература

1. Герасимов А.В., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф. Защита космических аппаратов от техногенных и естественных осколков. Эксперимент и численное моделирование // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2011 № 4 (12). С. 70-78.
2. Victor P. Sergeev, Victor E. Panin, Sergei G. Psakhie, Alexandr G. Chernyavskii, Valerii P. Svechkin, Mark P. Kalashnikov, Yurii F. Khristenko, Andrei V. Voronov Magnetron deposition of metal-ceramic protective coatings on glasses of windows of space vehicles// AIP Conference Proceedings 1623, 563 (2014); doi: 10.1063/1.4901499
3. Рыбалко Е.В., Божко И.А., Калашников М.П., Христенко Ю.Ф., Сергеев В.П. Создание ударно-защитных оптически прозрачных покрытий на основе Al-Si-Н методом магнетронного напыления // VI Международная Конференция «Деформация и разрушение материалов и наноматериалов» - 2015 - Россия. Москва - 10-13 ноября 2015. - С.58-61.
4. Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия тел / под ред. А.В.Герасимова. - Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. - С.143.
5. Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях - М.: Наука, 1974. - С.18-35.
6. Герасимов А.В., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф. Моделирование ударного взаимодействия элементов космических аппаратов из стекла с высокоскоростными микрочастицами //Тезисы докладов VIII-ой Международной конференции, посвященной 115-летию со дня рождения академика Михаила Алексеевича Лаврентьева "Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике". Новосибирск, 2015. С. 183-184.
7. Gerasimov A.V., Kalashnikov M.P., Sergeev V.P., Khristenko Yu.F. Complex research on the interaction of glass with space debris //AIP Conference Proceedings. -2015. - 1683. -P.020056-1 -020056-4. doi: 10.1063/1.4932746.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛАБОЙ ВАРИАЦИОННОЙ ПОСТАНОВКИ С ВВЕДЕНИЕМ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ В МЕТОДЕ ГЛАДКИХ ЧАСТИЦ (SPH)

Р.О. Черепанов, А.В. Герасимов

НИИ ПММ Национального исследовательского Томского государственного университета.

634021, г.Томск, пр. Ленина, 36.

E-mail: RCherepanov82@gmail.com

В работе приводится новый алгоритм расчета условий на контактных и свободных поверхностях для метода гладких частиц (Smoothed particle hydrodynamics, SPH), основанный на использовании слабой вариационной постановки динамических задач упруго-пластики. Для повышения точности расчета разрывных решений и для повышения точности аппроксимации граничных условий в классическую форму SPH-метода введена дополнительная внутренняя переменная-собственная "деформация" SPH-точек, с помощью которой учтена возможность деформации материальной среды, не связанная с перемещением узлов SPH-облака. Введение этой переменной в явном виде в слабую вариационную форму SPH позволило записать уравнения движения в дискретной форме для метода SPH таким образом, чтобы сохранить его достоинства (простота записи, простота реализации многомерных задач, отсутствие сетки, возможность расчета больших деформаций и разрушения) и одновременно с этим обеспечить сохранение порядка точности аппроксимации, а так же реализовать расчет граничных условий на контактных границах, свободных поверхностях и поверхностях разрыва решения (ударных волнах и волнах разгрузки, например).

В оригинальном методе SPH [1] ядерная аппроксимация строится на основе функции ядра в виде:

$$f^i \cong \int f(\vec{x})W(\vec{x} - \vec{x}^i, h)d\vec{x} \quad (1)$$

где h - параметр размывания, \vec{x} – координата.

Для аппроксимации производных имеет вид:

$$f_{,\alpha}^i = \frac{\partial f^i}{\partial x_\alpha} \cong \int f(\vec{x})W_{,\alpha}(\vec{x} - \vec{x}^i, h)d\vec{x} \quad (2)$$

Соответствующая (2) узловая аппроксимация имеет вид:

$$f_{,\alpha}^i = \frac{\partial f^i}{\partial x_\alpha} \cong \sum_k f^k W_{,\alpha}(\vec{x}^k - \vec{x}^i, h)\Delta v^k \quad (3)$$

где $\vec{x}^k, f^k, \Delta v^k$ – радиус-вектор, значение аппроксимируемой функции и объем, соответствующие k -й точке.

Формула (3) имеет нулевой порядок аппроксимации вблизи границ (свободных и/или контактных поверхностей и внутренних границ раздела). Для

улучшения точности аппроксимации [2] предлагаются различные подходы, которые условно можно поделить на две группы- подходы, снижающие погрешность без повышения порядка аппроксимации, и подходы, повышающие точность аппроксимации.

Разрабатываемый авторами работы подход принадлежит второй группе и основан на следующем формализме (согласно [3]):

$$\Delta(\vec{x}, \vec{y})_\alpha = \begin{cases} x_\alpha - y_\alpha; \alpha > -1; \\ 1; \alpha = -1 \end{cases} \quad (4)$$

$$f(\vec{x})_{,\alpha} = \begin{cases} \frac{\partial f(\vec{x})}{\partial x_\alpha}, \alpha \neq -1 \\ f(\vec{x}), \alpha = -1 \end{cases} \quad (5)$$

$${}^i F(f)_\beta = \sum_{j=1}^N {}^j f \cdot {}^{ij} W_{,\beta} \Delta^j v, \quad (6)$$

$${}^i T_{\alpha\beta} = \sum_{j=1}^N \Delta({}^i \vec{x}, {}^j \vec{x})_\alpha {}^{ij} W_{,\beta} \Delta^j v, \quad (7)$$

$${}^i B_{\alpha\beta} = [{}^i T_{\alpha\beta}]^{-1}; \quad (8)$$

Тогда для аппроксимации произвольной функции можно записать выражение:

$${}^i f_{,\alpha} = {}^i F_\beta(f) \cdot {}^i B_{\alpha\beta}; \alpha, \beta = -1..d-1 \quad (9)$$

Формула (9) позволяет вычислить аппроксимацию функции и ее производных с первым порядком точности и представляет собой развитие идей, изложенных в [2].

Непосредственное применение аппроксимации (9) к уравнению движения сплошной среды с внутренними напряжениями

$$\rho \dot{v}_i = \sigma_{ij,j} \quad (10)$$

требует особых подходов для учета граничных условий, и кроме того, полученная таким образом численная схема не является консервативной по импульсу и энергии. Использование слабой вариационной постановки в виде

$$\int (\rho \dot{v}_i - \sigma_{ij,j}) \delta v_i dV = 0 \quad (11)$$

и применение к этому интегралу аппроксимации (9) дает консервативную по импульсу и полуконсервативную по энергии численную схему первого порядка точности с автоматическим выполнением граничных условий на свободной границе и с относительно простой реализацией

условий на контактной границе. Недостатком такой схемы является присущее SPH явление численного разрушения при больших разнонаправленных деформациях, возникающих при сжатии материала вдоль одной из направлений и растяжении вдоль другого. Это разрушение вызвано потерей контакта между соседними частицами (Рис. 1.).

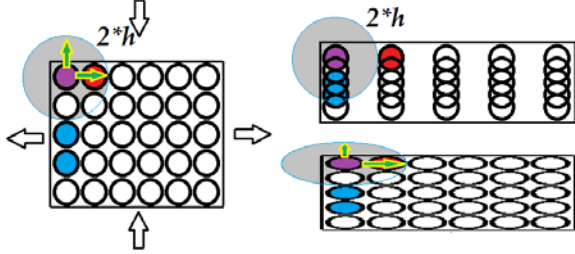


Рис. 1. Влияние знакопеременных деформаций на область поддержки функции сглаживания.

Для устранения этого эффекта успешно применяется использование вместо тензорного параметра сглаживания более сложных его форм, в частности- тензорного параметра сглаживания h_{ij} .

В этом случае функция сглаживания принимает вид

$$W(\vec{r}, h_{ij}) = \frac{C \varphi \left(\sqrt{\sum_i (r_i \cdot [h_{ij}^{-1}]^2)} \right)}{\det(h_{ij})} \quad (12)$$

где C - константа интегрирования, обеспечивающая нормированность функции сглаживания, $\varphi(u)$ - сплайн или полином, определяющий форму функции сглаживания. Пространственная производная функции сглаживания имеет вид

$$W(\vec{r}, h_{ij})_{,\beta} = \frac{C}{|h_{ij}|} \frac{x_j [h_{ij}^{-1}]_{j\beta}}{u} \frac{\partial \varphi(u)}{\partial u} \quad (13)$$

где $x_j = r_i h_{ij}^{-1}$, $u = \|\vec{x}\|$.

Если рассматривать h_{ij} в каждом узле как локальную систему координат, то его эволюция однозначно связана с деформацией окружающей среды:

$$\frac{\partial}{\partial t} h_{ij}^e = dv_{ij} = h_{ik} v_{k,j} \quad (14)$$

$$h_{ij}^0 = h^0 \delta_{ij} \quad (15)$$

Введение такой локальной системы координат позволяет так же учесть возможность деформации материала, не связанной с перемещением его узлов, например, расширение материала в одном узле и сжатие в соседних, сопровождающееся изменением их деформации без перемещения. Такая составляющая деформации может быть связана с отклонением локального тензора напряжений от его среднего значения в рассматриваемой точке по типу вязкой деформации, что будет приводить к выравниванию поля напряжений при его локальных неоднородностях, которые не могут быть

компенсированы за счет перемещения узлов. Соответствующее уравнения для эволюции параметра сглаживания может быть выбрано в виде:

$$\left[\frac{\partial h_{ij}^\sigma}{\partial t} \right]^n = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\sum_k \sigma_{jp}^k h_{ip}^k V^k W^{nk}}{\sum_k V^k W^{nk}} - V^n \sigma_{jp}^n h_{ip}^n \right] \quad (16)$$

Соответствующая поправка должна быть учтена и в уравнениях для расчета тензора скоростей деформаций:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{v_{i,j} + v_{j,i} + h_{ij}^{-1} \frac{\partial h_{ik}^\sigma}{\partial t} + h_{ik}^{-1} \frac{\partial h_{kj}^\sigma}{\partial t}}{2} \quad (17)$$

Введение собственной деформации частиц позволяет уменьшить проявления "песочных часов" в SPH, а так же существенно ослабляет эффекты перемешивания частиц и проявления схемного разрушения при знакопеременных деформациях. Предлагаемый алгоритм консервативен по импульсу, полуконсервативен по энергии (дисбаланс энергии возникает при интегрировании уравнений движения по времени с использованием разностной схемы первого порядка, но теоретически может быть уменьшен за счет использования более точных схем интегрирования по времени), не требует дополнительных операций для учета граничных условий на свободной поверхности, и допускает любой из используемых в SPH способов аппроксимации граничных условий на контактных поверхностях (например, использование "repulsive force" или "pinball"-алгоритм).

Тестирование предложенной схемы осуществлялось в несколько этапов:

1. Контроль выполнения законов сохранения

Энергия (~5%)

Импульс (<0.1%)

Момент импульса (<0.1%) (причина дисбаланса-интегрирование по времени).

2. Распространение волн

Упругих (определение скорости звука)

Ударных (определение давления на фронте и скорости УВ)

3. Сохранение симметрий решения.

4. Моделирование теста Тейлора.

Параметры теста Тейлора: цилиндр $R = 0.381$ см, $L = 2.347$ см, материал- сталь, $E = 200$ GPa, $G = 81.4$ GPa, динамический предел текучести $Y_0 = 1.2$ GPa, начальная скорость- 252 м/с.

Результаты сравнения расчетов предложенным способом с другими методами и экспериментом приведены в таблице 1.

Таблица 1. Тест Тейлора

	Classic SPH	xSPH Const h	xSPH Tensor h	xSPH Tensor h evolution	Эксп.
L	1,85	2,07	1,94	1,93	1,98
dL	0,497	0,277	0,407	0,417	0,367

Здесь L – длина цилиндра после отскока (см), dL – изменение длины (см).

Как видно, имеется хорошее согласие между расчетными данными и экспериментальными, при этом использование тензорного параметра сглаживания с учетом собственной деформации частиц (колонка Tensor h evolution) дает близкие результаты с расчетами с использованием тензорного параметра сглаживания без учета собственной деформации частиц (колонка Tensor h). При этом, в обоих случаях численно определенное значение остаточной длины точнее результатов классического SPH и xSPH (SPH с восстановлением узловой согласованности) примерно в 3 раза.

На Рис. 2. приведено пространственное распределение и форма частиц для SPH с тензорным параметром сглаживания с учетом собственной деформации частиц и для SPH со скалярным параметром сглаживания. На Рис. 3. – оно же для SPH со скалярным параметром сглаживания.

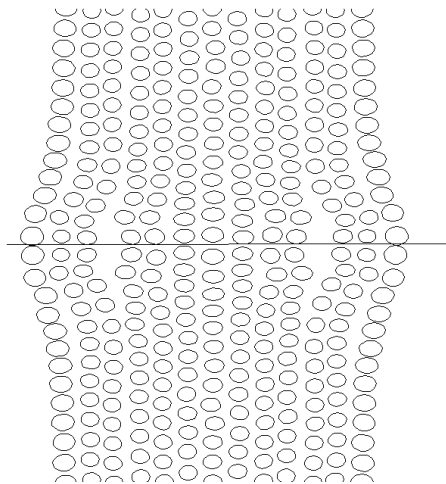


Рис. 2. Сечение цилиндра для Теста Тейлора (тензорный параметр сглаживания с учетом собственной деформации)

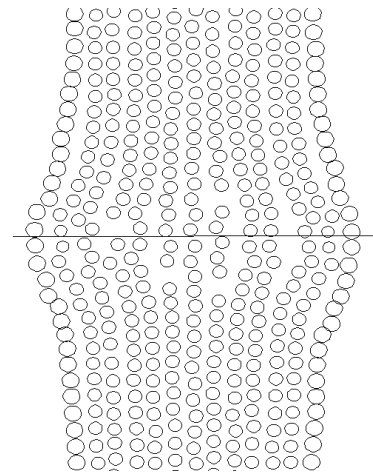


Рис. 3. Сечение цилиндра для Теста Тейлора (скалярный параметр сглаживания)

Как видно из приведенных рисунков, использование тензорного параметра сглаживания дает более гладкое и симметричное решение, в то время как расчет SPH со скалярным параметром сглаживания приводит даже для такой небольшой скорости (252 м/с) к возникновению областей с начинающимся численным разрушением (нерегулярные несплошности в распределении частиц) и зигзагообразным структурам, которые при более высоких скоростях соударения развились бы в области с активным перемешиванием материала.

Время расчетов при использовании тензорного параметра сглаживания в обоих случаях (как с учетом собственной деформации, так и без него) по сравнению с xSPH возрастает примерно на 30-40%. Однако, при этом обеспечивается более высокая точность определения тензоров скоростей деформации и обеспечивается сохранение импульса и энергии.

«Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 16-08-00037)».

Литература

- [1] Lucy. "A numerical approach to the testing of fusion hypothesis". *Astronomical Journal* 1977; 82:1013 - 1024.
- [2] M.B. Liu, G.R. Liu Restoring particle consistency in smoothed particle hydrodynamics // *Applied Numerical Mathematics*, V.56 , Issue 1, January 2006.– P. 19–36.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ МИКРОЛИНЕЙНОГО ПЬЕЗОПРИВОДА

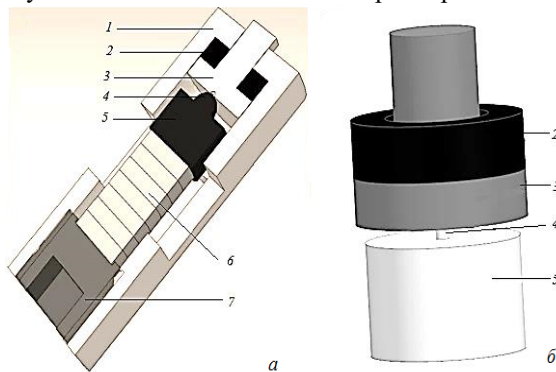
А. В. Азин, С. В. Рикконен, С. В. Пономарев, А. М. Храмцов

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: antonazin@niipmm.tsu.ru

Введение. В настоящее время становится актуальной задачей минимизации массогабаритных показателей всех элементов космической техники. Существенной альтернативой электромеханическим устройствам являются микролинейные пьезоприводы (МЛП). Замена всех приводов в космическом аппарате (КА) на МЛП является не только технической задачей, но и существенным импортозамещением в важной отрасли страны.

Для надежной работы МЛП необходимо подобрать материалы для его составляющих. Проанализировать напряженно-деформированное состояние конструкции МЛП при эксплуатационных нагрузках можно на основе численных решений.

МЛП состоит из корпуса, прижимного винта, пьезопакета, щеки с излучателем, толкателя и прокладки, конструкция МЛП представлена на рис. 1а. Для определения материалов контактных механических пар, необходимо рассмотреть только арматуру МЛП (рис. 1б) и задать соответствующие граничные и начальные условия. Материалы остальных частей либо определены (например, пьезопакет), либо могут иметь заведомо больший запас прочности по отношению к остальным составляющим, так как не участвуют в передаче полезной работы с МЛП на другие составные части КА (например, прижимной винт и корпус). Таким образом, именно в этой системе (Рис. 1б) необходимо согласовать материалы, с точки зрения акустических и механических параметров.



а) структура МЛП; б) арматура МЛП

1 – корпус, 2 – прокладка, 3 – толкатель,
4 – излучатель, 5 – щека, 6 – пьезопакет,
7 – прижимной винт

Рис. 1. Элементы МЛП

Постановка задачи. В общем случае состояние системы арматуры пьезопривода описывается системой уравнений динамической задачи теории упругости. Рассмотрим область Ω с границей S .

Необходимо найти поле перемещений $\vec{u}(x_1, x_2, x_3, t)$ как функцию пространственных координат $x = (x_1, x_2, x_3)$, изменяющихся в некоторой области Ω трехмерного евклидова пространства, и времени t . Дифференциальные уравнения движения среды получаются из уравнений статического равновесия, включая объемные силы инерции:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho F_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Связь деформаций и перемещений рассматривается в виде:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2)$$

Для моделирования механического поведения в напряженном состоянии используется закон Гука:

$$\sigma_{ij} = \lambda \theta \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (3)$$

$$\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \text{div } \vec{u},$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, $u_i, \sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$ – компоненты вектора перемещения, второго тензора напряжений Пиолы-Кирхгофа, тензора деформаций; μ, λ – параметры Ламе, ρ – плотность материала, F_i – массовые силы.

Пусть поверхность тела состоит из двух частей:

$$S = S_T + S_u,$$

Тогда граничные условия запишутся следующим образом:

$$\vec{u} = 0, x \in S_u, \quad (4)$$

$$\vec{\sigma}^{(n)} = \vec{T}(x, t), x \in S_T. \quad (5)$$

Начальные условия: при $t = 0$ поле перемещений u_0 и скоростей v_0 предполагается заданным

$$u(x, 0) = u_0(x), \quad (6)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t}(x, 0) = \vec{v}_0(x).$$

Модель математического расчета МЛП. В конструкции арматуры МЛП зоной максимальной интенсивности напряжений является контакт между излучателем и толкателем. Существуют аналитические решения контактной динамической задачи взаимодействия штампа круглой формы с упругим полупространством [1,2]. Но с помощью этих аналитических решений нет возможности получить значения интенсивности напряжений на краю зоны контакта штампа с полупространством, где будут сконцентрированы максимальные напряжения. Информация об уровне максимальных напряжений позволяет сделать точную оценку годности данного материала для этого типа конструкции. Решение данной задачи с помощью конечно-элементного анализа позволяет получить данные об уровне напряжений на краю зоны контакта между излучателем и толкателем и сделать выбор материалов для элементов арматуры МЛП.

Материал толкателя должен иметь минимальную величину активного сопротивления материала – произведения плотности материала на скорость звука в этом материале ($\rho \cdot c$). По проведенным ранее исследованиям [3,4] определено, для увеличения коэффициента полезного действия МЛП зона контакта излучателя с толкателем должна быть минимальной, что создает дополнительные требования по прочностным характеристикам выбираемых материалов для этих элементов МЛП. В таблице 1 представлены справочные данные по акустическим и механическим параметрам материалов.

Таблица 1. Характеристики материалов

Материал	$\rho \cdot c \cdot 10^6$, кг/с·м ²	Модуль упругости, Па	Коэф-т Пуассона
Пьезокера- мика	21.84	$1.21 \cdot 10^{11}$	0.36
Алюминий	13.8	$7 \cdot 10^{10}$	0.34
Сталь	39.78	$2.1 \cdot 10^{11}$	0.29
Серебро	27.3	$8 \cdot 10^{10}$	0.37
Латунь	29.9	$9.5 \cdot 10^{10}$	0.35
Железо	39.7	$2 \cdot 10^{11}$	0.29
Висмут	10.7	$3.2 \cdot 10^{10}$	0.33
Золото	33	$8.3 \cdot 10^{10}$	0.44
Олово	18.25	$3.5 \cdot 10^{10}$	0.44
Титан	18.63	$11.2 \cdot 10^{10}$	0.32
Цинк	26.27	$1.2 \cdot 10^{11}$	0.27
Оргстекло	3	$3 \cdot 10^9$	0.33
Эбонит	2.8	$2 \cdot 10^9$	0.38
Бакелит	2.06	$2 \cdot 10^9$	0.36
Тефлон	2.8	$7 \cdot 10^8$	0.4
Резина	0.066	$5 \cdot 10^6$	0.47

Разные материалы толкателя будут давать разные частотные характеристики колебательной системы. По проведенному анализу характеристик материалов для элементов МЛП выбраны: сталь, алюминий и оргстекло. Для модели арматуры МЛП приняты следующие комбинации материалов (последовательность присвоения материала элементу конструкции: щека-излучатель-толкатель, прокладка – материал резина во всех случаях): сталь-сталь-оргстекло; алюминий-алюминий-оргстекло; алюминий-алюминий-сталь; все алюминий; все сталь.

Задача является осесимметричной, поэтому рассматривается в двумерной постановке (Рис. 2).

В реальных условиях прокладка прижата толкателем и приклеена к поверхности корпуса МЛП, поэтому закрепление узлов на поверхности прокладки по всем осям целиком моделирует эту ситуацию (Рис. 2, поз.5).

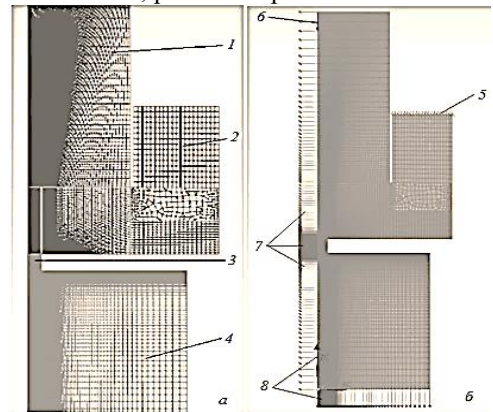
В конструкции МЛП на арматуру действуют 2 нагрузки:

– на верхнюю поверхность толкателя в направлении отрицательной оси Z действует сила пригрузки равная 1.8 Н (Рис. 2, поз.6);

– на нижнюю границу щеки в направлении оси Z действует сила, заданная функцией $F(t) = F_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t)$, где F_0 – сила, создаваемая пьезопакетом (из расчета одномерной модели $F_0 =$

1082.2 Н); f – частота, с которой работает пьезопакет; t – время (Рис. 2, поз.8).

Для учета активных сопротивлений для материалов введен параметр – коэффициент конструкционного демпфирования: сталь – 0.02; алюминий – 0.04; резина и оргстекло – 0.05.

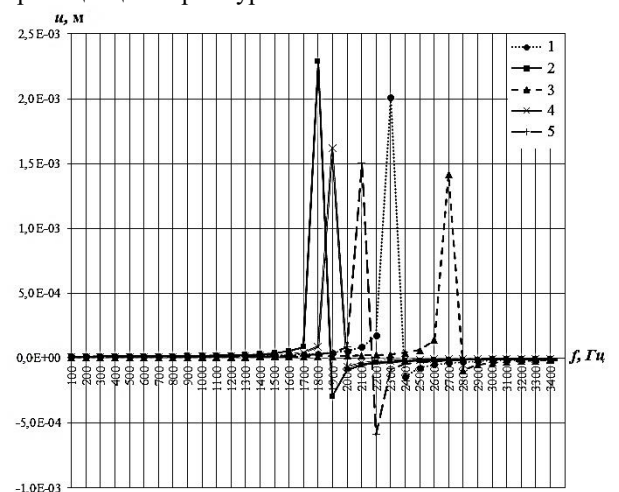


а) КЭМ арматуры; б) Нагрузки и граничные условия, накладываемые на арматуру МЛП

1 – толкатель, 2 – прокладка, 3 – излучатель, 4 – щека; 5 – закрепление прокладки, 6 – пригруз, 7 – условие симметрии, 8 – динамическая нагрузка

Рис. 2. Расчетная модель арматуры МЛП

Результаты расчета. Результаты проведенных расчетов представлены в графической форме. На рис. 3 представлена амплитудно-частотная характеристика арматуры МЛП (в расчете рассматривался диапазон частот от 0 до 15 кГц, для наглядности на графике приведен меньший диапазон, отражающий наиболее эффективные характеристики каждой комбинации материалов для арматуры МЛП). Для построения графика взят один узел на верхней границе толкателя (рис. 4) и на графике показана амплитуда перемещений этого узла в зависимости от выбранных материалов контактных механических пар (щека-излучатель-толкатель) и от частотной нагрузки на нижней границе щеки арматуры МЛП.



1 – алюминий-алюминий-оргстекло; 2 – сталь-сталь-оргстекло; 3 – все алюминий; 4 – все сталь; 5 – алюминий-алюминий-сталь

Рис. 3. Амплитуда перемещений узла верхней границы толкателя в зависимости от частоты

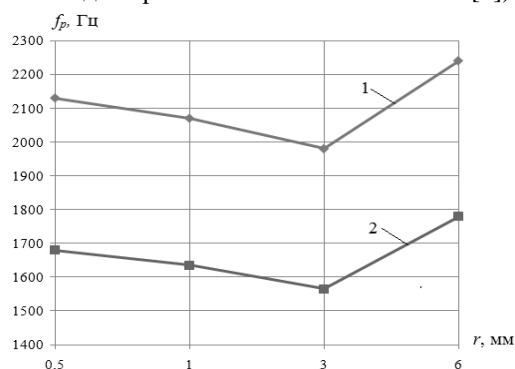


Рис. 4. Расположение узла

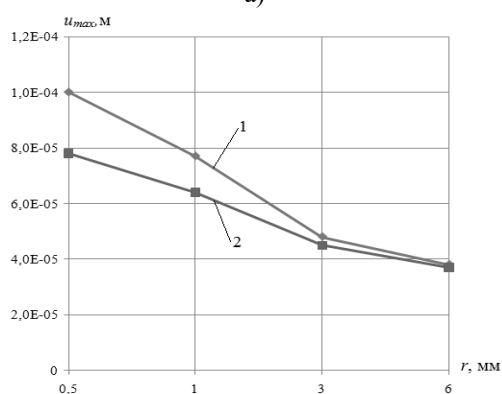
Анализируя данные по амплитуде перемещения толкателя, наиболее эффективными комбинациями материалов для арматуры МЛП являются: алюминий-алюминий-оргстекло и сталь-сталь-оргстекло. Резонансная частота для 1 комбинации материалов составляет 2291 кГц, 2 – 1850 кГц, 3 – 2680 кГц, 4 – 1880 кГц, 5 – 2098 кГц.

В конструкции арматуры МЛП зоной максимальной интенсивности напряжений является контакт между излучателем и толкателем. На величину механического напряжения в этой зоне контакта большое влияние имеет радиус излучателя.

На рис. 5 показано влияние величины радиуса излучателя на рабочую частоту и максимальное значение амплитуды перемещения толкателя (величины этих параметров ограничивались значением максимальной интенсивности напряжений в зоне контакта равным 30 МПа, предел прочности для оргстекла составляет 69 МПа [5]).



а)



б)

1 – алюминий-алюминий-оргстекло;

2 – сталь-сталь-оргстекло

а) Зависимость резонансной частоты арматуры от радиуса излучателя

б) Зависимость максимального значения амплитуды перемещения от радиуса излучателя

Рис. 5. Результаты расчета

Результаты расчета показали, что изменение радиуса излучателя на рабочую частоту оказывает незначительное влияние, при этом замечено, что при равенстве радиусов щеки и излучателя, рабочая частота резко возрастает, это явление связано с увеличением жесткости конструкции арматуры МЛП. Однако величина радиуса значительно влияет на значение амплитуды перемещения толкателя, так для 1 комбинации материалов амплитуда уменьшается в 2,5 раза, а для 2 – в 2 раза.

Выводы. В работе рассмотрена динамическая контактная задача между составляющими арматуры МЛП и сделаны следующие выводы:

Материал толкателя необходимо выбирать с минимальным волновым сопротивлением ($\rho \cdot c$).

Все элементы конструкции МЛП должны быть проверены на устойчивость к предельным циклическим нагрузкам по результатам анализа напряженно-деформированного состояния.

По оптимальным механическим и акустическим характеристикам в качестве материалов для элементов арматуры МЛП выбраны сталь, алюминий и оргстекло.

Существенное влияние на значение амплитуды перемещения толкателя МЛП имеет величина радиуса излучателя.

На основе численных решений определено, что для надежной и качественной работы приведенной конструкции МЛП необходимо для его арматуры (щека-излучатель-толкатель) выбрать материалы – сталь-сталь-оргстекло.

Данный математический подход позволяет конструктору выбрать материал каждого элемента МЛП в зависимости от его конструкции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор RFMEFI57814X0060.

Литература

1. Динамический расчет сооружений на специальные воздействия. М.: Стройиздат, 1981. 217 с.
2. Сеймов В.М. Динамические контактные задачи. Киев: Изд-во НауковаДумка, 1976. 283 с.
3. Пономарев С.В., Рикконен С.В., Азин А.В. Анализ работы пьезопривода по частотным характеристикам механоакустической колебательной системы // Изв. вузов. Физика, 2014. № 8/2, Т. 57. С. 196–202.
4. Пономарев С.В., Рикконен С.В., Азин А.В. Моделирование колебательных процессов пьезоэлектрического преобразователя // Вестник Томского государственного университета. Серия математика и механика, 2015. №2(34). С. 86–95.
5. Справочник по элементарной физике / Н.Н. Кошкин, М.Г. Ширкевич. М.: Наука. 1976. 256 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ОТКЛИКА АЛЮМИНИЯ НА ОСНОВЕ ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧНОСТИ

Е.Е. Батухтина, В.А. Романова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

634055, пр. Академический 2/4, Томск

E-mail: batuhkina10902@mail.ru

Широкое использование алюминиевых сплавов в различных отраслях современной промышленности ставит проблему предсказания поведения алюминиевых конструкций, находящихся под действием различных типов нагрузок. Для решения подобных задач эффективным дополнением экспериментальных методов являются методы численного моделирования.

Процесс численного моделирования предполагает создание структурно-механической модели, способной адекватно описывать упруго-пластический отклик материала. В современном представлении численного материаловедения деформационный отклик материала рассматривается как совокупность процессов, согласованно протекающих на разных масштабных и структурных уровнях. Согласно этому представлению поликристаллический материал является совокупностью монокристаллов с различной кристаллографической ориентацией относительно глобальной системы координат. Деформационный отклик поликристалла складывается из отклика отдельных кристаллитов и вклада межзеренных границ.

Наиболее строгий подход предполагает учет анизотропии монокристалла, обусловленной кристаллическим строением. ГЦК решетка алюминия характеризуется наличием 12 систем скольжения, образованных четырьмя плоскостями {111} с тремя направлениями скольжения <110>.

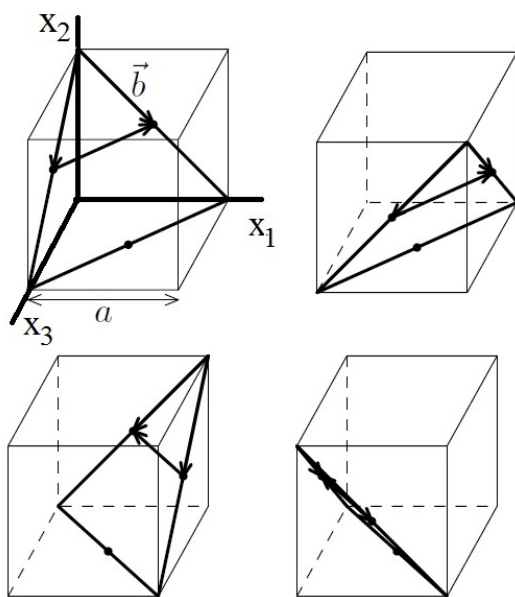


Рис. 1. Системы скольжения в ГЦК кристалле: а – параметр решетки, b – вектор Бюргерса

Упругий деформационный отклик описывается с помощью обобщенного закона Гука и определяется 12 ненулевыми константами, три из которых являются независимыми. Закон Гука записывается в следующей форме:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl} \dot{\epsilon}_{ij}^e, \quad (1)$$

где $\dot{\sigma}_{ij}$ и $\dot{\epsilon}_{ij}^e$ – компоненты тензоров напряжений и упругих деформаций, C_{ijkl} – матрица упругих модулей.

Тогда как упругая стадия деформирования материала достаточно хорошо изучена и отражена в литературе, описание и прогнозирование пластической деформации является задачей нетривиальной.

Для моделирования пластического отклика алюминия в данной работе была использована физическая теория пластичности. Эта теория базируется на законе Шмида, который предполагает включение в процесс деформации только тех систем скольжения, где сдвиговое напряжение превысило уровень критического напряжения сдвига данной системы [1].

Представив тензор полных деформаций в виде суммы упругой и пластической составляющих, обобщенный закон Гука можно записать следующим образом:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl} (\dot{\epsilon}_{kl} - \dot{\epsilon}_{kl}^p). \quad (2)$$

Тензор скоростей полной деформации:

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (U_{i,j} + U_{j,i}), \quad (3)$$

где U_i – компоненты вектора скорости.

Так как физическая теория пластичности в явном виде учитывает кристаллографическую ориентацию кристалла, тензор скоростей пластической деформации ГЦК монокристалла можно представить в виде:

$$\dot{\epsilon}_{ij}^p = \sum_{\alpha=1..12} \dot{\gamma}^{(\alpha)} \Theta_{ij}^{(\alpha)}, \quad (4)$$

$\alpha=1..12$ – номер системы скольжения, $\Theta_{ij}^{(\alpha)}$ – ориентационный тензор. Ориентационный тензор определяется совокупностью направляющих косинусов между векторами нормали к плоскости скольжения $m_i^{(\alpha)}$ и направлением скольжения $s_i^{(\alpha)}$. Он задает ориентацию системы скольжения относительно глобальной системы координат:

$$\Theta_{ij}^{(\alpha)} = \frac{1}{2} (s_i^{(\alpha)} m_j^{(\alpha)} + s_j^{(\alpha)} m_i^{(\alpha)}). \quad (5)$$

Для случая квазистатического нагружения скорость пластического сдвига можно записать в виде степенной зависимости от напряжения сдвига:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{\tau_{SR}^{(\alpha)}} \right|^V \text{sign}(\tau^{(\alpha)}), \quad (6)$$

здесь $\dot{\gamma}_0$ - начальная скорость сдвига, одинаковая для всех систем скольжения, и V - коэффициент скоростной чувствительности. Поскольку дальнейшее решение краевой задачи проводится в динамической постановке, все константы в уравнении задаются так, чтобы удовлетворить условию нечувствительности материала к скорости нагружения.

Расчеты модельного алюминия проводились методом конечных элементов с применением средств программного пакета ABAQUS/Explicit. Для реализации численных экспериментов были созданы модели монокристаллов алюминия с различной ориентацией (рис.2). Образцы подвергались одноосному сжатию. В ходе нагружения проводился анализ пластической деформации, локализованной на гранях образца.

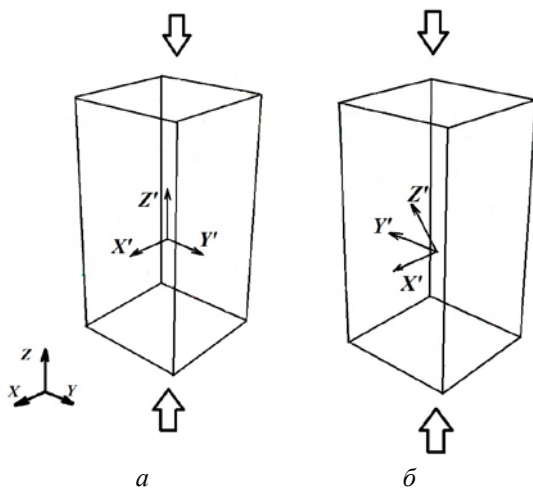


Рис. 2. Монокристаллы с ориентацией оси сжатия вдоль направления: а) [001], б) [111]

На рисунке 3 представлены распределения интенсивностей пластических деформаций монокристаллов алюминия с указанными выше ориентациями. Для первого случая характерно включение в процесс деформации 8 систем скольжения, находящихся под углом 45° к оси нагружения. В связи с этим локализация

пластической деформации происходит под тем же углом и прослеживается на всех боковых гранях образца (рис. 3а). Во втором случае локализация пластической деформации менее выражена (рис 3б). Это связано с активацией только 4 из 12 систем скольжения. Пластическая деформация равномерно распределена по боковым, верхней и нижней поверхностям. Монокристалл с такой ориентацией, в отличие от первого случая, обладает меньшим дислокационным скольжением.

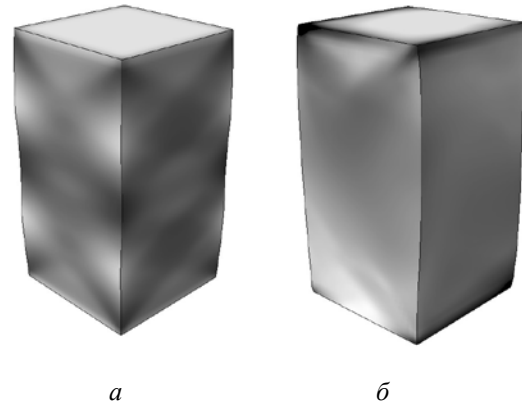


Рис. 3. Распределение интенсивностей пластических деформаций для ориентации оси сжатия вдоль направления: а) [001], б) [111]

Верификация модели проводилась сравнением с экспериментами по монокристаллам алюминия [2]. В работе показано, что кристаллографическая структура алюминия непосредственно влияет на характер локализации пластической деформации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 14-08-00277-а).

Литература

1. Jörg Schröder and Klaus Hackl, *Plasticity and Beyond: Microstructures, Crystal-Plasticity and Phase Transitions*, (Springer, Berlin, 2014), 550 p.
2. Лычагин Д.В. Организация пластической деформации монокристаллов ГЦК металлов и сплавов на разных масштабных уровнях: дис. на соискание ученой степени д-ра физ.-мат. наук. / Д.В. Лычагин. – Томск, 2005. – 472 с.

ПОИСК ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЗАДАЧЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ЗОНТИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА

А.В. Бельков, С.В. Белов, А.П. Жуков, М.С. Павлов, В.С. Пономарев, С.В. Пономарев

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина 36, корпус 10
E-mail: belovsv@niipmm.tsu.ru

В настоящее время, конструкции космических рефлекторов зонтичного типа, спроектированные с использованием стержневых, вантовых и оболочечных элементов являются одними из наиболее перспективных из-за их способности разворачиваться на большую площадь при относительно небольшой массе.

В работе рассматривается задача поиска параболической формы фронтальной сети отражающей поверхности рефлектора в состоянии равновесия, которая используется как начальное приближение в расчете напряженно-деформированного состояния (НДС) всей его конструкции.

Рефлектор с силовым каркасом состоит из восьми спиц, работающих на сжатие, растяжение и изгиб. Все спицы закреплены за ступицу и моделируются оболочечными элементами, соединительные части спиц – балочными. Ступица моделируется оболочечными и балочными элементами. Форму отражающей поверхности определяет вантовое покрытие (фронтальная сеть), которая крепится к концам спиц и соединена с тыльной сетью вантовыми оттяжками. Элементы сети моделируются прямолинейными элементами, соединенными в узлах, и работающими на растяжение.

Особенностью фронтальной сети является наличие жестких балочных элементов между двумя линиями периферийных шнуров, которые обеспечивают большую полезную площадь отражающей поверхности.

Отражающая поверхность (сетеполотно) моделируется оболочечными элементами без изгибной жесткости, которое крепится к вантовым элементам.

Схема конструкции рефлектора в целом и по частям показана на рис.1 и рис.2 соответственно.



Рис.1 Схема конструкции рефлектора в целом

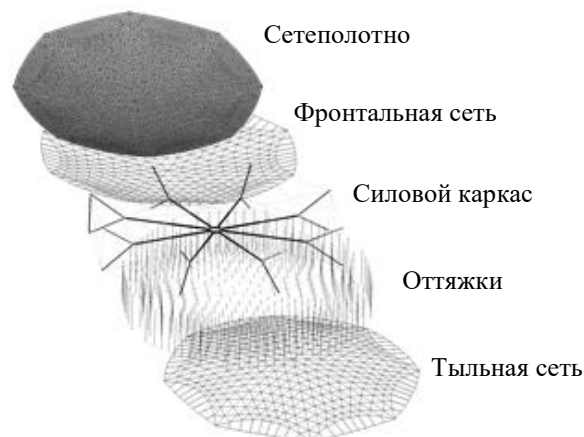


Рис.2. Схема конструкции рефлектора по частям

Задача НДС рефлектора моделируется уравнениями нелинейной теории упругости, приведенных в работе [1].

Граничными условиями являются требования запрета перемещений узлов элементов ступицы и определенные значения напряжений (натяжений) в вантовых элементах конструкции. Также задается значения натяжения сетеполотна равное 2 г/см.

Поставленная задача решалась методом конечных элементов (МКЭ) с учетом геометрической нелинейности.

Известно, что МКЭ решает нелинейное уравнение равновесия итерационным способом Ньютона - Рафсона. Однако, для любого итерационного процесса необходимо определить начальное приближение с которого начинается расчет. В качестве такого приближения предлагается использовать параболическую форму (координаты узлов) вантовых элементов фронтальной сети, находящихся в состоянии равновесия с определенными значениями натяжений, полученных из метода плотности сил, описанного в статьях [2-3].

Суть метода состоит в линеаризации уравнений равновесия для прямолинейных элементов фронтальной сети, соединенных в узлах, с помощью введения параметра плотности силы

$$q_e = \frac{T_e}{L_e}, \quad (1)$$

где T_e , L_e – значения натяжений и длин вантовых элементов соответственно. Неизвестными величинами являются координаты узлов элементов. Координаты узлов в вершинах секторов считаются известными (фиксированные узлы).

После решения системы уравнений равновесия элементов, находятся значения длин L_e и натяжений T_e по формуле (1), а также значения внешних усилий, прилагаемых в найденных узлах, необходимых для создания напряжений в вантовых оттяжках.

Примеры составления уравнений равновесия методом плотности сил для вантовых сетей и их соответствующие формы можно найти в работах [2-5].

Учет значений натяжений в элементах фронтальной сети, реализуется с помощью системы нелинейных уравнений:

$$\mathbf{g}^*(\mathbf{q}_e) = \mathbf{g}(\mathbf{x}(\mathbf{q}_e), \mathbf{y}(\mathbf{q}_e), \mathbf{z}(\mathbf{q}_e)) = \mathbf{0} \quad (2)$$

где $\mathbf{x}(\mathbf{q}_e), \mathbf{y}(\mathbf{q}_e), \mathbf{z}(\mathbf{q}_e)$ – векторы координат искомых узлов зависящих от плотностей сил элементов. Система (2) определяет разницу между найденными и требуемыми значениями натяжений.

Задача (2) сводится к нахождению значения вектора \mathbf{q}_e итерационным методом Ньютона. Задается начальное приближение \mathbf{q}_e^0 в окрестности которого ищется такое значение $\mathbf{q}_e^1 = \mathbf{q}_e^0 + \Delta \mathbf{q}$ при подстановке которого в (2) получается приближенное равенство $\mathbf{g}^*(\mathbf{q}_e^1) \approx \mathbf{0}$ с заданной точностью.

Для нахождения значения $\Delta \mathbf{q}$ система (2) линеаризуется разложением в ряд Тейлора в окрестности \mathbf{q}_e^0 , в результате чего получается система линейных уравнений:

$$\mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q} = \mathbf{r}, \quad (3)$$

где $\mathbf{G}^T = \partial \mathbf{g}^*(\mathbf{q}_e^0) / \partial \mathbf{q}$ – матрица Якоби, $\mathbf{r} = -\mathbf{g}^*(\mathbf{q}_e^0)$. Вид матрицы Якоби, соответствующий нелинейным уравнениям (2) можно найти в работе [3].

Система (3) в общем случае не определена так как количество ограничений меньше количества элементов. Среди всех решений (3) ищется то, которое имеет минимальную норму. Такое решение определяется выражением:

$$\Delta \mathbf{q} = \mathbf{G}(\mathbf{G}^T \mathbf{G})^{-1} \mathbf{r} \quad (4)$$

По найденному значению \mathbf{q}_e определяются координаты $\mathbf{x}(\mathbf{q}_e), \mathbf{y}(\mathbf{q}_e), \mathbf{z}(\mathbf{q}_e)$ по которым находятся величины длин и натяжений элементов с помощью (1).

После того как из метода плотности сил найдены координаты узлов элементов, величины натяжений и внешние усилия в узлах, строится конечно-элементная модель (КЭМ) фронтальной сети и производится расчет поля перемещений узлов фронтальной и тыльной сетей с целью проверки достоверности полученных результатов.

На рис. 3 (а-б) представлена численно найденная параболическая офсетная форма фронтальной сети.

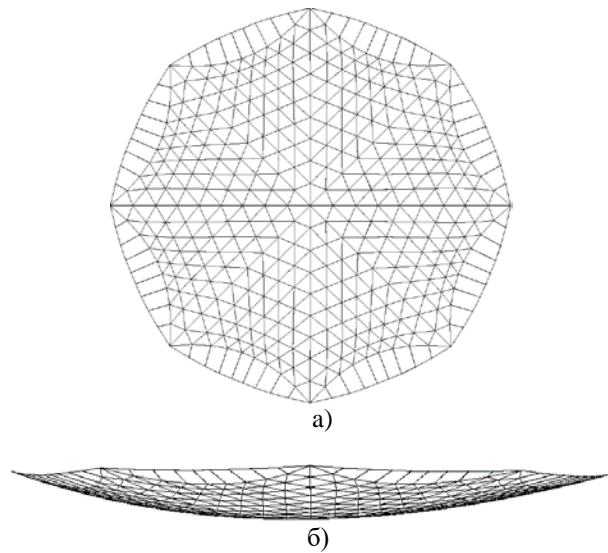


Рис.3 КЭМ найденной формы фронтальной сети
а) вид сверху, б) вид сбоку

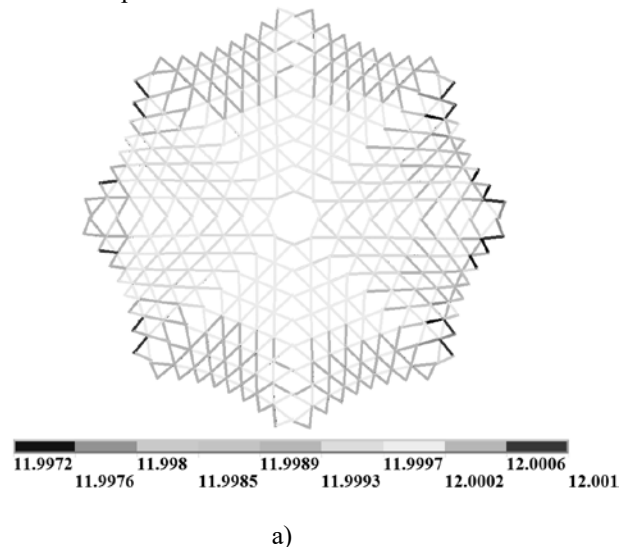
В таблице 1 представлены геометрическими параметрами найденной формы фронтальной сети.

Таблица 1. Геометрические параметры параболической фронтальной сети

Геометрические параметры	Значения, м
Фокусное расстояние	32
Диаметр вырезающего цилиндра	40
Клиренс	8

Способ построения офсетного параболоида с приведенными параметрами можно найти в статье [2].

На рис. 4 (а-в) представлены значения натяжений в некоторых элементах фронтальной сети в состоянии равновесия



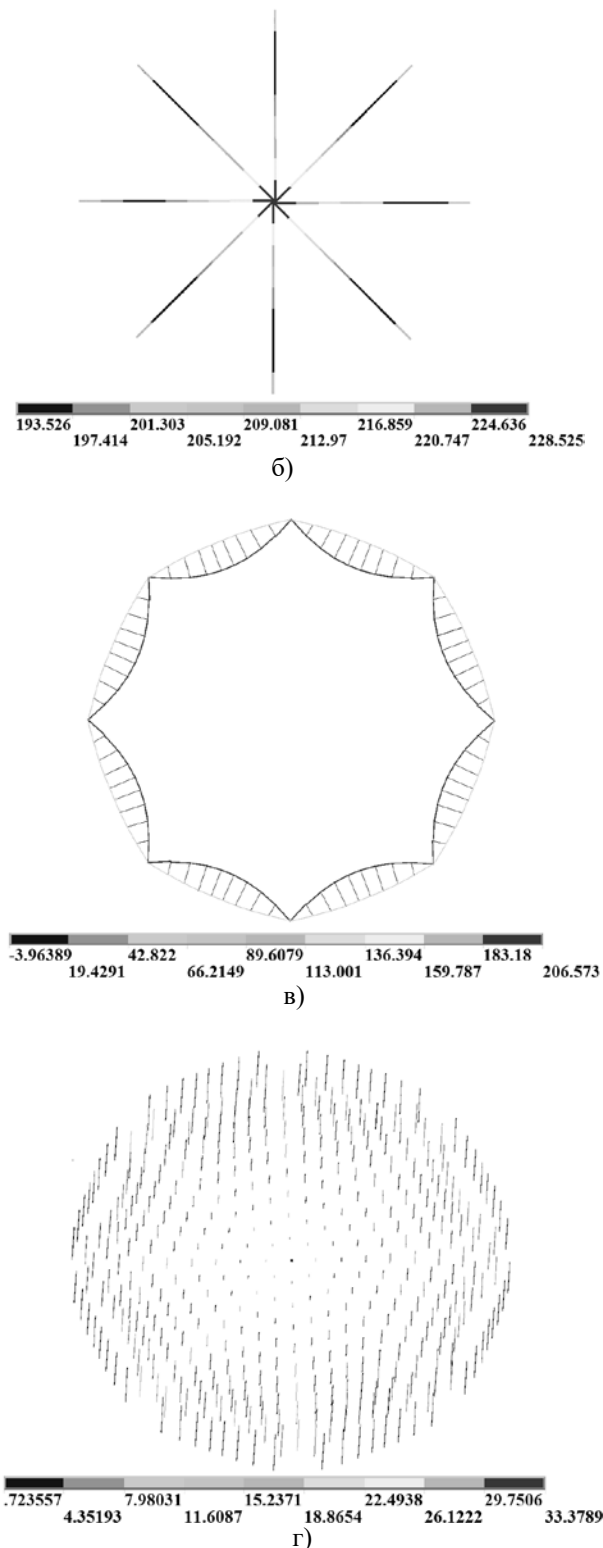


Рис. 4 Значения натяжений элементов фронтальной (тыльной) сетей, рассчитанные методом плотности сил, Н

Из рис. 4а видно, что требуемое значение натяжений для внутренних элементов секторов фронтальной сети составляет 12Н.

На рис. 5 показано поле перемещений узлов фронтальной сети при значениях натяжений, указанных выше. Максимальное значение перемещения составило $0.122 \cdot 10^{-6}$ м, что свидетельствует о состоянии равновесия элементов сети и высокой точности приближения к параболической форме в узлах сети.

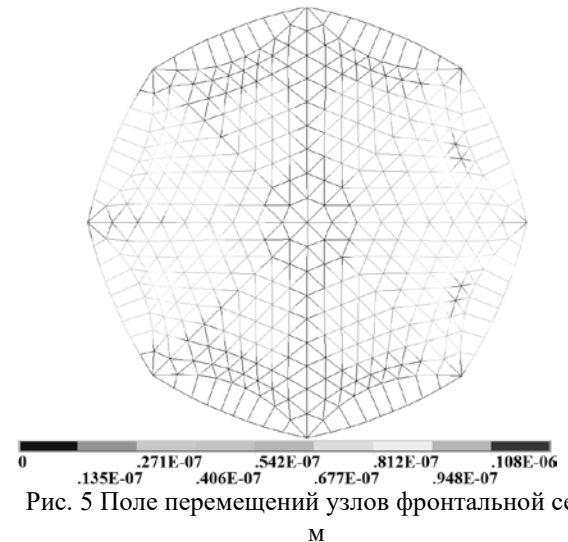


Рис. 5 Поле перемещений узлов фронтальной сети, м

Выводы

Найденная форма фронтальной (тыльной) сети с определенными значениями натяжений ее элементов используется в качестве граничных условий для расчета НДС рефлектора в целом. Полученные результаты позволяют получить начальное приближение узлов (в состоянии равновесия) фронтальной сети к параболической форме с заданной точностью обеспечивая более высокую скорость вычислительного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Ponomarev, A. Zhukov, A. Belkov, V. Ponomarev, S. Belov, M. Pavlov. Stress-strain state simulation of large-sized cable-stayed shell structures. // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 2015, Vol. 71, 012070 doi:10.1088/1757-899X/71/1/012070
2. Morterolle S., Maurin B., Quirant J. and Dupuy C., Numerical form-finding of geotensoid tension truss for mesh reflector // Acta Astronaut. 2012. Vol. 76, P. 154-163
3. Schek, H. The force density method for form finding and computation of general networks // Comput. Method. Appl. Mech. Eng. 1974 .Vol. 3, P. 115–134 .
4. W.J.Lewis .Tension Structures. Form and Behaviour.. /Thomas Telford. 2003 P. 51-57
5. M. Quagliaroli and P.G. Malerba Flexible decks suspended by cable nets. 2013. A constrained form finding approach // Int. J. Solids Struct. Vol.50., P. 2340–2352

ПРЯМОУГОЛЬНИК С РЕБРАМИ ЖЕСТКОСТИ. ПРИМЕРЫ ТОЧНЫХ РЕШЕНИЙ КРАЕВЫХ ЗАДАЧ ТЕОРИИ УПРУГОСТИ

Ворокова М. Н.

ФГБОУ ВПО «Чувашский государственный педагогический университет им. И. Я. Яковлева»

428000, г. Чебоксары, ул. К. Маркса, д. 38

maria.vorokova@gmail.com

Резюме. Рассматривается прямоугольник $\{ |x| \leq d, |y| \leq 1 \}$, у которого продольные стороны $y = \pm d$ подкреплены ребрами жесткости, работающими только на растяжение-сжатие. Деформация прямоугольника четно-симметрична относительно горизонтальной оси. По отношению к вертикальной линии симметрии она может быть как четно-симметричной, так и нечетно-симметричной. Решение представляется в виде рядов по так называемым функциям Фадля-Папковича (однородным решениям), к разложениям по которым сводится решение краевой задачи для бигармонического уравнения методом разделения переменных. Базисные свойства систем функций Фадля-Папковича исследовались ранее в работе [1]. На торцах прямоугольника приложены нормальная и касательная нагрузки, в том числе сосредоточенные силы, действующие вдоль ребер на их концах. Приведены численные результаты, иллюстрирующие влияние относительной жесткости ребра на распределение напряжений и перемещений в прямоугольнике.

Приближенным решениям рассматриваемой задачи всегда уделялось первостепенное значение. Обширный обзор расчетных схем, методов решений, используемых при этом допущений можно найти в книгах [2-6].

Ключевые слова: прямоугольник; ребра жесткости; точное решение; функции Фадля-Папковича.

1. Постановка задачи. Граничные условия на сторонах $y = \pm 1$ складываются из известного условия контакта ребра и пластины [7], к которому добавим условие отсутствия внешних нормальных напряжений:

$$D \frac{d^2 U(x, \pm 1)}{dx^2} - \tau_{xy}(x, \pm 1) = 0, \quad \sigma_y(x, \pm 1) = 0. \quad (1.1)$$

На поперечных сторонах (торцах) прямоугольника $x = \pm d$ могут быть заданы нормальные и касательные напряжения

$$\sigma_x(\pm d, y) = \sigma(y), \quad \tau_{xy}(\pm d, y) = \tau(y). \quad (1.2)$$

По симметрии задачи функции $\sigma(y)$ – четна, а $\tau(y)$ – нечетна. Кроме того, к концам ребер жесткости могут быть приложены растягивающие (сжимающие) силы. В формуле (1.1) $D = E_1 f / Gt$, где E_1 – модуль упругости ребра, f – площадь его поперечного сечения, G – модуль сдвига пластины, t – толщина пластины; $U(x, y) = Gu(x, y)$ – умноженное на G продольное перемещение в

пластине. Коэффициент Пуассона ν одинаков для ребра и пластины.

Для построения решения краевой задачи воспользуемся методом начальных функций [7],

Удовлетворяя граничным условиям (1.1), получим трансцендентное характеристическое уравнение

$$L(\lambda) = \lambda^2 \left[D \cos^2 \lambda + (1 + \nu) \left(1 + \frac{\sin 2\lambda}{2\lambda} \right) \right] = 0,$$

которое имеет два нулевых корня и бесконечное множество комплексных корней

$\{ \pm \lambda_k, \pm \bar{\lambda}_k \}_{k=1}^{\infty} = \Lambda$. Приведем в качестве иллюстрации выражения для напряжений:

$$\sigma_x(x, y) = 2(1 + \nu)C_1 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k s_x(\lambda_k, y) \operatorname{ch} \lambda_k x + \overline{a_k s_x(\bar{\lambda}_k, y) \operatorname{ch} \bar{\lambda}_k x},$$

$$\sigma_y(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k s_y(\lambda_k, y) \operatorname{ch} \lambda_k x + \overline{a_k s_y(\bar{\lambda}_k, y) \operatorname{ch} \bar{\lambda}_k x},$$

$$\tau_{xy}(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k t_{xy}(\lambda_k, y) \operatorname{sh} \lambda_k x + \overline{a_k t_{xy}(\bar{\lambda}_k, y) \operatorname{sh} \bar{\lambda}_k x}.$$

Здесь C_1 , a_k , \bar{a}_k – неизвестные коэффициенты разложений, которые определяются из условий на торцах прямоугольника.

Входящие сюда функции Фадля-Папковича $s_x(\lambda_k, y)$, $s_y(\lambda_k, y)$, $t_{xy}(\lambda_k, y)$ получаются из порождающих [8,12] функций

$$s_x(\lambda, y) = (\nu + 1)\lambda \left[(2 \cos \lambda + \lambda \sin \lambda) \cos \lambda y - \lambda y \cos \lambda \sin \lambda y \right],$$

$$s_y(\lambda, y) = -(\nu + 1)\lambda^2 \left[\sin \lambda \cos \lambda y - y \cos \lambda \sin \lambda y \right],$$

$$t_{xy}(\lambda, y) = -(\nu + 1)\lambda \left[\lambda y \cos \lambda \cos \lambda y + (\cos \lambda + \lambda \sin \lambda) \sin \lambda y \right]$$

заменой параметра λ на λ_k .

2. Четно-симметричная деформация прямоугольника относительно вертикальной оси

Будем считать, что элементарное решение, отвечающее постоянной C_1 , известно, и примем вначале $C_1 = 0$. Удовлетворяя граничным условиям

на торцах прямоугольника (1.2), приходим к задаче определения коэффициентов a_k из разложений:

$$\begin{cases} \sigma(y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k s_x(\lambda_k, y) \operatorname{ch} \lambda_k d + \overline{a_k} s_x(\overline{\lambda_k}, y) \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d; \\ \tau(y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k t_{xy}(\lambda_k, y) \operatorname{sh} \lambda_k d + \overline{a_k} t_{xy}(\overline{\lambda_k}, y) \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d. \end{cases} \quad (2.1)$$

Окончательные формулы для перемещений и напряжений в прямоугольнике в случае четно-симметричной деформации относительно центральных осей, независимо от вида однородных граничных условий на его продольных сторонах, были даны в работах [9, 10]. Приведем формулы только для напряжений:

1) на торцах прямоугольника $x = \pm d$ заданы только нормальные напряжения $\sigma_x(\pm d, y) = \sigma(y)$, а касательные $\tau_{xy}(\pm d, y) = 0$:

$$\begin{aligned} \sigma_x(x, y) &= 2(1 + \nu)C_1 + \\ &+ \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{s_x(\lambda_k, y)}{M_k} \frac{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}, \\ \sigma_y(x, y) &= \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{s_y(\lambda_k, y)}{M_k \lambda_k^2} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k^2 \overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}, \\ \tau_{xy}(x, y) &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, y)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}; \end{aligned} \quad (2.2)$$

2) на торцах прямоугольника $x = \pm d$ заданы только касательные напряжения $\tau_{xy}(\pm d, y) = \tau(y)$, а нормальные $\sigma_x(\pm d, y) = 0$:

$$\begin{aligned} \sigma_x(x, y) &= 2(1 + \nu)C_1 - \\ &- \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{s_x(\lambda_k, y)}{M_k} \frac{\operatorname{Im}(\operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}, \\ \sigma_y(x, y) &= \\ &= - \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{s_y(\lambda_k, y)}{\lambda_k^2 M_k} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k^2 \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}, \\ \tau_{xy}(x, y) &= \\ &= - \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, y)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d)} \right\}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $M_k = L'(\lambda_k) / 2\lambda_k^2$, где $L'(\lambda)$ – производная функции $L(\lambda)$. Числа σ_k , τ_k (коэффициенты Лагранжа [11] соответствующих раскладываемых функций) определяются по формулам

$$\sigma_k = \int_{-1}^1 \sigma(y) x_k(y) dy, \quad \tau_k = \int_{-1}^1 \tau(y) t_k(y) dy,$$

в которых функции

$$x_k(y) = \frac{1}{2\lambda_k^2} \left(\frac{\cos \lambda_k y}{\cos \lambda_k} - 1 \right), \quad t_k(y) = -\frac{\sin \lambda_k y}{2\lambda_k \cos \lambda_k}.$$

Они были получены в статье [1].

Выражения для силы в ребре имеют вид:

- при заданных на торцах прямоугольника нормальных напряжениях

$$P(x) = \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, 1)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}\{\overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d (\operatorname{ch} \lambda_k x - \operatorname{ch} \lambda_k d)\}}{\operatorname{Im}\{\lambda_k \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d\}} \right\} + C;$$

- при заданных на торцах прямоугольника касательных нагрузках

$$P(x) = \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, 1)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}\{\operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d (\operatorname{ch} \lambda_k x - \operatorname{ch} \lambda_k d)\}}{\operatorname{Im}\{\lambda_k \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k d\}} \right\} + C.$$

В дальнейшем будем считать, что $t = 1$.

Пример 1. К торцам прямоугольника приложены постоянные напряжения

$$\sigma(y) = -1, \quad (2.6)$$

а к концам ребер жесткости – действующие вдоль ребер, уравнивающие эти напряжения сосредоточенные силы $P(d) = 1$. В этом случае $C = P(d) = 1$, а

$$\sigma_k = -\frac{1}{\lambda_k^2} \left(\frac{\sin \lambda_k}{\lambda_k \cos \lambda_k} - 1 \right). \quad (2.7)$$

Добавим к полученному решению элементарное решение, снимающее нормальные напряжения (2.6) на торцах, приняв в формулах (2.2) $C_1 = 1 / 2(1 + \nu)$.

В результате получим решение для прямоугольника, описываемое формулами (2.2), у которого к концам ребер жесткости приложены одинаковые растягивающие силы, равные 1.

Пример 2. Пусть на торцах прямоугольника задана только касательная нагрузка, обращающаяся в нуль на концах отрезка $[-1, 1]$,

$$\tau(y) = y(y^2 - 1).$$

Тогда решение задачи дается формулами (2.3), где числа

$$\tau_k = -\frac{2(\lambda_k^2 \sin \lambda_k - 3(\sin \lambda_k - \lambda_k \cos \lambda_k))}{\lambda_k^5 \cos \lambda_k}. \quad (2.8)$$

3. **Нечетно-симметричная деформация прямоугольника относительно вертикальной оси**
В этом случае на торцах прямоугольника имеем:

$$\begin{cases} \sigma(y) = 2(1 + \nu)C_1 + \sum_{k=1}^{\infty} a_k s_x(\lambda_k, y) \operatorname{sh} \lambda_k d + \\ \quad + \overline{a_k} s_x(\overline{\lambda_k}, y) \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d, \\ \tau(y) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k t_{xy}(\lambda_k, y) \operatorname{ch} \lambda_k d + \overline{a_k} t_{xy}(\overline{\lambda_k}, y) \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d, \end{cases}$$

где $\sigma(y)$ – четна, а $\tau(y)$ – нечетна. Окончательное решение рассматриваемой краевой задачи таково (формулы для напряжений):

1) на торцах прямоугольника $x = \pm d$ заданы нормальные самоуравновешенные напряжения $\sigma_x(\pm d, y) = \sigma(y)$, а касательные $\tau_{xy}(\pm d, y) = 0$:

(2.5)

$$\begin{aligned}\sigma_x(x, y) &= 2(1 + \nu)C_1 + \\ &+ \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{s_x(\lambda_k, y)}{M_k} \frac{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\}, \\ \sigma_y(x, y) &= \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{s_y(\lambda_k, y)}{M_k \lambda_k^2} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k^2 \overline{\lambda_k} \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\}, \\ \tau_{xy}(x, y) &= \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, y)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k \overline{\lambda_k} \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\},\end{aligned}$$

2) на торцах прямоугольника $x = \pm d$ заданы касательные напряжения $\tau_{xy}(\pm d, y) = \tau(y)$, а нормальные $\sigma_x(\pm d, y) = 0$:

$$\begin{aligned}\sigma_x(x, y) &= 2(1 + \nu)C_1 - \\ &- \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{s_x(\lambda_k, y)}{M_k} \frac{\operatorname{Im}(\operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\overline{\lambda_k} \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\}, \\ \sigma_y(x, y) &= \\ &= - \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{s_y(\lambda_k, y)}{\lambda_k^2 M_k} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k^2 \overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\}, \quad (3.1) \\ \tau_{xy}(x, y) &= \\ &= - \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, y)}{\lambda_k M_k} \frac{\operatorname{Im}(\lambda_k \overline{\lambda_k} \operatorname{sh} \overline{\lambda_k} d \operatorname{ch} \lambda_k x)}{\operatorname{Im}(\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d)} \right\}.\end{aligned}$$

Как и в четно-симметричной относительно вертикальной оси задаче, числа σ_k и τ_k определяются по формулам (2.4).

Формулы для силы в ребре при заданных на торцах прямоугольника нормальных напряжениях имеют вид:

$$\begin{aligned}P(x) &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \sigma_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, 1)}{\lambda_k M_k} \cdot \right. \\ &\cdot \left. \frac{\operatorname{Im}\{\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d (\operatorname{sh} \lambda_k x - \operatorname{sh} \lambda_k d)\}}{\operatorname{Im}\{\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d\}} \right\} + C,\end{aligned}$$

а при заданных на торцах прямоугольника касательных нагрузках:

$$\begin{aligned}P(x) &= \sum_{k=1}^{\infty} 2 \operatorname{Re} \left\{ \tau_k \frac{t_{xy}(\lambda_k, 1)}{\lambda_k M_k} \cdot \right. \\ &\cdot \left. \frac{\operatorname{Im}\{\operatorname{sh} \lambda_k d (\operatorname{sh} \lambda_k x - \operatorname{sh} \lambda_k d)\}}{\operatorname{Im}\{\lambda_k \operatorname{ch} \overline{\lambda_k} d \operatorname{sh} \lambda_k d\}} \right\} + C.\end{aligned}$$

Пример 3. Рассмотрим тот случай, когда касательная нагрузка $\tau(y) = y(y^2 - 1)$ приложена только к правому торцу прямоугольника, а левый – не нагружен. Решение этой задачи получается по принципу суперпозиции, как полусумма решений (2.3) и (3.1) с коэффициентами (2.8).

Заключение. Получены простые, удобные в инженерных приложениях формулы, описывающие напряженно-деформированное (2.9) состояние прямоугольника, две противоположные стороны которого подкреплены ребрами жесткости, работающими на растяжение-сжатие. На поперечных сторонах прямоугольника приложены нормальные и касательные напряжения, в том числе, сосредоточенные силы, действующие вдоль ребер. Рассмотрена только четно-симметричная деформация относительно продольной оси x . Относительно оси y рассмотрены случаи, как четно-симметричной, так и нечетно-симметричной деформаций. Собственные числа краевой задачи, зависящие от соотношения жесткостей ребра и пластины, определялись в MAPLE.

Литература

1. Лапикова Е.С., Юринкина М.Н., Кержаев А.П., Никитин А.В. Полуполоса с продольными ребрами жесткости, работающими на растяжение-сжатие. Разложения Лагранжа // Вестник Чувашского государственного педагогического университета им. И. Я. Яковлева. Серия: Механика предельного состояния. – 2013. – № 4 (18). – С.86-103.
2. Григолюк Э.И., Толкачев В.М. Контактные задачи теории пластин и оболочек. – М.: Машиностроение, 1980. – 416 с.
3. Попов Г.Я. Концентрация упругих напряжений возле штампов, разрезов, тонких включений и подкреплений. – М.: Наука, 1982. – 344 с.
4. Александров В.М., Мхитарян С.М. Контактные задачи для тел с тонкими покрытиями и прослойками. – М.: Наука, 1983. – 487 с.
5. Александров В.М., Коваленко Е.В. Задачи механики сплошных сред со смешанными граничными условиями. – М.: Наука, 1986. – 334 с.
6. Развитие теории контактных задач в СССР. – М.: Наука, 1976. – 493 с.
7. Власов В.В. Метод начальных функций в задачах теории упругости и строительной механики. – М.: Стройиздат, 1975. – 224 с.
8. Ибрагимов И.И. Методы интерполяции функций и некоторые их применения. – М.: Наука, 1971. – 518 с.
9. Коваленко М.Д., Меньшова И.В., Шуляковская Т.Д. Разложения по функциям Фадля-Папковича. Примеры решений в полуполосе // Изв. РАН. Механика твердого тела. – 2013. – № 5. – С.136-158.
10. Коваленко М.Д., Меньшова И.В. Аналитические решения двумерных краевых задач теории упругости в конечных областях с угловыми точками границы. – Чебоксары: изд-во Чуваш. гос. пед. ун-та, 2014. – 123 с.
11. Коваленко М.Д. Разложения Лагранжа и нетривиальные представления нуля по однородным решениям // Доклады Академии наук. 1997. Т. 352, № 4. С. 480-482.
12. Ворокова М.Н., Меньшова И.В. Примеры точных решений краевых задач теории упругости в прямоугольнике с ребрами жесткости // Всероссийский научный журнал. Механика композиционных материалов и конструкций. – 2016. (Принято к печати)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧИ ОБ ИЗГИБЕ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛАСТИНЫ

И. Б. Бадриев¹, Г. З. Гарипова², М. В. Макаров², В. Н. Паймушин²

¹Казанский (Приволжский) Федеральный университет
420008, Казань, Кремлевская, 18

²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева–КАИ
420111, Казань, К.Маркса, 10

E-mail: ildar.badriev@kpfu.ru, gulnazgarif@gmail.com, makarovmaksim@mail.ru, vpajmushin@mail.ru

Многослойные конструкции весьма широко распространены в технике. Применение таких конструкций диктуется стремлением сочетать легкость с достаточной прочностью и жесткостью. Примером могут служить трехслойные пластины и оболочки с мягким заполнителем, применяемые в инженерных сооружениях, в строительстве, машиностроении, судостроении, в авиационной промышленности и ракетной технике [1–5]. Трехслойная конструкция представляет собой систему, которая состоит из двух внешних сравнительно тонких слоев и среднего, более толстого слоя. Внешние слои называются несущими, а внутренний слой – заполнителем. Внешние слои изготавливаются из более прочных материалов (стали, сплавов легких материалов, дерева, пластмасс и др.). Внутренний слой – заполнитель – изготавливают из относительно малопрочных материалов с малой плотностью (из пробки, резины, древесины, пластмассы, вспененного полимерного материала, а также из легкого металла в форме сот, перемычек, гофрировки или другой конструкции). Нормальные напряжения при изгибе воспринимаются в основном несущими слоями, заполнитель выполняет роль связей между этими слоями и работает в основном на сдвиг. Настоящая работа посвящена исследованию задачи об изгибе трехслойной пластины с трансверсально-мягким заполнителем для физически нелинейного случая, соответствующего упруго-пластической модели для заполнителя, в одномерной по пространственным координатам постановке. Математическая модель данной задачи была построена в [6–8], обобщенная постановка сформулирована в виде задачи об отыскании седловой точки некоторого функционала, исследована корректность обобщенной постановки и предложен итерационный метод для ее численной реализации. Разработан комплекс программ для реализации итерационного метода. Проведены численные эксперименты и проведен их анализ. Физически линейные и геометрически нелинейные задачи об изгибе трехслойных пластин изучались в работах [9–12].

Пусть a – длина пластины, $2h$, $2h_{(k)}$ – толщины заполнителя и k -го несущего слоя (всюду в дальнейшем предполагаем, что $k = 1, 2$), $X_{(k)}^1$, $X_{(k)}^3$ – компоненты поверхностной нагрузки, приведенной к срединной поверхности k -го слоя, $M_{(k)}^1$ – поверхностный момент внешних сил, приведенный

к срединной поверхности k -го слоя, $w^{(k)}$ и $u^{(k)}$ – прогибы и осевые перемещения точек срединной поверхности k -го слоя, $T_{(k)}^{11}$, $M_{(k)}^{11}$ – мембранные усилия и внутренние изгибающие моменты в k -м слое соответственно, $H_{(k)} = h + h_{(k)}$. Считаем края пластины закрепленными, так что при $x = 0$, $x = a$ выполнены условия $u^{(k)}(x) = 0$, $w^{(k)}(x) = 0$, $d w^{(k)}(x) / dx = 0$. Рассматривается геометрически линейная постановка: $M_{(k)}^{11} = -D_{(k)} d^2 w^{(k)} / dx^2$, $T_{(k)}^{11} = B_{(k)} d u^{(k)} / dx$, $B_{(k)} = 2h_{(k)} E^{(k)} / (1 - \nu_{12}^{(k)} \nu_{21}^{(k)})$ – жесткость k -го слоя на растяжение–сжатие, $E^{(k)}$ и $\nu_{12}^{(k)}$, $\nu_{21}^{(k)}$ – модуль упругости первого рода и коэффициенты Пуассона материала k -го слоя, $D_{(k)} = B_{(k)} h_{(k)}^2 / 3$ – изгибная жесткость k -го слоя.

Пусть q^1 – контактные реактивные усилия взаимодействия (касательные напряжения в заполнителе), постоянные по его толщине, удовлетворяющие граничным условиям $q^1(0) = q^1(a) = 0$, $U = (w^{(1)}, w^{(2)}, u^{(1)}, u^{(2)})$ – вектор перемещений точек срединных поверхностей несущих слоев. В соответствии с [13, 14] рассмотрим функционал $L = P - A - A_q$, $P(U, q^1) =$

$$= \frac{1}{2} \int_0^a \left\{ \sum_{k=1}^2 \left[B_{(k)} \left(\frac{du^{(k)}}{dx} \right)^2 + D_{(k)} \left(\frac{d^2 w^{(k)}}{dx^2} \right)^2 \right] + c_1 (q^1)^2 + c_2 (d q^1 / dx)^2 + c_3 (w^{(2)} - w^{(1)})^2 \right\} dx$$
 – потенциальная энергия деформации, $c_1 = 2h / G_{13}$, $c_2 = h^3 / (3 E_3)$, $c_3 = E_3 / (2h)$, G_{13} и E_3 – модули поперечного сдвига и обжатия заполнителя, $A(U) =$

$$= \int_0^a \sum_{k=1}^2 [X_{(k)}^1 u^{(k)} + X_{(k)}^3 w^{(k)} + M_{(k)}^1 d w^{(k)} / dx] dx$$
 есть

работа внешних сил и моментов, $A_q(U, q^1) =$

$$= \int_0^a \left[(u^{(1)} - u^{(2)}) - \sum_{k=1}^2 H_{(k)} \frac{dw^{(k)}}{dx} + c_1 q^1 - c_2 \frac{d^2 q^1}{dx^2} \right] q^1 dx$$

есть работа неизвестных контактных касательных напряжений на соответствующих перемещениях.

Считая, что зависимость между касательным напряжением и деформацией поперечного сдвига соответствует идеальной упруго-пластической модели, задачу рассмотрим при ограничении

$|q^1| \leq q_*^1$, где q_*^1 – заданное предельное значение напряжения в заполнителе. Это условие означает недопущение разрушения конструкции и соответствует физической нелинейности. h

Преобразуем функционал L . Пусть $\Phi_0(U) =$

$$= \frac{1}{2} \int_0^a \left\{ \sum_{k=1}^2 [B_{(k)} (du^{(k)} / dx)^2 + D_{(k)} (d^2 w^{(k)} / dx^2)^2] + c_3 (w^{(2)} - w^{(1)})^2 \right\} dx - A(U), \Phi_1(U, q^1) = \int_0^a [(u^{(1)} - u^{(2)}) -$$

$$- \sum_{k=1}^2 H_{(k)} dw^{(k)} / dx] q^1 dx, \Phi_2(q^1) = \frac{1}{2} \int_0^a [c_1 (q^1)^2 + c_2 (d q^1 / dx)^2] dx. \text{ Тогда с учетом граничных}$$

условий имеем, что $L(U, q^1) = \Phi_0(U) - \Phi_1(U, q^1) - \Phi_2(q^1)$. Обозначим $V = V_2 \times V_2 \times V_1 \times V_1$, где $V_m = W_2^{(m)}(0, a)$ – пространство Соболева со

скалярным произведением $(u, \eta) = \int_0^a u'(x) \eta'(x) dx$ при

$m=1$ и $(u, \eta) = \int_0^a u''(x) \eta''(x) dx$ при $m=2$. Положим

$K = \{y \in V_1 : |y(x)| \leq q_*^1, 0 \leq x \leq a\}$. Под решением задачи понимаем вектор-функцию $(\hat{U}, \hat{q}^1) \in V \times K$, являющуюся решением седловой задачи

$$L(\hat{U}, \hat{q}^1) = \inf_{U \in V} \sup_{q^1 \in K} L(U, q^1). \quad (1)$$

В [6, 7] была доказана

Теорема 1. Задача (1) имеет единственное решение.

Кроме того, установлено, что справедливы следующие результаты.

Лемма 1. Функционал Φ_0 дифференцируем по Гато, его градиент Φ'_0 является сильно монотонным оператором с постоянной $\alpha > 0$, зависящей от входных параметров задачи.

Лемма 2. Функционал Φ_1 линейен и непрерывен по обоим аргументам. Оператор $C: V \rightarrow V_1$, определяемый по формуле $(CU, q^1) = \Phi_1(U, q^1)$ для всех $U \in V$, $q^1 \in V_1$, липшиц-непрерывен с постоянной $\gamma > 0$, зависящей от входных параметров задачи.

Для решения задачи (1) рассмотрим следующий итерационный процесс [15–20]. Пусть $q_0^1 \in K$ – произвольный элемент. Для $n = 0, 1, \dots$ найдем U_n как решение линейной задачи теории упругости $\Phi'_0(U_n) + C^* q_n^1 = 0$, $C^*: V_1 \rightarrow V$ – сопряженный к C^* оператор.

Полагаем затем $q_{n+1}^1 = P_K(q_n^1 - \tau(q_n^1 - CU_n))$, где P_K – оператор проектирования на выпуклое

замкнутое множество K , $\tau > 0$ – итерационный параметр. Таким образом, каждый шаг метода сводится к решению линейной задачи теории упругости и нахождению проекции на выпуклое, замкнутое множество K .

Теорема 2. Пусть $0 < \tau < 2\alpha / (2\alpha + \gamma)$. Тогда $\{U_n\}_{n=0}^{+\infty}$ сходится сильно к \hat{U} при $n \rightarrow +\infty$.

Предложенные методы решения задачи были реализованы численно. Был разработан комплекс программ в среде Matlab, проведены расчеты для модельных задач. В качестве иллюстраций на рисунке приведены графики изменения функций q^1 по длине пластины с неподвижно защемленными в торцевых сечениях внешними слоями. Считается, что пластина подвержена действию равномерно распределенной поперечной нагрузки, приложенной к первому слою. Штриховая линия соответствует идеальной упругой модели, а сплошная – идеальной упруго-пластической модели заполнителя.

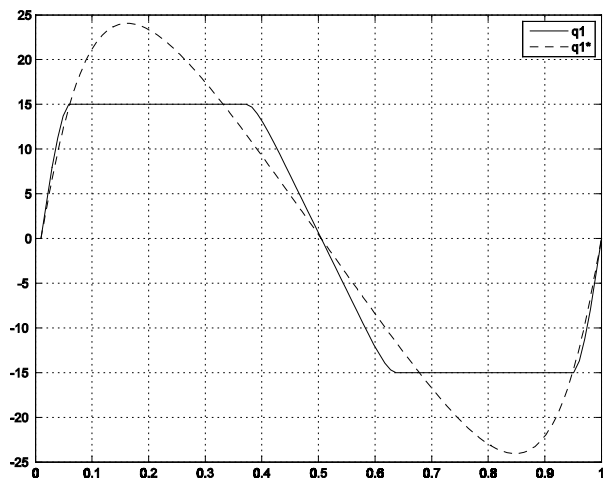


Рис. 1. Касательные напряжения в заполнителе
Работа поддержана РФФИ (проекты 16-38-00788, 16-08-00316, 15-38-21099)

Литература

1. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. О взаимодействии композитной пластины, имеющей вибропоглощающее покрытие, с падающей звуковой волной // Известия высших учебных заведений. Математика. 2015. № 3. С. 75-82.
2. Болотин В.В., Новичков Ю.Н. Механика многослойных конструкций // М.: Машиностроение, 1980. 375 с.
3. Васильев В.В. Механика конструкций из композиционных материалов. М: Машиностроение, 1988. 272 с.
4. Paimushin V.N., Polyakova N.V. The consistent equations of the theory of plane curvilinear rods for finite displacements and linearized problems of stability // Journal of Applied Mathematics and Mechanics. – 2009. V. 73, № 2. С. 220–236.
5. Паймушин В.Н., Шалашилин В.И. О геометрически нелинейных уравнениях теории безмоментных оболочек с приложениями к задачам о неклассических формах потери устойчивости

- цилиндра // Прикладная математика и механика. – 2006. – Т. 70, № 1. – С. 100–110.
6. Бадриев И.Б., Бандеров В.В., Гарипова Г.З., Макаров М.В. О разрешимости нелинейной задачи о равновесии трехслойной пластины // Вестник Тамбовского университета. Серия: Естественные и технические науки. 2015. Т. 20, № 5. С. 1034–1037.
7. Бадриев И.Б., Гарипова Г.З., Макаров М.В., Паймушин В.Н., Хабибуллин Р.Ф. О решении физически нелинейных задач о равновесии трехслойных пластин с трансверсально-мягким наполнителем // Ученые записки Казанского университета. Серия: Физико-математические науки. 2015. Т. 157, № 1. С. 15–24.
8. Badriev I.B., Banderov V.V., Garipova G.Z., Makarov M.V., Shagidullin R.R. On the solvability of geometrically nonlinear problem of sandwich plate theory // Applied Mathematical Sciences. 2015. V. 9, № 81–84. P. 4095–4102.
9. Badriev I.B., Banderov V.V., Makarov M.V., Paimushin V.N. Determination of stress-strain state of geometrically nonlinear sandwich plate // Applied Mathematical Sciences. 2015. V. 9, № 77–80. P. 3887–3895.
10. Бадриев И.Б., Бандеров В.В., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Решение нелинейных задач теории многослойных оболочек с трансверсально-мягким наполнителем // В сборнике: Сеточные методы для краевых задач и приложения. Материалы Десятой Международной конференции. Казань: Изд-во Казанского университета, 2014. С. 103–107.
11. Бадриев И.Б., Желтухин В.С., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Численное решение задачи о равновесии трехслойной пластины с трансверсально-мягким наполнителем в геометрически нелинейной постановке // Вестник Казанского технологического университета. 2014. Т. 17, № 23. С. 393–396.
12. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Разрешимость физически и геометрически нелинейной задачи теории трехслойных пластин с трансверсально-мягким наполнителем // Известия высших учебных заведений. Математика. 2015. № 10. С. 66–71.
13. Паймушин В.Н. К вариационным методам решения нелинейных пространственных задач сопряжения деформируемых тел // Доклады Академии наук. 1983. Т. 273, № 5. С. 1083–1086.
14. Паймушин В.Н. Нелинейная теория среднего изгиба трехслойных оболочек с дефектами в виде участков непрочек // Прикладная механика. 1987. Т. 23, № 11. С. 32–38.
15. Бадриев И.Б., Бандеров В.В. Итерационные методы решения вариационных неравенств теории мягких оболочек // Ученые записки Казанского университета. Серия: Физико-математические науки. 2013. Т. 155, № 2. С. 18–32.
16. Бадриев И.Б. О решении вариационных неравенств второго рода // В сборнике: Сеточные методы для краевых задач и приложения Материалы Девятой Всероссийской конференции. – Казань: Отечество, 2012. С. 32–35.
17. Badriev I.B., Banderov V.V. Iterative methods for solving variational inequalities of the theory of soft shells // Lobachevskii Journal of Mathematics. 2014. V. 35, № 4. P. 371–383.
18. Badriev I.B. On the solving of variational inequalities of stationary problems of two-phase flow in porous media // Applied Mechanics and Materials. 2013. V. 392. P. 183–187.
19. Badriev, I.B., Karchevskii, M.M. Convergence of an iterative process in a Banach space // Journal of Mathematical Sciences. 1994. V. 71, № 6. P. 2727–2735.
20. Бадриев И.Б., Нечаева Л.А. Математическое моделирование установившейся фильтрации с многозначным законом // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика. 2013. № 3. С. 35–62.

РАЗРАБОТКА КОНЦЕПЦИИ ПОИСКА И ВЫЯВЛЕНИЯ НАИБОЛЕЕ ОПАСНЫХ ДЕФЕКТОВ В КОНСТРУКЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЛАТ ПРИ СОВМЕСТНОМ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ И РЕНТГЕНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ

А. В. Азин¹, А. А. Жуков¹, В.Н. Лейцин², А.С. Нарикович²,

С. А. Пономарев¹, С. В. Пономарев¹

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта»

236016, г. Калининград, ул. А.Невского, 14

E-mail: antonazin@niipmm.tsu.ru

Одна из основных целей, стоящих перед космической промышленностью на сегодняшний момент это создание ряда искусственных спутников Земли различного назначения с длительным сроком активного существования. Для этого необходимо, чтобы все конструкционные узлы космического аппарата имели запас прочности на длительный промежуток времени при экстремальных нагрузках.

Отсутствие в нашей стране собственных технологий по изготовлению материалов и компонентов для современной электроники, делает зависимой такую важную отрасль для обороноспособности страны от иностранных поставщиков. Стоимость современного электронного модуля, может составлять несколько миллионов рублей из-за высокой стоимости импортных чипов типа «система-на-кристалле». Поэтому очень важно обеспечение надежной и качественной работы столь дорогостоящих приборов в течение всего срока эксплуатации.

Результаты исследований последних десятилетий указывают на необходимость разработки метода испытания электронных плат (ЭП), позволяющего выявить, локализовать и определить степень опасности латентных дефектов в конструкции ЭП на основе расчетов напряженно-деформированного состояния элементов с учетом сложных реологических свойств материалов и характера вероятных нагрузок. Эксплуатационными нагрузками для электронной платы аппаратуры космического аппарата считаются: квазистатические нагрузки с ускорением до ± 25 g; вибрационные нагрузки в диапазоне частот от 5 Гц до 2000 Гц; ударные нагрузки в диапазоне частот от 35 Гц до 10000 Гц; термоциклирование в диапазоне от минус 30 °C до плюс 70 °C.

Для контроля качества выпускаемой электронной продукции широко используется два метода неразрушающего контроля – оптико-электрический и рентгеновский. Оптико-электрические системы позволяют контролировать и анализировать результаты работы автоматического сборочно-монтажного оборудования и измерять параметры, характеризующие качество паяных соединений. Тем не менее, данные системы не гарантируют

выявления латентных (скрытых) дефектов в конструкции ЭП, которые представляют наибольшую опасность для работоспособности ЭП в дальнейшем. Рентгеновский метод, при использовании современных томографов, позволяет «просветить» всю плату и с разрешением менее 0,5 мкм выявить все несплошности в конструкции ЭП и создать подробную 3D модель исследуемого объекта, но на проведение такого анализа требуются значительные временные затраты и дополнительная оценка по опасности выявленных дефектов. При применении этих методов сложно выявить дефекты, которые будут расти при эксплуатации ЭП в составе аппаратуры, а, следовательно, нельзя точно спрогнозировать срок эксплуатации прибора в целом.

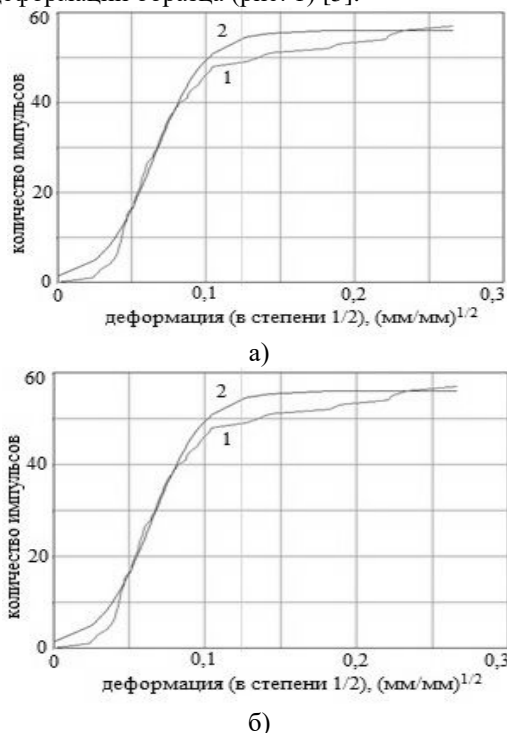
Основное направление исследований состоит в изучении процесса накопления повреждений в материале паяного соединения, выявление опасных (растущих) дефектов в конструкции электронного модуля на основе технологии «система-на-кристалле», анализ существующих методов неразрушающего контроля и методик по их применению, разработка устройств испытания электронного модуля. Целью исследований является разработка концепции совместного использования методов акустической эмиссии и рентгеновской томографии для дефектоскопии ЭП.

Анализ существующих методов неразрушающего контроля показал, что для выявления растущих дефектов в конструкции электронных плат можно адаптировать метод акустической эмиссии [1]. Метод акустической эмиссии (АЭ) – эффективное средство неразрушающего контроля и оценки материалов, основанное на обнаружении упругих волн. Любой дефект производит свой собственный акустический сигнал, регистрация которого возможна на большом расстоянии. К особенностям метода акустического контроля, относятся высокая чувствительность и принципиальная возможность раннего обнаружения растущих дефектов независимо от их ориентации, формы и положения, а также возможность получения информации в реальном масштабе времени.

По результатам проведенных теоретических и экспериментальных работ сложность применения метода акустической эмиссии для дефектоскопии ЭП радиоэлектронной аппаратуры состоит в следующем:

- 1) Малые геометрические размеры исследуемого объекта (на поверхности чипа размером 40x40 мм находится от 600 до 1200 контактов);
- 2) Большое количество взаимодействующих материалов в ЭП (керамика, медь, оловянно-свинцовый припой, текстолит);
- 3) Необходимо нагружение исследуемого объекта.

Для отработки метода АЭ и определения вида функции поврежденности материала проведена серия экспериментов по деформированию образцов припоя ПОС-61 в виде лопаток и проволочек, и образцов плат с корпусами на BGA контактах с регистрацией акустических сигналов установкой Micro2 digital AE system [2–4]. Получены диаграммы накопления акустических сигналов от развивающихся дефектов в процессе деформирования контакта, определена точность метода, параметры модели накопления повреждений и моменты зарождения дефектов в процессе механического воздействия. На основании анализа результатов проведенных экспериментов построен график накопления акустических импульсов, возникающих при развитии дефектов, в зависимости от деформаций образца (рис. 1) [5].



- 1 – экспериментальные данные,
2 – аппроксимирующие кривые

Рис. 1. Накопление АЭ импульсов в зависимости от деформации $\varepsilon^{1/2}$ для образцов припоя в виде лопаток (а) и проволоки (б)

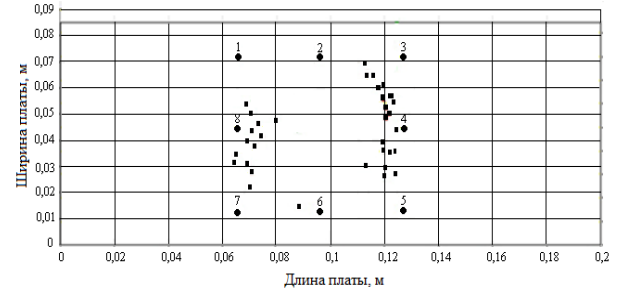
Представленные на рис. 1 экспериментальные кривые с погрешностью не более 3% аппроксимируются соотношением (1):

$$N(x) = A_1 * (\text{th}(A_2(x-x_0)) + 1), \quad x = \varepsilon^{1/2}, \quad (1)$$

где N – количество импульсов акустических сигналов, ε – деформация, A_1 , A_2 , x_0 – параметры модели (для материала припоя параметры $A_1 = 42,5$; $A_2 = 12,5$; $x_0 = 0,26442$).

На рис. 1 видно, что накопление повреждений в материале контактного соединения идет в три этапа. На первом этапе происходит накопление микрповреждений в одной области (достигается точка деструкции D – предел текучести материала), на втором этапе микрповреждения перерастают в микротрещины (основная часть событий АЭ) и достигается максимум нагрузки), на третьем этапе образуется макротрещина и количество событий АЭ остается практически неизменным. Таким образом, использование метода акустической эмиссии дает корректные результаты обнаружения роста дефекта (как конкретного события, так и зависимость количества импульсов от времени) вплоть до момента разрушения образца.

В рамках работы проведены испытания образцов ЭП с корпусами на BGA контактах. На рис. 2 приведена диаграмма локации источников АЭ образующихся дефектов в паяных соединениях (размер ЭП 0,085x0,2 м).



● – датчик (преобразователь АЭ); ■ – источники АЭ
Рис.2. Диаграмма локации источников АЭ

Исследованиями в адаптации метода акустической эмиссии для дефектоскопии электронного модуля также занимается компания Mistras, США. Исследователи компании Mistras достигли вероятность определения местоположения дефекта паяного соединения на стандартном корпусе BGA с шагом 1 мм составляет 60%, разработанный авторами способ уточнения определения местоположения дефекта с применением метода акустической эмиссии при плоскостной локации позволяет локализовать дефект с вероятностью 95%. [6–9].

На основании проведенных экспериментов построена модель накопления повреждений (МНП) исследуемого объекта (паяные контактные соединения корпуса чипа), которая адекватно отражает свойства материала с погрешностью, не превышающей 3%. Полученная МНП обеспечивает точность прогнозирования оставшегося ресурса жизни от планируемого срока эксплуатации с погрешностью не более 9% и отображает поведение данного объекта не менее чем 80% от планируемого срока эксплуатации [10].

Для применения метода акустической эмиссии совместно с разработанной МНП разработано уникальное устройство, реализующее эксплуатационные нагрузки электронного модуля при работе в составе радиоэлектронной аппаратуры [11–13]. Проведен конечно-элементный анализ, доказывающий, что с использованием разработанных способа и нагружающего устройства можно проводить более качественный анализ надежности работы ЭП, потому что учитываются условия эксплуатации и реальное нагружение ЭП в составе прибора [14].

Экспериментальные исследования на образцах ЭП показали, что метод АЭ позволяет обнаружить растущий дефект в конструкции ЭП (вероятность выявления дефекта составляет 95 %), но в зонах с большой плотностью элементов (например, корпус процессора) степень опасности дефекта по данным АЭ определить сложно. Проведенные исследования ЭП с помощью микрофокусной системы рентгеновской томографии Y. Cheetah 160kV, подтверждают возможность получения данных о геометрии дефекта (рис. 3).

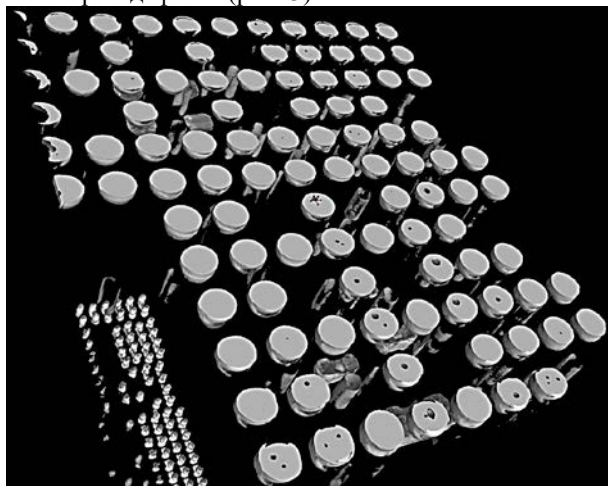


Рис. 3. 3D реконструкция изображения среза паяных контактных соединений BGA

Таким образом, при совместном использовании методов АЭ и рентгеновской томографии возможно получение геометрии растущего дефекта. А с помощью разработанных алгоритмов численного моделирования и методик определения остаточного ресурса и оценки долговечности по планируемой истории нагружения комплектующих ЭП можно определить степень опасности выявленного дефекта и остаточный ресурс ЭП.

Заключение. По результатам проведенного исследования выявлено, что метод акустико-эмиссионного контроля позволяет определять местоположение развивающихся дефектов и степень их опасности для целостности паяного соединения, тем самым ограничивая область исследования и сокращая временные затраты для дальнейшего применения метода рентгеновской томографии, с помощью которого уточняется локация и геометрия дефекта. Совместное использование метода рентгеновской томографии и метода акустико-эмиссионного контроля позволит, как на этапе предварительной отработки, так и при производстве

ЭП, с высокой вероятностью выявлять производственные дефекты и прогнозировать срок надежной эксплуатации ЭП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16–38–00743 мол_а.

Литература

1. Азин А.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Пономарев С.В. Обзор методов обнаружения механических дефектов радиоэлектронных модулей. Известия вузов. Физика, 2010. №12/2. С.3–9.
2. Азин А.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Пономарев С.В. Разработка экспериментально-теоретического метода прогнозирования разрушения материалов для радиоэлектроники. Известия вузов. Физика, 2012. №7/2. С.3–8.
3. Азин А.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Пономарев С.В., Сунцов С.Б. Моделирование деформационно-прочностных свойств припойных соединений. Известия вузов. Физика. 2013. №7/3. С.113–115.
4. Azin A. et al. The applicability of acoustic emission method to modeling the endurance of metallic construction elements. Conference Series: Materials Science and Engineering. 71. 2015. DOI: 10.1088/1757-899X/71/1/012056.
5. Азин А. В., Марицкий Н. Н., Пономарев С. А., Пономарев С. В., Сунцов С. Б. Применение метода акустической эмиссии для дефектоскопии паяных соединений РЭА. Вестник СибГАУ, 2014. № 4. С. 192 – 197.
6. Anurag Bansal et al. A New Approach for Early Detection of PCB Pad Cratering Failures. Cisco Systems, Inc., 2011. 12 p.
7. Anurag Bansal et al. Investigation of Pad Cratering in Large Flip-Chip BGA using Acoustic Emission. Cisco Systems, Inc., 2011. 12 p.
8. Brian Roggerman et al. Assessment of PCB Pad Cratering Resistance by Join Level Testing. Electronic Component Technology Conference, 2008. 9 p.
9. Wong Boon San et al. Pad Cratering Susceptibility Testing with Acoustic Emission. Proceedings of IPC APEX Expo, 2012. 9 p.
10. Свидетельство на регистрацию программы ЭВМ 2013660877, Программный модуль модели накопления повреждений/ Азин А.В., Пономарев С.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Каравацкий А.К., 21.11.2013
11. Пат. 2509996 Российская Федерация, МПК G01M 5/00, Способ испытаний электронных плат на механические воздействия / Азин А.В., Пономарев С.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Орлов С.А., Сунцов С.Б. 20.03.2014, Бюл. №8. 10 с.
12. Пат. 2552866 Российская Федерация, МПК G01M 7/00, Устройство для испытаний электронных плат на механические воздействия/ Азин А.В., Пономарев С.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Орлов С.А., Сунцов С.Б. 10.06.2015, Бюл. №16. 14 с.
13. Пат. 2559334 Российская Федерация, МПК G01M 7/00, Способ испытания электронных плат на комбинированные механические и тепловые воздействия/ Азин А.В., Пономарев С.В., Марицкий Н.Н., Пономарев С.А., Орлов С.А., Сунцов С.Б. 10.08.2015, Бюл. №22. 14 с.
14. Азин А. В., Марицкий Н. Н., Пономарев С. А., Пономарев С. В., Сунцов С. Б. Разработка метода испытания электронных плат с чипами с BGA и CGA-корпусами на механические воздействия и устройства для его осуществления. Известия высших учебных заведений. Физика, 2012. № 9/3. С. 3 – 8.

ОПИСАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПОЛЗУЧЕСТИ С УЧЕТОМ ПОВРЕЖДАЕМОСТИ МАТЕРИАЛА

С. В. Иявойнен, И. В. Любашевская

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук

630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15
E-mail: svetaiyavoynen@gmail.com, lbi@ngs.ru

В настоящее время все больше материалов, конструкций, деталей машин работают при нестационарных нагружениях, существенно влияющих на процессы деформирования, их прочность и долговечность. Поэтому требования к таким материалам возрастают, и элементы конструкций должны рассматриваться с учетом изменения остаточного ресурса в случае нестационарного условия нагружения. Решением данной проблемы является исследование напряженно-деформированного состояния элементов конструкций и его перераспределения в процессе деформирования.

На примере из титанового сплава ВТ-9 приведено исследование процесса ползучести в условиях нестационарных растягивающих усилий. Образцы были изготовлены из прутка диаметром 50 мм, испытания проводились при осевом растяжении и при температуре, близкой к температуре сверхпластичности [1].

Математическое описание процесса строится на записи кинетических уравнений ползучести и повреждаемости в энергетических терминах.

В результате обработки экспериментальных данных, по испытаниям в условиях растяжения при постоянном напряжении, полученных в нормированных координатах " $\omega - \bar{t}$ ", получена "единая кривая". Поэтому для описания процесса применялись кинетические уравнения ползучести и повреждаемости с одинаковыми функциями повреждаемости в обоих уравнениях.

Для построения аппроксимационных линий брались функциональные зависимости вида

$$f(\sigma) = B_A \sigma^n \quad \text{и} \quad \psi(\sigma) = B_\omega \sigma^k. \quad (1)$$

Параметр поврежденности определялся как отношение работы диссипации в процессе ползучести материала к соответствующему ее значению в момент разрушения в одноосных экспериментах, т.е. $\omega = A/A_*$.

Таким образом, исходя из (1), для описания процесса ползучести и разрушения материалов в энергетических терминах использовалась следующая система уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dA}{dt} = \frac{f(\sigma)}{(1-\omega)^m}, \\ \frac{d\omega}{dt} = \frac{\psi(\omega)}{(1-\omega)^m}, \end{cases}$$

где n, k, m – постоянные материала.

Использование энергетических параметров в кинетических уравнениях ползучести и повреждаемости было применено к описанию нестационарного процесса одноосного деформирования титанового сплава ВТ-9 [1].

На рис. 1 приведено сопоставление экспериментальных (кружочки) и численных (сплошная линия) данных ползучести при переменных нагрузках. Первый эксперимент происходил с температурой $T = 700^\circ\text{C}$ при напряжении 300 МПа в течение 25 мин., после температуру увеличивали до 950°C с уменьшением нагрузки до 18 МПа. Второй эксперимент проходил при температуре 750°C в течение 62 мин., напряжение которого было равным 150 МПа, после чего повысили температуру на 200°C и понизили напряжение до 18 МПа. Третий же опыт проходил при $T = 700^\circ\text{C}$ с нагрузкой 200 МПа в течение 108 мин., после температуру увеличили до 950°C с уменьшением нагрузки до 18 МПа. Моменты перегрузок отмечены стрелками.

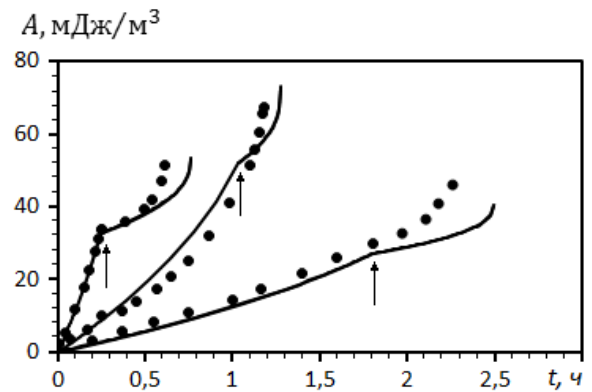


Рис. 1. Кривые ползучести для ВТ-9 с перегрузками по σ и T

Процесс аппроксимации кривых ползучести при перегрузке рассчитывался следующим образом: в начале процесса при заданной температуре T_1 по характеристикам разупрочняющегося материала m и $\tau = t(m+1)\psi(\omega)$ (время продолжительности эксперимента) определяется параметр поврежденности

$$\omega' = 1 - (1 - \tau)^{1/(m+1)}, \quad (2)$$

по которому вычисляется работа рассеяния

$$A' = \omega' B_A(T) / B_\omega(T) \sigma_1^{n_1 - k_1 + 1}.$$

Затем, при перегрузке на следующий уровень нагружения σ_2 при соответствующей температуре T_2 , отсчет начинается с накопленного уровня повреждения ω' и соответствующего ему времени. По аналогии с (2) рассчитывается параметр ω'' и работа рассеяния для продолжения процесса.

Анализируя рис. 1 видим, что получили удовлетворительное описание нестационарных процессов ползучести для материала ВТ-9 в широком диапазоне температур и нагрузок.

Энергетический вариант теории ползучести совмещает в себе задачу о нахождении напряженно-деформированного состояния и задачу об определении долговечности конструкции. Данный вариант теории применялся в различных задачах: одноосное растяжение (сжатие), изгиб балки, кручение валов [2, 3]. Исследуем одну из таких задач – задачу о чистом изгибе балке из материала, обладающего разными характеристиками ползучести на растяжение и сжатие [4] – алюминиевый сплав АК4 – 1Т.

Процесс нестационарного нагружения рассматривался для балки прямоугольной формы с постоянным моментом $M = 13 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{мм}$, с шириной $b = 10 \text{ мм}$ и высотой $h = 20 \text{ мм}$ при $T = 200^\circ \text{C}$. Характеристики материала приведены в работе [4].

В начале эксперимента образец изгибался со сжатыми верхними волокнами при напряжении $\sigma = 196.4 \text{ МПа}$. В момент времени $t_1 = 1283 \text{ ч}$. образец перегружался со сменой знака момента при том же его значении и деформировался до $t_2 = 2556 \text{ ч}$. После второй перегрузки со сменой знака момента образец был доведен до разрушения при $t^* = 3350 \text{ ч}$.

В процессе эксперимента измерялся прогиб балки δ в центре на базе $l_0 = 100 \text{ мм}$. Кривизна материала просчитывалась как $\kappa = \frac{\delta}{\delta l_0^2}$.

Задача решалась численно в программной среде Microsoft Visual Studio на языке программирования C++. Для нахождения численного решения интегродифференциальных уравнений использовались методы Рунге-Кутты 4 порядка точности и Рунге-Кутта Мерсона.

На рис. 2. представлены результаты численного расчета с использованием метода Рунге-Кутта

Мерсона (сплошной линией) и экспериментальных данных (кружками) в виде зависимости кривизны от времени.

Как видно, экспериментальные и численные кривые достаточно близки к друг другу. На основании этого можно сделать вывод, о том, что использование отработанной методики отыскания НДС при стационарном и нестационарном процессе ползучести, позволяет достаточно хорошо описать процесс ползучести прямоугольной балки при знакопеременном нагружении.

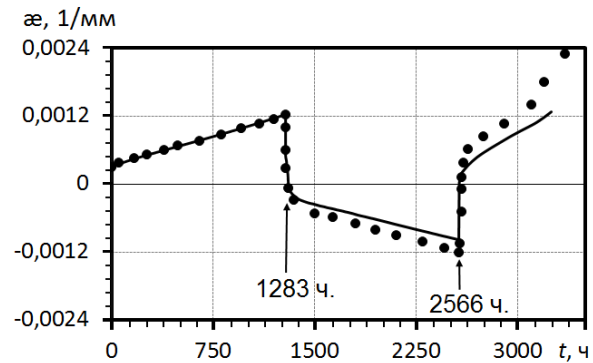


Рис. 2 Численные и экспериментальные данные в виде зависимости кривизны от времени при нестационарном процессе ползучести для АК4-1Т

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 15-01-07631, 16-08-00713)

Литература

1. Горев Б.В., Любашевская И.В., Панамарев В.А., Иявойнен С.В. Описание процесса ползучести и разрушения современных конструкционных материалов с использованием кинетических уравнений в энергетической форме. ПМТФ, 2014. №6. С. 132-144
2. Соснин О.В., Горев Б.В., Никитенко А.Ф. Энергетический вариант теории ползучести. Н.: ИГиЛ СО АН СССР. 1986. 95 с.
3. Никитенко А.Ф. Ползучесть и длительная прочность металлических материалов. Новосибирск: НГАСУ, 1997. 278 с.
4. Gorev B.V., Klopotov I.D., Lyubashevskaya I.V. Creep and damage behavior of AK4-1 T and VT-9 alloy under different stress state // Theor. Appl. Fracture Mech. 1998. №29. P. 1–10.

ВЛИЯНИЕ ВИБРАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРОЦЕСС СОЕДИНЕНИЯ КРИСТАЛЛИТОВ НА АТОМНОМ УРОВНЕ ПО СХЕМЕ ИМИТИРУЮЩЕЙ СВАРКУ ТРЕНИЕМ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

Ив.С. Коноваленко^{1,2}, Иг.С. Коноваленко^{1,2}, А.И. Дмитриев^{1,2,3}, Е.А. Колубаев^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук, 634055, г. Томск, пр. Академический, 2/4

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский политехнический университет», 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет», 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: ivkon@ispms.ru

В настоящее время при создании конструкций авиакосмического и транспортного назначения широкое распространение получил метод сварки трением с перемешиванием (СТП) [1]. С его помощью стало возможным получение без плавления надежных неразъемных соединений из металлов с различающимися физико-механическими свойствами [2]. Комбинирование метода СТП с приложением к материалу(или инструменту) дополнительного ультразвукового воздействия (ДУЗВ) в процессе сварки позволило как снизить износ самого инструмента, так и улучшить качество получаемого соединения [3]. Работы по изучению СТП с ДУЗВ в основном рассматривают соединение материала на макроуровне. Это обусловлено характерными для данного вида сварки пространственно-временными масштабами протекающих физических процессов. Исследование же особенностей структурных изменений материала на микроскопическом уровне в ходе СТП с ДУЗВ проводится, как правило, для уже сформированных швов, что исключает из рассмотрения динамику процесса таких изменений. Это объясняется невозможностью экспериментального изучения вышеуказанных вопросов на атомном уровне, и открывает широкие перспективы для использования методов компьютерного моделирования [4]. Одним из них является метод молекулярной динамики. На его основе проведено множество работ по исследованию механоактивируемой диффузии, проходящей в материалах, подвергаемых различным видам механического воздействия [5]. Однако, данные по использованию на атомном уровне схемы нагружения материала, идентичной условиям, реализующимся на макроуровне в ходе СТП с ДУЗВ не обнаружены.

В соответствии с вышесказанным целью настоящей работы является исследование влияния вибрационного воздействия на процесс соединения кристаллитов на атомном уровне по схеме имитирующей сварку трением с перемешиванием.

Расчеты в работе проводилось методом молекулярной динамики, реализованным в программном пакете LAMMPS. Межатомное взаимодействие описывалось потенциалами, рассчитанными в рамках метода модифицированного погруженного атома [6]. Нагружение материала моделировалось движением

вращающегося абсолютно жёсткого конического инструмента вдоль общего интерфейса двух кристаллитов (рис. 1). Размеры каждого из них составляли $12,2 \times 38,9 \times 2,1$ нм. Атомная структура кристаллитов соответствовала сплаву Д16. Инструмент состоял из атомов железа и имел форму конуса с диаметром основания 4,9 нм. Его ось вращения была нормальна к поверхности моделируемой сборки и лежала в плоскости общего интерфейса кристаллитов. Скорость вращения и поступательного движения инструмента были выбраны $V = 50$ м/с и $\omega = 0,3$ пс⁻¹ соответственно. В модели дополнительное вибрационное воздействие (ДВВ) прикладывалось к вращающемуся инструменту в направлении координатной оси OY (рис. 1) и задавалось изменением Y -координаты его оси вращения по периодическому закону $Y(t) = A_y \sin(\omega_v t)$, где A_y – амплитуда изменения; t – время; ω_v – угловая скорость ДВВ

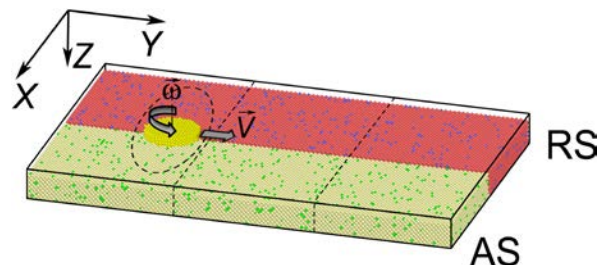


Рис. 1. Схема нагружения моделируемых кристаллитов инструментом конической формы, движущимся с поступательной $V=50$ м/с и угловой $\omega=0,1$ пс⁻¹ скоростями. Атомы Al различных кристаллитов представлены различными оттенками серого цвета. Более темным цветом выделены расположенные случайным образом атомы Cu

Фиксация моделируемой сборки осуществлялась заданием жестких граничных условий по периметру моделируемой сборки, а грани, нормальные к оси вращения инструмента, соответствовали свободным поверхностям. Отвод тепла из образца был реализован за счёт добавления искусственной вязкой силы F_v для атомов всех его свободных поверхностей. Вязкая сила рассчитывалась как $F_v = -\gamma V$, где V скорость атома, а γ – коэффициент искусственной вязкости, выбираемый таким образом, чтобы в процессе соединения кристаллитов материал вблизи вращающегося инструмента был

подвержен интенсивной пластической деформации без плавления ($T_{local} < T_{плавления}$). Выбор коэффициента γ также оказывает влияние на температуру T_{total} всего образца (рис. 2).

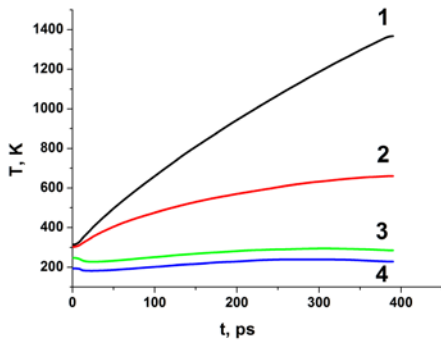


Рис. 2. Зависимости кинетической температуры T_{total} всей моделируемой сборки (см. рис. 1) от времени, для различных значений коэффициента искусственной вязкости η (эВ·пс/Å²): 1– $1 \cdot 10^{-5}$; 2– $1 \cdot 10^{-4}$; 3– $1 \cdot 10^{-3}$; 4– $1 \cdot 10^{-2}$

Структура одного из кристаллитов в начальный момент времени приведена на рис. 3. Второй фрагмент не показан с целью большей наглядности рисунка. Движение инструмента приводило к разрушению кристаллической структуры и последующему перемешиванию атомов фрагментов в области их сопряжения (рис. 4).

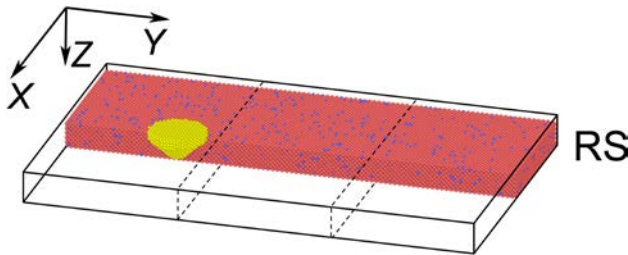


Рис. 3. Структура одного из моделируемых кристаллитов до прохождения инструмента между ними. Второй кристаллит убран с целью большей наглядности рисунка. Более темным цветом в кристаллите показаны расположенные случайным образом атомы Cu. Пунктирной линией отмечена прямоугольная область, в которой исследовался процесс механоактивируемой диффузии

Кристаллит, атомы которого в процессе сопряжения движутся в одном направлении с поступательным движением инструмента, обозначены на рисунках буквами AS, а фрагмент с противоположным направлением движения атомов – RS.

Изучение процессов массопереноса в кристаллитах при соединении их по схеме имитирующей условия, реализующиеся в ходе СТП с ДУЗВ, проводилось на основе анализа диаграмм пространственного распределения v атомов каждого из соединяемых кристаллитов вдоль всей длины моделируемой сборки (в направлении оси OX) в различные моменты времени (рис. 5). Распределения строились для прямоугольной области моделируемой сборки, находящейся между начальной и конечной точками движения инструмента (она отмечена пунктирными линиями на рис. 1,3,4). Алгоритм построения описан в [6].

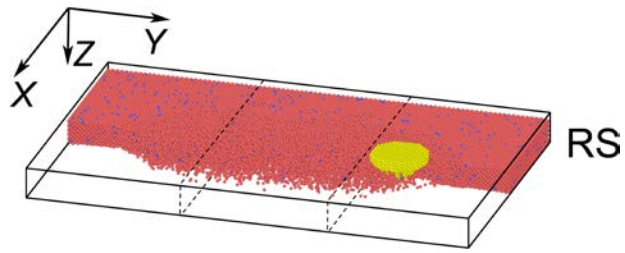


Рис. 4. Структура кристаллита, изображенного на рис. 3., после прохождения инструмента вдоль плоскости общего интерфейса фрагментов. Второй кристаллит убран для большей наглядности рисунка. Более темным цветом в кристаллите показаны расположенные случайным образом атомы Cu

Для исходной модели, в которой отсутствует перемешивание атомов кристаллитов, данная диаграмма распределения имеет четко выраженный ступенчатый вид (рис. 5, кривая 1). После прохождения инструмента в области полученного соединения кристаллитов имеет место перемешивание атомов. Соединению фрагментов без и с использованием ДВВ соответствуют диаграммы распределения атомов, приведенные на рис. 5 (кривые 2 и 3 соответственно). Из рисунка видно, что в случае применения ДВВ максимальная глубина проникновения атомов одного кристаллита в другой больше на 22 % по сравнению со случаем без его использования.

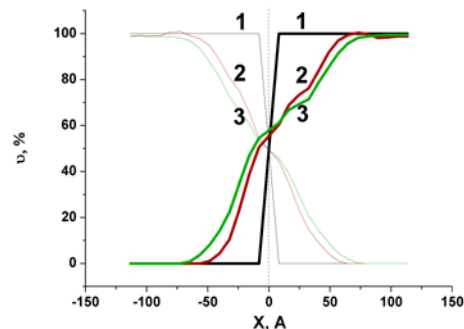


Рис. 5. Распределение v атомов вдоль длины L_x моделируемых кристаллитов в начальный момент времени (1) и после прохождения инструмента вдоль плоскости их общего интерфейса: 2– без приложения дополнительного вибрационного воздействия (ДВВ); 3– с приложением ДВВ. Толщина кривых соответствует номеру соединяемого кристаллита: тонкие — первому; толстые — второму.

Исследовано влияние мощности ДВВ прикладываемого к вращающемуся инструменту на процессы массопереноса в образце при сопряжении его фрагментов. Анализ проводился на основе диаграмм пространственного распределения концентраций атомов аналогичных зависимостям приведенным на рис. 5. Диаграммы строились для образца для случаев после прохождения инструмента, с различными значениями амплитуды приложенного ДВВ. Значение амплитуды варьировалось в интервале от 0,25 до 3,65 Å. Из рисунка видно, что увеличение амплитуды ДВВ приводит росту глубины взаимного проникновения атомов каждого из кристаллитов в

противоположный. При этом, для всех случаев сопряжения кристаллитов с различными значениями амплитуды ДВВ, прикладываемого к инструменту, наблюдается проникновение атомов на большую глубину в кристаллите, направление движения атомов которого при сварке совпадает с направлением поступательного движения инструмента (зависимость AS).

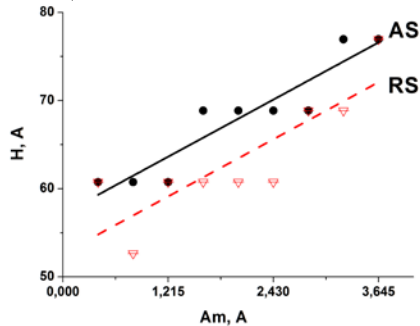


Рис. 6. Зависимости глубины проникновения (H) атомов одного кристаллита в другой в направлении оси OX после прохождения инструмента от амплитуды приложенного к нему ДВВ

Использование ДВВ различной мощности в процессе соединения кристаллитов оказывает на материал различное механическое воздействие. Оценка интенсивности механического воздействия проводилась на основе анализа зависимостей силы сопротивления F , действующей на движущийся инструмент со стороны соединяемых кристаллитов в зависимости от времени. Вышеуказанные зависимости строились для различных значений амплитуды ДВВ (рис. 7).

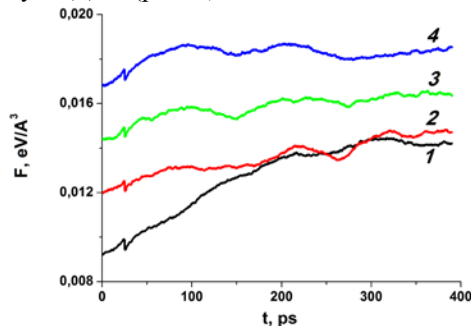


Рис. 7. Зависимости силы сопротивления F , действующей на движущийся инструмент с приложенным к нему ДВВ, со стороны соединяемых кристаллитов в зависимости от времени t . Зависимости представлены для различных значений амплитуды (Am) ДВВ, действующего в направлении оси OY : 1– $Am=0,405$ А; 2– $Am=1,215$ А; 3– $Am=2,025$ А; 4– $Am=2,835$ А

Результаты расчетов показали, что увеличение амплитуды ДВВ прикладываемого к вращающемуся инструменту приводит к росту силы сопротивления F , действующей на него со стороны материала. При этом с увеличением значения амплитуды ДВВ рост зависимостей силы сопротивления F от времени становится более медленным (см. кривые 1-3 на рис. 7), а для некоторых зависимостей прекращается (кривая 4 на рис. 7).

Исследовано влияние мощности ДВВ, прикладываемого к вращающемуся инструменту, на

интенсивность термического воздействия, оказываемого на материал в ходе соединения фрагментов. С этой целью проводился анализ зависимостей кинетической температуры построенной модели: T_{total} (всей моделируемой сборки) и T_{local} (локальной области цилиндрической формы вокруг инструмента, ось вращения которой совпадает с его осью вращения и движется вместе с ним – отмечена пунктирной линией на рис. 1) от времени t . Вышеуказанные зависимости строились для различных значений амплитуды ДВВ. Обнаружено, что для всех рассмотренных значений амплитуды ДВВ зависимости как локальной, так и полной кинетических температур модели сначала возрастают со временем, а затем принимают некоторое постоянное значение (рис. 8).

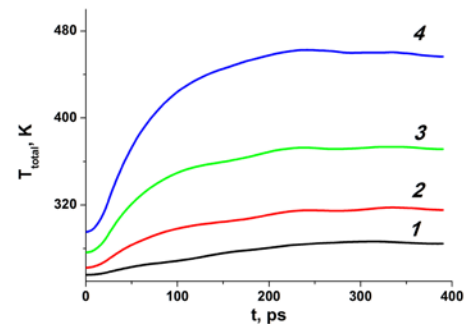


Рис. 8. Зависимости кинетической температуры T_{total} всей моделируемой сборки от времени t . Зависимости представлены для различных значений амплитуды (Am) ДВВ, приложенного к инструменту в направлении оси OY : 1– $Am=0,405$ А; 2– $Am=1,215$ А; 3– $Am=2,025$ А; 4– $Am=2,835$ А

Таким образом, использование в модели ДВВ позволяет влиять на температуру разогрева материала и процессы массопереноса в области сопряжения фрагментов, что означает возможность управления конфигурацией и характеристиками формируемого соединения

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020 годы.

Литература

- 1) Lohwasser D., Chen Z. Friction Stir Welding. From Basics to Applications. Woodhead Publishing, 2010. 436 p.
- 2) Karlsson J., Karlsson B., Larsson H. et al. Microstructure and Properties of Friction Stir Welded Aluminium // Proc. 7th Int. Conf. Joints in Aluminium. Cambridge: Woodhead Publishing, 1998. P. 221–230.
- 3) Kwanghyun Park. Development and analysis of ultrasonic assisted friction stir welding process: PhD Dissertation. University of Michigan, 2009. 125 p.
- 4) Kaizer J.S., Heller A.K., Oberkampf W.L. Scientific computer simulation review // Reliability Engineering and System Safety. – 2015. – V.138. – P.210–218.
- 5) I. Konovalenko, I.S. Konovalenko, A. Dmitriev, S. Psakhie, E.A. Kolubaev. Mass Transfer at Atomic Scale in MD Simulation of Friction Stir Welding // Key Engineering Materials. – 2016. – Vol.683. – P.626–631.
- 6) Jelinek B., Groh S., Horstemeyer M.F., Houze J., Kim S.G., Wagner G.J., Moitra A., Baskes M.I. Modified embedded atom method potential for Al, Si, Mg, Cu, and Fe alloys // Phys. Rev. B 85, 245102

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СИСТЕМЫ С ИМПЛАНТАТОМ, СОДЕРЖАЩЕЙ КОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ С ФУНКЦИОНАЛИЗИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ, ДЛЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ЕЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Иг. С. Коноваленко^{1,2}, Е. В. Шилько^{1,3}, Ив. С. Коноваленко^{1,2}, Е. М. Водопьянов²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 30

³Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: igkon@ispms.ru

Ряд имплантатов и эндопротезов костных тканей человека производят из керамики на основе оксидов металлов [1-3]. Несмотря на широкое применение керамических материалов, ряд важных вопросов, касающихся влияния особенностей их структуры на механические свойства, до сих пор остается не в полной мере изученным. Например, для прочной интеграции эндопротеза в организм и его надежной эксплуатации необходимо, чтобы костная ткань заполняла определенную часть пор пористого каркаса, а получившийся пористый композит «керамика-кость» обладал требуемыми прочностными и упругими характеристиками. Одним из способов обеспечения этих требований является создание материалов с функционализированной внутренней структурой, в частности, с градиентом пористости вдоль некоторого направления. Экспериментальное изучение вопроса о влиянии градиента пористости на механические свойства материала является сложной и дорогостоящей задачей. Кроме того, экспериментальный подход не дает возможности детального исследования динамики накопления повреждений и разрушения таких материалов. Поэтому в настоящей работе изучение механических свойств пористых керамических материалов с различной величиной градиента пористости и различной степенью заполнения порового пространства пластичным наполнителем, имитирующим костную ткань, осуществлялось путем численного моделирования, на основе метода подвижных клеточных [4].

Исследования проводились на модельном материале, механические свойства которого соответствуют нанокристаллической керамике $ZrO_2(Y_2O_3)$ со средним размером пор, превосходящим средний размер зерна [2, 3]. Функция распределения пор по размерам для данной керамики содержит два выраженных пика. Общая пористость керамики составляла ~ 40%, пористость, связанная с первым пиком - 30%, со вторым пиком - 14%. Характерный размер пор, отвечающий первому и второму пику, составляет порядка 1 мкм (микроскопические поры) и 18 мкм (мезоскопические поры). Для описания структуры керамического материала применялась

многоуровневая модель, развитая в [5-7]. В рамках данной модели мезоскопические поры задавались явным образом, в то время как содержание микроскопических пор учитывалось неявно, посредством параметрического задания механических характеристик (упругих констант, прочности и т.д.) стенок мезопор.

В качестве наполнителя композита использовался модельный пластичный материал с функцией отклика, соответствующей диаграмме нагружения с билинейным упрочнением. Механические параметры этого материала близки к параметрам кортикальной кости человека: модуль Юнга $E_{зап}=20$ ГПа, коэффициент Пуассона $\nu_{зап}=0.31$, предел упругости $\sigma_{T,зап}=120$ МПа, предел прочности на сжатие $\sigma_{с,зап}=150$ МПа, соответствующая предельная деформация $\epsilon_{с,зап}=3\%$. Керамическая матрица полагалась упруго-хрупкой. Ее механические свойства были близки к свойствам керамики $ZrO_2(Y_2O_3)$ с пористостью 30%: $E_{кер}=40$ ГПа, $\nu_{кер}=0.34$, $\sigma_{с,кер}=150$ МПа и $\epsilon_{с,кер}=0.375\%$ [2, 3]. На границах раздела матрицы и включений модельного композита приняты условия идеального сцепления. Задача решалась в двумерной постановке в приближении плоской деформации.

Функционализированная структура керамического материала задавалась путем создания постоянного по величине градиента пористости. Были сгенерированы *три группы* квадратных образцов (со стороной $H=1.4$ мм) с градиентом пористости вдоль вертикальной оси (Рис.1).

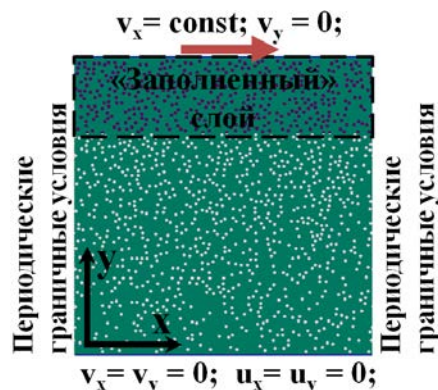


Рис. 1. Пример поровой структуры и схема нагружения модельного образца.

Каждая группа содержала семь образцов с индивидуальным расположением пор. Образцы каждой группы характеризовались одинаковым значением градиента локальной пористости $\text{grad}C=(\partial C/\partial y)$. В *первой* группе поры были однородно распределены в образце ($|\text{grad}C|=0$). Общая пористость всех образцов была равна 14% и соответствовала второму пику на гистограмме распределения пор по размерам керамики $\text{ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)$. В рамках модели поры полагались равноосными с размером 18 μm . Заполнение пустот наполнителем проводилось от верхней поверхности образца на одинаковую глубину h по всей его длине (Рис. 1). Степень заполнения пор образца наполнителем характеризовалась безразмерным геометрическим параметром $\chi=h/H$. Рассматривались заполненные образцы со значениями $\chi \in [0; 0.6]$. Исследовалось влияние параметра χ на механический отклик композита в условиях простого сдвига (Рис. 1). Вдоль оси X использовались периодические граничные условия. В качестве критерия разрыва межавтоматных связей использовался критерий разрушения по интенсивности касательных напряжений (Мизеса).

Результаты расчетов показали, что в частично заполненных костной тканью образцах с $|\text{grad}C|=0$ накопление повреждений и образование разрушающей макротрещины происходит вблизи неподвижной нижней поверхности образца (Рис. 2).

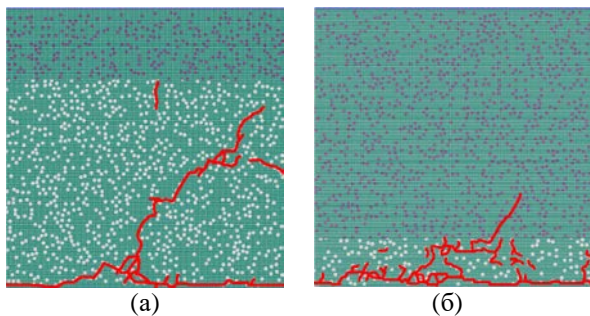


Рис. 2. Поровая структура и картина разрушения модельных образцов с $\partial C/\partial y=0$ и разной степенью заполнения пор образцов пластичными включениями: $\chi=0.25$ (а), $\chi=0.83$ (б)

В образцах с $|\text{grad}C|>0$ положение области локализации разрушения определяется как величиной χ , так и градиентом пористости. В образцах с пористостью, уменьшающейся вглубь материала, при $\chi \leq 0.4 \div 0.5$ трещинообразование приурочено к границе раздела частей образца с заполненными и незаполненными костной тканью порами (Рис. 3,а). При противоположном направлении градиента пористости путь разрушающих трещин проходит вблизи нижней неподвижной поверхности образца (Рис. 4,а). При $\chi > 0.5$ и $|\text{grad}C|>0$ трещина развивается вблизи нижней поверхности и по границе раздела «заполненной» и «незаполненной» частей образца (Рис. 3,б и Рис. 4,б).

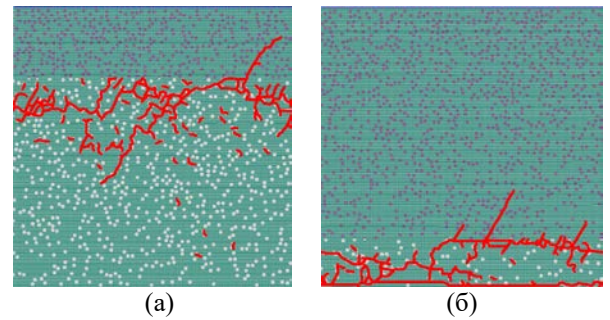


Рис. 3. Поровая структура и картина разрушения модельных образцов с $\partial C/\partial y=78\text{m}^{-1}$ и разной степенью заполнения пор образцов пластичными включениями: $\chi=0.25$ (а), $\chi=0.83$ (б)

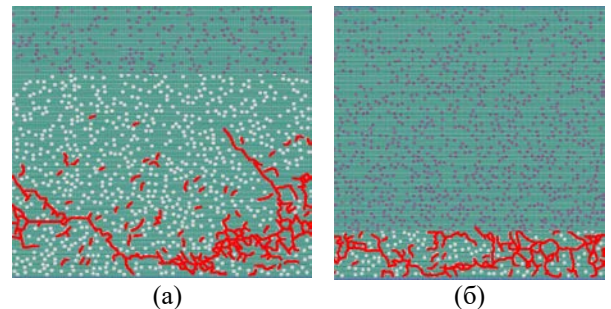


Рис. 4. Поровая структура и картина разрушения модельных образцов с $\partial C/\partial y=-78\text{m}^{-1}$ и разной степенью заполнения пор образцов пластичными включениями: $\chi=0.25$ (а), $\chi=0.83$ (б)

Влияние функционализированной структуры пористого композита на эффективный модуль сдвига (G) и предельную величину сдвигового напряжения (τ) исследовалось на основе анализа зависимостей $G(\chi)$ и $\tau(\chi)$. Соответствующие кривые представлены на Рис. 5.

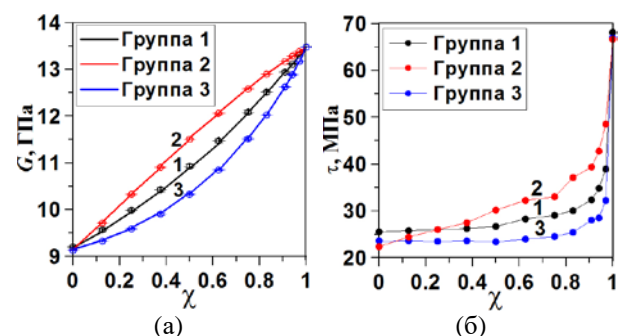


Рис. 5. Зависимость эффективного модуля сдвига G (а) и пороговой величины сдвигового напряжения τ (б) от степени заполнения модельного пористого композита пластичными включениями χ . Кривые (1), (2), (3) соответствуют образцам на Рис. 2, Рис. 3, Рис. 4 соответственно

Результаты расчетов показали, что с увеличением χ величина G увеличивается нелинейным образом (Рис. 5,а). Можно видеть, что

даже в образцах с $|\text{grad}C|=0$ (кривая 1) скорость роста G композита ($\partial G/\partial \chi$) постепенно возрастает с увеличением χ , достигая максимума при $\chi \rightarrow 1$. В образцах с $|\text{grad}C|>0$, описанная нелинейность может усиливаться/уменьшаться (в случае увеличения/уменьшения пористости с глубиной, кривые 2/3). С ростом ($\partial C/\partial y$) характер нелинейности сменяется противоположным ($\partial G/\partial \chi$ постепенно снижается с увеличением χ и достигает минимума при $\chi \rightarrow 1$). Разница значений G образцов с $\chi=0$ и $\chi=1$ определяется объемным содержанием пор и упругими свойствами заполнителя и составляет около 50%. Важно отметить, что в обоих предельных случаях упругие константы материалов не зависят от величины и знака градиента пористости. В то же время максимальное различие величин G образцов с одинаковой пористостью, но характеризующихся противоположными направлениями градиента пористости, достигается при $\chi=0.5$ и составляет 12%. Приведенные результаты свидетельствуют, что функционализированная структура композита с частично заполненным поровым пространством может оказывать существенное влияние на его интегральные упругие свойства.

Нелинейное влияние функционализированной структуры на механические свойства хрупких пористых композитов проявляется и в характере изменения сдвиговой прочности τ с ростом глубины заполнения образцов костной тканью χ (Рис. 5,б). Во всех трех рассмотренных случаях зависимость $\tau(\chi)$ является возрастающей и достигает максимума при $\chi=1$. В то же время динамика изменения τ в интервале $\chi \in [0; 1]$ в образцах с различными значениями градиента пористости существенно различается.

Максимальное различие в поведении образцов проявляется при $\chi \in [0; 0.6]$. Сдвиговая прочность образцов с пористостью, увеличивающейся вглубь материала, при $\chi \in [0; 0.6]$ является постоянной (Рис. 5,б кривая 3). Прочность образцов с пористостью, уменьшающейся вглубь материала, линейно возрастает на 50% (Рис. 5,б кривая 2). Прочность образцов с $|\text{grad}C|=0$ при $\chi \in [0; 0.6]$ также возрастает, хотя и значительно слабее (на 10%, кривая 1 на Рис. 5,б). Столь сильная разница в поведении образцов связана с различной величиной и направлением градиента их пористости. Действительно, у образцов *второй* группы (Рис. 3,а) пористость области у верхней поверхности образца максимальна, у образцов *третьей* группы (Рис. 4,а) – минимальна. Поскольку область образца с наибольшим значением локальной пористости (Рис. 3,а) является наименее прочной, заполнение пор этой области костной тканью обеспечивает ее существенное упрочнение. Соответственно, формирование разрушающей трещины в таком образце происходит в смежной области с более низкой локальной пористостью и более высокой прочностью (Рис. 3,а). Данный эффект обеспечивает существенный рост τ образцов, характеризующихся

снижением пористости с глубиной, по мере заполнения их костной тканью (кривая 2 на Рис. 5). В то же время в образцах *третьей* группы заполнение пор костной тканью начинается с той части образца, где величина локальной пористости минимальна (Рис. 4,а), а прочность максимальна. Соответственно, упрочнение этих областей не приводит к смещению области разрушения в образце и, следовательно, к изменению его τ в интервале $\chi \in [0; 0.6]$.

При $\chi \in [0.6; 1]$ все образцы показывают однотипный нелинейный рост τ с увеличением χ (Рис. 5,б). При $\chi=1$ все образцы характеризуются близкими значениями τ , что говорит о снижении роли неоднородности пространственного распределения пор у полностью «заполненного» костью материала.

Результаты численного моделирования деформации и разрушения хрупких материалов с поровой структурой, частично заполненной пластичным наполнителем, позволили выявить существенное влияние величины и знака градиента поровой структуры на интегральные механические свойства композита, включая прочность, а также локализацию разрушения. В частности, показано, что наименьших изменений упругих и прочностных свойств пористых материалов, поверхностные слои которых заполнены менее жестким и более пластичным наполнителем (например, костной тканью), можно добиться при формировании градиентной пористой структуры, характеризующейся увеличением пористости вглубь материала. Полученный результат является актуальным для проектирования эндопротезов, обладающих высокой биомеханической совместимостью с костными тканями.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы.

Литература

1. J. Rödel, A. B. N. Kounga, M. Weissenberger-Eibl, D. Koch, A. Bierwisch, W. Rossner, M. J. Hoffmann, R. Danzer, and G. Schneider, J. Eur. Ceram. Soc. 29, 1549–1560 (2009).
2. *Global Roadmap for Ceramics*, edited by A. Belosi and G. N. Babini (Institute of Science and Technology for Ceramics, National Research Council, Verona, 2008).
3. E. G. Zemtsova, A. V. Monin, V. M. Smirnov, B. N. Semenov, and N. F. Morozov, Physical Mesomechanics 18(2), 134–138 (2015).
4. S. G. Psakhie, E. V. Shilko, A. Yu. Smolin, and S. V. Astafurov, Fratt. Int. Strutturale 24, 26–59 (2013).
5. Ig. S. Konovalenko, A. Yu. Smolin, S. G. Psakhie, Fratt. Int. Strutturale 24, 75–80 (2013).
6. Ig. S. Konovalenko, A. Yu. Smolin, and S. G. Psakhie in *Advanced Materials with Hierarchical Structure for New Technologies and Reliable Structures*, AIP Conference Proceedings 1683, edited by V. E. Panin *et al.* (American Institute of Physics, Melville, NY, 2015), pp. 020089.
7. Коноваленко И.С., Смолин А.Ю., Кульков С.Н., Буякова С.П., Псахье С.Г. Развитие многоуровневого подхода к моделированию хрупких сред с иерархической поровой структурой в рамках метода подвижных клеточных автоматов, Известия вузов. Физика 11/3, 20–24 (2011)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧИ О ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДАХ НАГРУЖЕНИЯ

И. Б. Бадриев¹, М. В. Макаров², В. Н. Паймушин²

¹Казанский (Приволжский) Федеральный университет
420008, Казань, Кремлевская, 18

²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева–КАИ
420111, Казань, К.Маркса, 10

E-mail: ildar.badriev@kpfu.ru, gulnazgarif@gmail.com, makarovmaksim@mail.ru, vpajmushin@mail.ru

Многослойные конструкции, в частности пластины, находят широкое применение в различных областях современной техники: космической, авиационной, кораблестроительной; промышленном, гражданском и транспортном строительстве, химическом и энергетическом машиностроении. Интерес к слоистым пластинам связан, прежде всего, с тем, что они обладают комплексом свойств и особенностей, качественно отличающих их от традиционных конструкций. Многослойные конструкции обычно состоят из разных материалов с существенно отличающимися физико-механическими свойствами. Для несущих слоев, как правило, используются материалы с повышенными модулями упругости, которые воспринимают основную часть внешних силовых воздействий. Заполнитель служит для монолитности конструкции и обеспечивают перераспределение усилий между несущими слоями, а так же выполняет ряд других функций, например, защита от воздействия радиации, тепло и звукозащита и т.п. Использование пластин с такими качествами позволяет получить конструкцию, сочетающую высокую прочность и жесткость с относительно малой массой, высокими эксплуатационными требованиями. Уменьшение веса многослойных конструкций достигается путем применения для несущих слоев новых высокопрочных композиционных материалов, а для заполнителя рекомендуются легкие, сравнительно малопрочные и дешевые материалы – пенопласт, соты, фанера, различные пластмассы и другие. В настоящее время на практике получили наибольшее распространение трехслойные конструкции. В условиях работы они оказываются наиболее рациональными с точки зрения обеспечения минимума весовых показателей при требуемой прочности и жесткости [1–5].

Рассмотрена трехслойная пластина, состоящая из двух внешних несущих слоев и расположенного между ними трансверсально-мягкого заполнителя, связанного с несущими слоями при помощи клеевого соединения. Проведено исследование задачи о потере устойчивости при поперечной нагрузке, приложенной к внешнему слою пластины в случае ее торцевого изгиба. При таком нагружении пластина оказывается в условиях продольно-поперечного изгиба, одной из возможных причин её разрушения является реализация исследуемых форм потери устойчивости (ФПУ) [6]. Найдена критическая нагрузка, при которой происходит потеря устойчивости.

Физически нелинейные и геометрически линейные задачи об изгибе трехслойных пластин с трансверсально-мягким заполнителем изучались в работах [7–12].

В уточненной постановке [13–18] задача о геометрически нелинейном деформировании пластины описывается системой пяти обыкновенных дифференциальных уравнений относительно поперечных касательных напряжений q^1 в заполнителе, постоянных по его толщине, осевых перемещений $u^{(k)}$ и прогибов $w^{(k)}$ точек срединной поверхности k -го слоя, $k = 1, 2$.

Обозначим вектор неизвестных через $U = (w^{(1)}, w^{(2)}, u^{(1)}, u^{(2)}, q^1)$. Тогда задача в операторном виде будет иметь следующий вид:

$$A_1 U + A_2 U = AU = F, \quad (1)$$

где A_1 – линейный, A_2 – нелинейный операторы. Решение задачи (1) позволяет определить напряженно-деформированное состояние пластины для устойчивых положений равновесия.

Поиск критической нагрузки, при которой происходит потеря устойчивости, осуществляется с помощью метода, основанного на продолжении по параметру, который предусматривает реализацию трех этапов (см. рис. 1).

Во-первых проводится решение системы нелинейных дифференциальных уравнений для определения напряженно-деформированного состояния трехслойной пластины в устойчивых положениях равновесия с помощью метода, предложенного в [16–20]. Для приближенного решения задачи построена конечно-разностная аппроксимация задачи методом сумматорных тождеств [11, 21]. Численное решение осуществляется с помощью двухслойного итерационного процесса с предобуславливателем, являющимся линейной частью оператора построенной разностной схемы.

Во-вторых, проводится постановка и решение квадратичной спектральной задачи для поиска точки ветвления решений (точки бифуркации) [22–24]. Постановка этой задачи проводится путем линеаризации дифференциальных уравнений в некоторой окрестности решения нелинейной задачи.

В-третьих, проводится смена параметра нагружения и последующее решение задачи путем табулирования по новому параметру, начиная с найденной точки бифуркации [25, 26].

Критическая нагрузка (точка бифуркации) определяется как точка ветвления решений задачи. Указанную точку можно найти, линеаризуя нелинейное уравнение в некоторой окрестности решения. Основная идея определения точки бифуркации с помощью однородных линеаризованных уравнений состоит в следующем. Пусть после реализации первого этапа найдена некоторая форма равновесия пластины; необходимо определить точку бифуркации этой формы равновесия. Для этого достаточно, не интересуясь поведением системы вдали от известной формы равновесия U , найти условия существования другой формы $U + \Delta U$, отличной от исходной, но бесконечно к ней близкой: $AU = A(U + \Delta U) = F$, т.е. точка, в окрестности которой существует такая форма равновесия, и будет точкой бифуркации, где ΔU – малое приращение. Имеем, что $A(U + \Delta U) = AU + B(U)\Delta U + R(U, \Delta U)$ где $B(U)\Delta U$ является дифференциалом Фреше оператора A в точке U , причем B линеен и непрерывен по ΔU и нелинеен по U . Приняв во внимание, что остаточный член дифференциала Фреше стремится к нулю: $R(U, \Delta U) \rightarrow 0$ при $\Delta U \rightarrow 0$, получим равенство $B(U)\Delta U = 0$. Для решения данного уравнения ставится задача на собственные значения, путем решения которой и определяется точка бифуркации.

В найденной выше точке ставим новую задачу, относительно формы равновесия, соответствующей точке бифуркации, где новым параметром табулирования выбираем работу внешних сил. При этом к исходной системе пяти обыкновенных дифференциальных уравнений добавляется дополнительное уравнение, представляющее собой выражение для вычисления работы внешних сил. Так как известна докритическая форма равновесия (докритические значения параметров напряженно-деформированного состояния), то при использовании схемы продолжения по параметру указанные докритические параметры считаются известными функциями, а новыми неизвестными задачи являются приращения функций, относительно которых формулируется исходная задача, и приращение работы внешних сил.

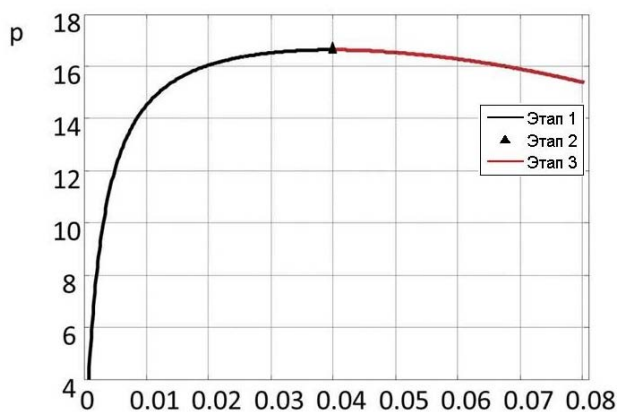


Рис. 1. Зависимость нагрузки от прогиба $w^{(1)}$ в центральной точке пластины

Предложенные методы решения задачи были реализованы численно. Был разработан комплекс программ в среде Matlab, проведены расчеты для модельных задач. В качестве иллюстраций на рис. 1 приведен график зависимости нагрузки от прогиба $w^{(1)}$ в центральной точке пластины.

Публикация осуществлена при финансовой поддержке РНФ (проект (16-11-10299)).

Литература

1. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. О взаимодействии композитной пластины, имеющей вибропоглощающее покрытие, с падающей звуковой волной // Известия высших учебных заведений. Математика. 2015. № 3. С. 75-82.
2. Болотин В.В., Новичков Ю.Н. Механика многослойных конструкций // М.: Машиностроение, 1980. 375 с.
3. Васильев В.В. Механика конструкций из композиционных материалов. М: Машиностроение, 1988. 272 с.
4. Paimushin V.N., Polyakova N.V. The consistent equations of the theory of plane curvilinear rods for finite displacements and linearized problems of stability // Journal of Applied Mathematics and Mechanics. – 2009. V. 73, № 2. С. 220–236.
5. Паймушин В.Н., Шалашилин В.И. О геометрически нелинейных уравнениях теории безмоментных оболочек с приложениями к задачам о неклассических формах потери устойчивости цилиндра // Прикладная математика и механика. – 2006. – Т. 70, № 1. – С. 100–110.
6. Paimushin V.N., Bobrov S.N. Refined geometric nonlinear theory of sandwich shells with a transversely soft core of medium thickness for investigation of mixed buckling forms // Mechanics of Composite Materials. 2000. Т. 36. № 1. С. 59-66.
7. Бадриев И.Б., Бандеров В.В., Гарипова Г.З., Макаров М.В. О разрешимости нелинейной задачи о равновесии трехслойной пластины // Вестник Тамбовского университета. Серия: Естественные и технические науки. 2015. Т. 20, № 5. С. 1034-1037.
8. Бадриев И.Б., Гарипова Г.З., Макаров М.В., Паймушин В.Н., Хабибуллин Р.Ф. О решении физически нелинейных задач о равновесии трехслойных пластин с трансверсально-мягким наполнителем // Ученые записки Казанского университета. Серия: Физико-математические науки. 2015. Т. 157, № 1. С. 15-24.
9. Badriev I.B., Banderov V.V., Garipova G.Z., Makarov M.V., Shagidullin R.R. On the solvability of geometrically nonlinear problem of sandwich plate theory // Applied Mathematical Sciences. 2015. V. 9, № 81–84. P. 4095-4102.
10. Бадриев И.Б., Гарипова Г.З., Макаров М.В. Приближенные методы решения задачи об изгибе трехслойной пластины с идеально упруго-пластическим наполнителем // В книге: Материалы XXII Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А.Г. Горшкова. Московский авиационный институт (национальный

- исследовательский университет). – Москва: ООО "ТРИП", 2016. С. 31–33.
11. Бадриев И.Б., Гарипова Г.З., Макаров М.В. Сеточные аппроксимации физически нелинейной задачи об изгибе трехслойной пластины с трансверсально-мягким наполнителем // В сборнике: Воронежская зимняя математическая школа С.Г. Крейна - 2016. Материалы международной конференции. – Воронеж: Издательско-полиграфический центр «Научная книга», 2016. С. 70–72.
12. Бадриев И.Б., Бандеров В.В., Гарипова Г.З. О решении физически нелинейных задач о равновесии трехслойных пластин // В книге: Теория управления и математическое моделирование Тезисы докладов Всероссийской конференции с международным участием, посвященной памяти профессора Н.В. Азбелева и профессора Е.Л. Тонкова. Удмуртский государственный университет, – Ижевск: Изд-во "Удмуртский университет", 2015. – С. 235–237.
13. Паймушин В.Н. Нелинейная теория среднего изгиба трехслойных оболочек с дефектами в виде участков непроклея // Прикладная механика. 1987. Т. 23, № 11. С. 32–38.
14. Паймушин В.Н. К вариационным методам решения нелинейных пространственных задач сопряжения деформируемых тел // Доклады Академии наук. 1983. Т. 273, № 5. С. 1083–1086.
15. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Разрешимость физически и геометрически нелинейной задачи теории трехслойных пластин с трансверсально-мягким наполнителем // Известия высших учебных заведений. Математика. 2015. № 10. С. 66–71.
16. Badriev I.B., Banderov V.V., Makarov M.V., Paimushin V.N. Determination of stress-strain state of geometrically nonlinear sandwich plate // Applied Mathematical Sciences. 2015. V. 9, № 77–80. P. 3887–3895.
17. Бадриев И.Б., Бандеров В.В., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Решение нелинейных задач теории многослойных оболочек с трансверсально-мягким наполнителем // В сборнике: Сеточные методы для краевых задач и приложения. Материалы Десятой Международной конференции. Казань: Изд-во Казанского университета, 2014. С. 103–107.
18. Бадриев И.Б., Желтухин В.С., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Численное решение задачи о равновесии трехслойной пластины с трансверсально-мягким наполнителем в геометрически нелинейной постановке // Вестник Казанского технологического университета. 2014. Т. 17, № 23. С. 393–396.
19. Бадриев И.Б., Бандеров В.В. Итерационные методы решения вариационных неравенств теории мягких оболочек // Ученые записки Казанского университета. Серия: Физико-математические науки. 2013. Т. 155, № 2. С. 18–32.
20. Badriev I.B. On the solving of variational inequalities of stationary problems of two-phase flow in porous media // Applied Mechanics and Materials. 2013. V. 392. P. 183–187.
21. Бадриев И.Б., Гарипова Г.З., Мартынова О.П., Семенычева М.А. Конечномерные аппроксимации физически нелинейной задачи об изгибе трехслойной пластины с трансверсально-мягким наполнителем // В книге: Тезисы докладов IV Международного научного семинара «Динамическое деформирование и контактное взаимодействие тонкостенных конструкций при воздействии полей различной физической природы» Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2016. С. 25–27.
22. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Решение геометрически нелинейной и линеаризованной задач о смешанных формах потери устойчивости трехслойной пластины // В книге: Теория управления и математическое моделирование Тезисы докладов Всероссийской конференции с международным участием, посвященной памяти профессора Н.В. Азбелева и профессора Е.Л. Тонкова. Удмуртский государственный университет. Ижевск: Изд-во "Удмуртский университет", 2015. С. 239–241.
23. Макаров М.В., Бадриев И.Б., Паймушин В.Н. Нелинейные задачи о смешанных формах потери устойчивости трехслойных пластин при продольно-поперечном изгибе // Вестник Тамбовского университета. Серия: Естественные и технические науки. 2015. Т. 20, № 5. С. 1275–1278.
24. Макаров М.В., Бадриев И.Б., Паймушин В.Н. Определение критических точек бифуркации для задачи о геометрически нелинейном поведении трехслойной пластины с трансверсально-мягким наполнителем // В сборнике: Воронежская зимняя математическая школа С.Г. Крейна - 2016. Материалы международной конференции. Воронеж: Издательско-полиграфический центр «Научная книга», 2016. С. 292–294.
25. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Работа внешних сил, как параметр продолжения решения нелинейной задачи продольно-поперечного изгиба трехслойных пластин // В сборнике: XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Сборник докладов. – Казань: Издательство Казанского (Приволжского) федерального университета, 2015. С. 277–278.
26. Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н. Геометрически нелинейные и линеаризованные задачи о смешанных формах потери устойчивости трехслойных пластин при продольно-поперечном изгибе // В книге: Материалы XXI Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А. Г. Горшкова Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). Москва: ООО "ТРИП", 2015. С. 10–12.

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЯ ТОЧНОСТИ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ КРУПНОГАБАРИТНОГО КОСМИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА ПРИ ОРБИТАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

А.В. Бельков, С.В. Белов, А.П. Жуков, М.С. Павлов, В.С. Пономарев, С.В. Пономарев

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, корпус 10

E-mail: vsponomarev@niipmm.tsu.ru

Современные крупногабаритные космические рефлекторы являются трансформируемыми сверхлёгкими конструкциями способными быть упакованными для возможности вывода на орбиту. Основные факторы функционирования на орбите: невесомость, вакуум и высокий уровень солнечной радиации. Искажение каркаса рефлектора под действием тепловых воздействий может приводить к значительным изменениям формы отражающей поверхности, поэтому на этапе проектирования необходимо проведение анализа влияния температурных деформаций на стабильность формы и размеров параболоида.

Конструкция исследуемого крупногабаритного рефлектора в составе космического аппарата представлена на рисунке 1.

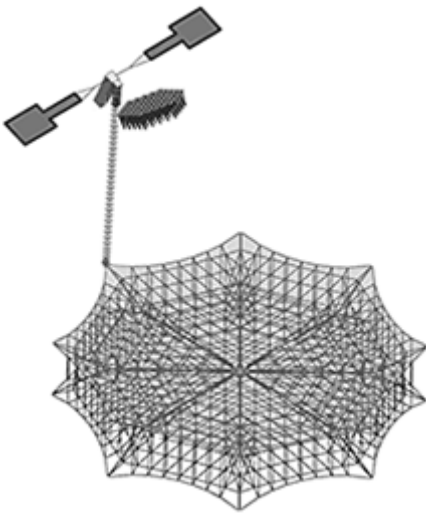


Рис.1 Конструкция рефлектора в составе КА

Силовой каркас рефлектора включает восемь радиальных спиц с раздвигающимися наконечниками и систему штангоутов. Отражающая поверхность рефлектора представляет собой металлическое сетеполотно, параболическая форма которого обеспечивается благодаря тыльной и фронтальной сетями с системой соединяющих оттяжек. Корпус КА аппарата соединен с телом рефлектора ферменной складной штангой.

Жесткие элементы силового каркаса и штанги выполняются из углепластиков, что в комплексе со специально разработанными конструкциями позволяет при небольшой массе и больших габаритах (>40 м) обеспечивать достаточную жесткость рефлектора [1]. Также углепластик имеет низкий коэффициент теплового расширения, что

позволяет конструкции быть более устойчивой к тепловым воздействиям.

Анализ температурных деформаций конструкций крупногабаритных антенных рефлекторов, функционирующих в орбитальных условиях, является сложной междисциплинарной задачей орбитальной механики, теплообмена и механики деформируемого твердого тела [2]. Для реализации данной задачи использовалось коммерческое программное обеспечение, основанное на методе конечных элементов. Общая схема расчета температурных деформаций представлена в [3].

Исследовалось термоупругое поведение конструкции рефлектора для условий геостационарной орбиты Земли. Тепловые поля получены из решения соответствующей нестационарной задачи с использованием NX Space Systems Thermal.

Разработанная конечно-элементная модель для определения температурных деформаций рефлектора включала 733877 элементов и 559156 узлов. Жесткость звеньев спиц корректировалась по результатам испытаний натурных образцов звеньев спиц. Основное допущение при моделировании материалов рассматриваемых конструкций заключается в использовании потенциала напряжений Φ_n , который не зависит от истории деформирования. В общем случае связь тензора напряжений через производные от Φ_n относительно деформаций имеет вид

$$\sigma_{ij}^n = \frac{\partial \Phi_n}{\partial e_{ij}}, \quad (1)$$

где e_{ij} – компоненты тензора деформаций Грина, n – номер материала.

Температурные поля транслировались на термомеханическую модель в 20 точек орбиты для весеннего равноденствия и 16 точек зимнего солнцестояния, данные времена года определены как экстремальные с точки зрения достижения экстремальных температур. Начальное НДС конструкции получено согласно [4]. Анализ НДС рефлектора под действием орбитальных тепловых воздействий проведен при помощи программного комплекса ANSYS.

Результаты расчета НДС штанги с наибольшим перемещением посадочной плоскости под рефлектор для весеннего равноденствия и зимнего солнцестояния соответственно показали, что максимальное отклонение реализуется в точке зимнего солнцестояния и составляет 0.042 м. Максимальная величина угла поворота достигается

в также для зимнего солнцестояния и равна 10.96 мин. Обе величины, характеризующие отклонение конца штанги рефлектора достигаются в момент времени 21 час.

Наибольшая величина среднеквадратического отклонения (СКО) отражающей поверхности рефлектора относительно вписанного параболоида реализуется для расчетного случая зимнее солнцестояние. На рисунке 2 представлены максимальные узловые перемещения в конструкции рефлектора, достигающие 71 мм на концевом звене спицы, противоположному креплению штанги. Причина данных перемещений – перепад температур по сечению спиц более 100°C. Что и обуславливает отклонение конструкции.

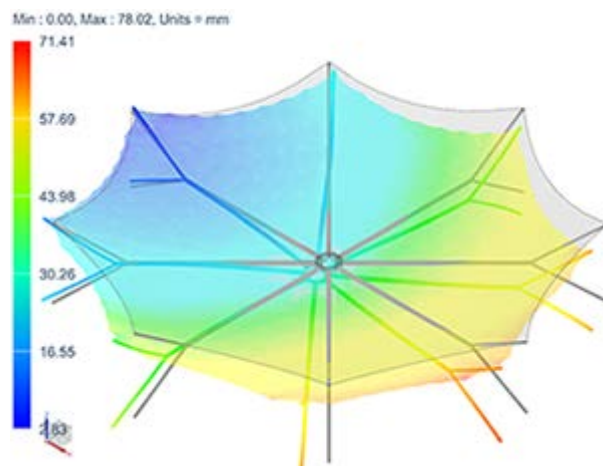


Рис.2 Максимальные узловые перемещения конструкции во время зимнего солнцестояния, мм

Результаты определения геометрических параметров параболической формы отражающей поверхности при тепловых воздействиях представлены в таблице 1. Чтобы выявить вклад деформаций штанги под действием тепловых нагрузок искажение отражающей поверхности рефлектора определялось с учетом перемещений конца штанги и без них.

Таблица 1. Изменение геометрических параметров параболической поверхности рефлектора

Параметр	Расчетный случай	Значение до, м	
		На штанге	Без штанги
СКО	ВР	0.0056	0.0056
	ЗС	0.0055	0.0055
Отклонение точки фокуса	ВР	0.170	0.165
	ЗС	0.226	0.213
Фокусное расстояние	ВР	32.15	32.16
	ЗС	32.19	32.18

Максимальное отклонение точки фокуса реализуется для расчетного случая зимнее солнцестояние и составляет 0.213 м.

Влияние искажений штанги на геометрические параметры формы отражающей поверхности заметно для момента времени где перемещения конца штанги достигают наибольшей величины. Однако в общем результаты показывают, что стабильность положения и формы отражающей поверхности под действием тепловых воздействий в течении орбитальной эксплуатации определяется в основном за счет деформаций силового каркаса рефлектора.

Литература

1. Belkov A., Belov S., Pavlov M., Ponomarev V., Ponomarev S., Zhukov A. Stiffness estimation for large-sized umbrella space reflector. MATEC Web of Conferences. №48, 2016. Article Number: 02001
2. Zhang L., Chen Y. The on-orbit thermal-structural analysis of the spacecraft component using MSC/NASTRAN. MSC Aerospace Users' Conference Proceedings, 1999. С. 1-8.
3. Пономарев В.С., Пономарев С.В., Халиманович В.И. Термомеханический анализ крупногабаритного сетчатого рефлектора космического назначения. Вестник СибГАУ. Т. 17, №2, 2016. С. 343-349
4. Жуков А.П., Пономарев С.В. Технология получения начальных условий для задачи динамики крупногабаритного рефлектора. Изв. вузов. Физика, 2012. Т. 55. № 7/2. С. 72–76.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОЛИНЕЙНОГО ПЬЕЗОДВИГАТЕЛЯ ЕДИНОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМОЙ

А. В. Азин¹, С. В. Рикконен¹, С. В. Пономарев¹, А. М. Храмцов²

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Акционерное общество "Научно-исследовательский институт "ЭЛПА"
124460, г. Москва, г. Зеленоград, Панфиловский пр., 10
E-mail: antonazin@niipmm.tsu.ru

На сегодняшний день технология МЭМС (микроэлектромеханических систем) является одной из наиболее перспективных технологий, которая способна произвести революцию по массогабаритным показателям электромеханическим преобразователям энергии.

В классификацию МЭМС входят микролинейные пьезопроводы, которые представляют собой колебательные системы, предназначенные для преобразования электрической энергии в механическую. Разработка такой техники основывается, в первую очередь на теорию колебаний и теорию устойчивости движения динамических систем. Теория микролинейных пьезопроводов имеет близкую связь с вибрационной техникой, динамикой машин и сооружений, акустикой, сейсмологией, электротехникой, ультразвуковой техникой и радиотехникой.

Наличие постоянного притока энергии из вне, преобразование энергии, совершение работы и диссипативные потери внутри системы позволяет отнести МЛД к активным диссипативным колебательным системам (КС).

Активная колебательная система МЛД состоит из взаимосвязанных подсистем, содержащих многочисленные элементы, причем система в целом приобретает свойства, не присущие отдельным подсистемам и тем более их элементам.

В МЛД энергия не аккумулируется. Производство, распределение и потребление происходит одновременно и практически мгновенно. Поэтому все элементы колебательной системы МЛД взаимосвязаны единством режима. В колебательной системе МЛД в каждый момент времени установившегося режима сохраняется баланс по активной и реактивной мощности. Устойчивым режимом работы МЛД считается согласованная работа пьезоэлементов пакета с постоянной амплитудой, частотой и фазой вибро смещений, реализующая общий режим работы всех элементов пьезопровода по преобразованию энергии. Самой мощной и надежной конструкцией пьезоактюаторов считается пакетная конструкция пьезодвигателя (рис.1).

По сравнению с традиционными колебательными системами МЛД имеет определенные особенности:

1. В колебательной системе МЛД имеются подсистемы разной физической природы: электрическая подсистема, электрофизическая

подсистема; механическая и акустическая подсистема;

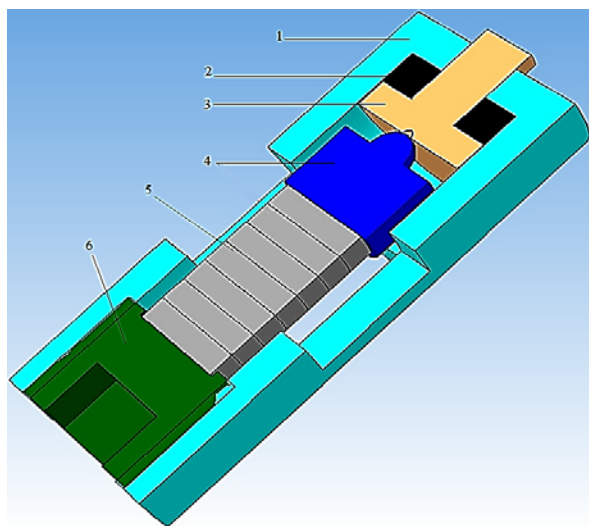
2. Длина волны акустического сигнала соизмерима с размерами МЛД, следовательно, в преобразовании энергии будет участвовать два механизма преобразования - механический и акустический;

3. Необходимо иметь механоакустическую подсистему согласования нагрузки с пьезопакетом;

4. Пьезопакет состоит из отдельных частей, которые имеют возможность деформироваться друг относительно друга произвольным образом и поэтому необходимо иметь средство для организации единого режима работы пакета;

5. Приток энергии осуществляется на каждый пьезоэлемент, что существенно усложняет систему и затрудняет математическое моделирование МЛД;

6. Любое изменение параметров КС МЛД приводит к существенному изменению режима работы системы с нарушением желаемого преобразования.



1 – корпус, 2 – резиновая прокладка,
3 – толкатель, 4 – щека с излучателем,
5 – пьезопакет, 6 – поджимной винт.

Рис. 1. Общий вид МЛД на основе пакетного пьезоактиватора

Для расчета и анализа работы механических колебательных систем широко применяются методы электрических аналогий, позволяющие в одномерной постановке задачи просто и наглядно набрать компетенцию по данным устройствам. Каждую пьезопластину можно представить

электрической схемой замещения, представленной на рис.2. Авторами предложена уточненная схема замещения. В уточненной схеме замещения по сравнению со схемами, представленными в [1], к упругим параметрам добавлены два параметра пьезопластины – масса пьезопластины m_n и неупругое сопротивление пьезопластины R_n . Наличие этих добавленных механических параметров существенно изменяют саму схему замещения и частотные характеристики системы. Масса пьезопластины определяется просто исходя из плотности и объема пьезопластины. Вполне допустимо принять, что масса пьезопластины будет постоянной, и не будет зависеть от частоты воздействия, силы воздействия и амплитуды деформации.

Определение величины неупругого сопротивления вызывает определенные трудности и в настоящее время это сопротивление достоверно определяется по экспериментальным данным. Во многих литературных источниках математическое моделирование колебательной системы осуществляется с постоянными значениями неупругого сопротивления, что вносит определенную неясность решения. Поправки в математическую модель вносятся по результатам экспериментов.

Ещё сложнее определить неупругое сопротивление в механической колебательной системе пакета пьезоэлементов, в которой пьезоэлементы могут деформироваться произвольным образом, вызывая добавочные потери энергии. При этом величина неупругого сопротивления колебательной системы будет носить явно нелинейный характер в зависимости от угловой частоты воздействия и амплитуды деформации

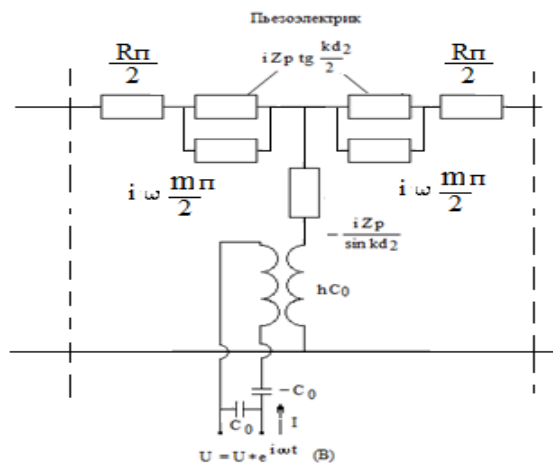


Рис. 2. Электрическая эквивалентная схема замещения четырехполосника пьезопластины

МЛД необходимо рассматривать как единую колебательную систему, объединенную единым режимом «выработки - передачи - преобразования энергии», который зависит от параметров колебательной системы (КС) и от точности

настройки в близкий по частоте диапазон к резонансу. Подстройка КС по частоте зависит от характера нагрузки, которая может быть - инерционной, упругой, активной, смешанной.

Отсутствие нагрузки или предварительного поджатия позволяет пьезопластинам колебаться свободно и произвольно, амплитуды вибро смещения имеют высокие значения, выше паспортных значений. Расчет электрической схемы замещения, представленной на рис.3, позволяет определить частотные характеристики амплитуды колебаний каждой пьезопластины [2–4].

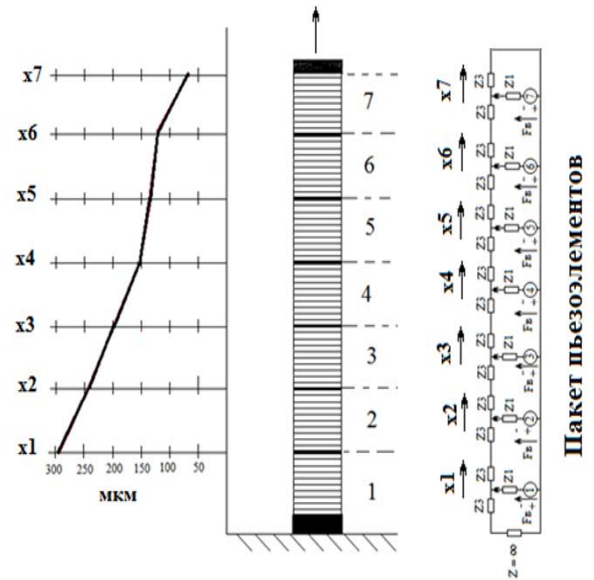


Рис. 3. Амплитудные значения деформаций пьезопластин от 1 пьезоэлемента до 7-го, схема расположения пьезопакета, электрическая схема замещения пьезопакета

Режим без предварительного поджатия и пригрузки – режим «КЗ». Пьезопакет АПМ-2-7, напряжение $U = 100$ В, неупругое сопротивление системы $R = 0.06$ кг/с.

Результаты расчета частотной характеристики вибро смещения представлены на рис.4. Единый режим работы КС отсутствует – пьезоэлементы колеблются свободно и произвольно, а вибро смещение седьмого пьезоэлемента меньше вибро смещения первого пьезоэлемента.

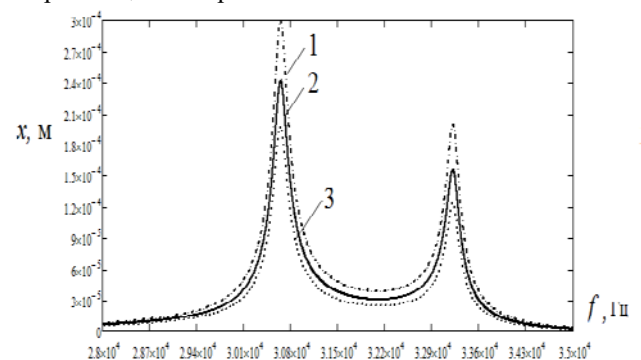


Рис. 4. Частотная характеристика вибро смещения пьезоэлементов 1, 2, 3 пьезопакета в режиме КЗ.

Режим с предварительным поджатием пригрузом $M_{\text{наг}} = 35$ кг. Пьезопакет АПМ-2-7, $U = 100$ В, неупругое сопротивление системы $R = 0.2$ кг/с.

Единый режим работы КС существует – пьезоэлементы колеблются синхронно, а вибросмещение седьмого пьезоэлемента больше вибросмещения первого пьезоэлемента (рис. 5 и 6).

Признаками существования единого режима работы преобразования энергии являются:

- наличие одного резонанса для всех пьезопластин;
- увеличение амплитуды вибросмещения с увеличением номера пьезопластины от 1 до 7 номера.

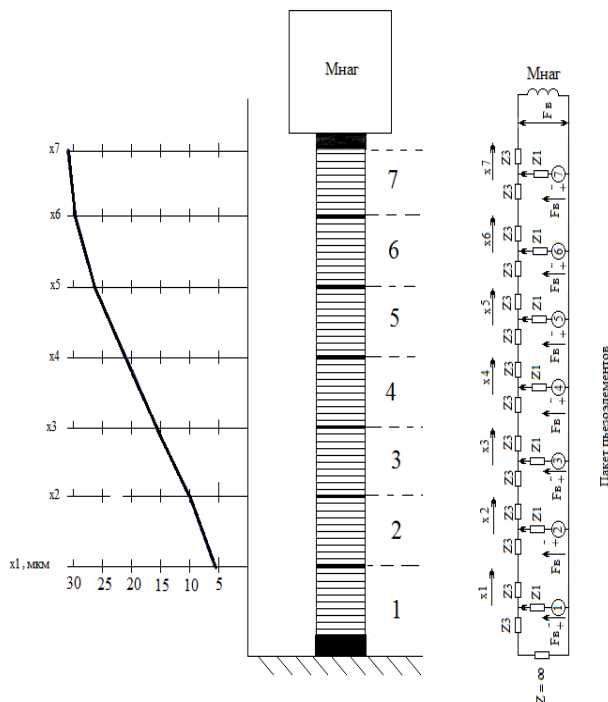


Рис.5. Амплитудные значения деформаций пьезопластин с 1-го до 7-го пьезоэлемента, схема расположения пьезопакета, электрическая схема замещения пьезопакета

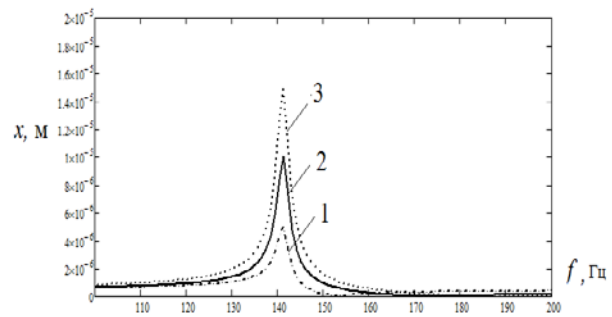


Рис. 6. Частотная характеристика вибросмещения пьезоэлементов 1, 2, 3 пьезопакета

Выводы:

1. МЛД необходимо рассматривать как единую колебательную систему, объединенную единым режимом «выработки - передачи - преобразования энергии», который зависит от параметров колебательной системы (КС) и от точности

2. Настройки в близкий по частоте диапазон к резонансу.

3. МЛД имеет ряд особенностей, которые отличают данную систему от других колебательных систем и, для проектирования МЛД, необходимо эти отличия учитывать.

4. С точки зрения теории колебаний показана необходимость работы МЛД только под нагрузкой (упругая, инерционная нагрузка или предварительное поджатие пакета).

5. Работа МЛД без нагрузки приводит к произвольным колебаниям пьезопластин с высокими значениями вибросмещения, что приводит к выходу из строя МЛД.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор RFMEFI57814X0060.

Литература

1. Дьелесан Э., Руайс Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424с
2. Пономарев С.В., Рикконен С.В, Азин А.В. Анализ работы пьезопривода по частотным характеристикам механоакустической колебательной системы // Изв. Вузов. Физика. 2014. 8/2. Т. 57. С 196 - 202 .
3. Пономарев С.В., Рикконен С.В, Азин А.В. Моделирование колебательных процессов пьезоэлектрического преобразователя.//Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. №2(34). 2015. С 86 - 95.
4. Conference Series: Materials Science and Engineering. 71. 2015. DOI: 10.1088/1757-899X/71/1/012056

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ ПРОЧНОСТИ КЕРАМИКИ С РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ ПОРИСТОГО ПРОСТРАНСТВА НА ОСНОВЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТОДОМ ПОДВИЖНЫХ КЛЕТОЧНЫХ АВТОМАТОВ

А.Ю. Смолин^{1,2}, И.Ю. Смолин^{1,2}, И.Ю. Смолина³

¹Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4

E-mail: asmolin@ispms.tsc.ru

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, просп. Ленина, 36

E-mail: smolin@ftf.tsu.ru

³Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2

E-mail: prtsuab@mail.ru

Проблема предсказания физико-механических свойств керамических материалов в зависимости от их пористости возникла достаточно давно, она решалась различными авторами в различной постановке, но до сих пор является до конца не решенной и потому актуальной. Сложность данной задачи, в первую очередь, заключается в том, что свойства реальных материалов в значительной мере определяются их многомасштабной структурой. Современные технологии производства керамик способны создавать материалы с очень сложной структурой как пористого пространства, так и самой матрицы, что собственно и обеспечивает им высокие функциональные свойства. При аналитическом решении данной задачи наиболее успешными следует признать результаты механики композитов и микромеханики, основанные на методе самосогласованного поля (определении тензора вклада — property contribution tensor) [1] и методе случайных функций [2]. Однако эти успехи относятся лишь к свойствам, определяющим распространение различного типа возмущений: упругих, тепловых и электромагнитных. Что касается прочности, то возможности этих подходов по сути ограничены материалами с периодической структурой. При экспериментальном определении прочностных свойств материалов получаемые данные имеют очень большой разброс, причины которого могут заключаться не только в неоднородности и сложности строения материала. В связи с вышесказанным, для решения данной проблемы представляется полезным применение средств компьютерного моделирования и статистического анализа.

В настоящее время для моделирования механического поведения материалов чаще всего применяют численные методы механики сплошной среды, а именно, метод конечных элементов. Однако в последнее время успешно развиваются и находят все большее широкое применение методы, основанные на дискретном представлении материала. Например, метод подвижных клеточных автоматов (ПКА) является новым эффективным дискретным методом вычислительной механики, в котором предполагается, что материал состоит из набора элементарных объектов (автоматов), силы между которыми опре-

деляются в соответствии с правилами многочастичного взаимодействия. ПКА позволяет моделировать механические процессы в твердых телах на различных масштабах, включая деформацию, возникновение и развитие повреждений, разрушение и дальнейшее взаимодействие осколков после фрагментации [3,4]. В данной работе метод ПКА применен для изучения трехмерных пористых керамических образцов кубической формы при одноосном сжатии. Наличие пор учитывалось явно путем удаления случайно выбранных автоматов из исходной ГЦК упаковки. Варьировалось распределение пор в пространстве и их размер. Кроме того рассматривался также вариант заполнения пор пластичным наполнителем (т.е. композит, состоящий из керамической матрицы и включений, свойства которых соответствовали костной ткани).

Как и в работе [4] для каждого значения пористости (доли включений) генерировалось несколько представительных образцов с индивидуальным расположением пор (включений). Размер автоматов составлял 1 мкм. Моделировалось квазистатическое одноосное сжатие каждого из образцов, в результате которого рассчитывалась диаграмма нагружения (σ – ϵ). По этой диаграмме определялся упругий модуль сжатия (угол наклона линейного участка) и предел прочности (максимальное значение диаграммы) для каждого индивидуального образца. Получаемые в результате моделирования значения модуля упругости и предела прочности являются случайными величинами (вследствие случайного расположения пор/включений). Повторим, что разброс значений прочности достаточно велик, особенно в области пористости от 5 до 30 %, которая представляет особый интерес, поскольку в этом диапазоне происходит перколяционный переход от системы изолированных пор к проницаемой поровой структуре. В работе [4] для определения функциональной зависимости свойств рассматриваемых модельных образцов от пористости осуществлялась аппроксимация некоторыми известными функциями расчетных точек, в которых свойства для каждого значения пористости определялись как среднее арифметическое по всем образцам с заданной пористостью. Однако известно [5], что случайные величины, завися-

щие от наличия «слабого звена» по своей природе описываются экспоненциальным законом Вейбулла-Гнеденко (далее будем называть его распределением Вейбулла)

$$F(t) = 1 - \exp\left(-\left(t/\eta\right)^\beta\right) \quad (1)$$

где η — параметр масштаба, а β — параметр формы. Причем для определения параметров этого распределения зачастую достаточно совсем небольшой выборки. В силу экспоненциальной функции, лежащей в основе этого распределения, а также его несимметричности, математическое ожидание случайной величины может значительно отличаться от арифметического среднего выборки, означающего предположение о равномерности распределения.

В данной работе предлагается для определения функциональной зависимости прочностных свойств от пористости пользоваться не средними значениями расчетных данных, а математическими ожиданиями для соответствующего распределения Вейбулла. Отметим, что при больших значениях β , математическое ожидание распределения Вейбулла $\langle t \rangle = \eta \cdot \Gamma(1+1/\beta)$ практически равно параметру масштаба η .

В настоящее время существует множество коммерческих программ, осуществляющих анализ надежности или долговечности по Вейбуллу, таких как Weibull++, Visual-XSel, Statgraphics, Statistica и др. Для определения параметров η и β в них реализовано несколько методов, основным из которых является метод оценки максимального правдоподобия. При этом в случае небольшой выборки рекомендуется использовать метод медианной регрессии, который сводится к преобразованию формулы (1) к линейному уравнению и аппроксимации этим уравнением выборки по методу наименьших квадратов. Существует также свободное программное обеспечение для анализа больших данных на основе языка R [6]. В своей работе мы использовали разработанный для этого языка специальный пакет, реализующий анализ Вейбулла [7].

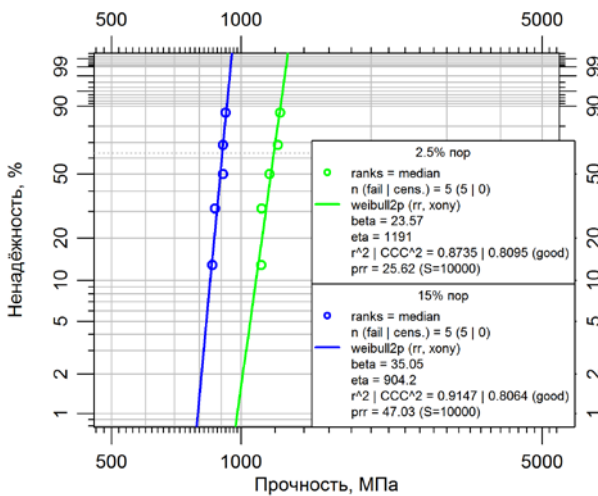


Рис. 1. Анализ Вейбулла для пористой керамики

На рис. 1 показаны графики анализа Вейбулла прочности модельных образцов керамики для двух значений концентрации маленьких пор (в один автомат), где наблюдается максимальный разброс зна-

чений. Видно, что расчетные данные хорошо описываются распределением Вейбулла. При этом значения среднего арифметического для всех значений пористости, т.е. систематически, превышали значения математического ожидания примерно 0.5 %.

Рассмотрим зависимость предела прочности σ модельного материала от пористости C . На рис. 2 точками нанесены значения математического ожидания распределения Вейбулла для прочности, определенные по пяти образцам с различными вариантами размещения пор по пространству; показаны также интервалы отклонения прочности для каждой величины пористости. Видно, что максимальный разброс наблюдается в интервале пористости до 20 %.

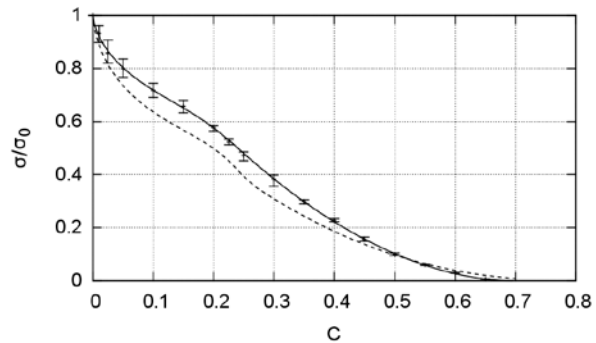


Рис. 2. Зависимость приведенного значения прочности на сжатие керамических образцов от пористости

Как отмечалось в [4], данная зависимость существенно определяется структурой пористого пространства. В частности, она меняет свой характер при переходе предела перколяции. Функции, наилучшим образом аппроксимирующие расчетные точки по обе стороны от этого предела, различны: в области изолированных пор (включений)

$$\sigma = \sigma_0 (C_0 - C/C_{\max})^m, \quad (2)$$

а в области проницаемой пористости

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1 - (C/C_{\max})^m}{1 + (C/C_n)^n}, \quad (3)$$

где C_{\max} , C_n , n и m являются подгоночными параметрами, а σ_0 — предел прочности матрицы. Сплошная кривая на рис. 2 аппроксимирует расчетные точки по формулам (2) и (3). Видно, что, обе ветви идеально стыкуются в области предела перколяции.

Пунктирной линией на рис. 2 показана аппроксимация по формулам (2) и (3) результатов моделирования керамики с крупными порами. Такие поры при генерации включали один из выбранных автоматов и двенадцать его ближайших соседей. Видно, что в интервале пористости от 0 до 50 % прочность керамики с малыми порами больше, чем с крупными, а после 50 % — наоборот меньше.

Далее рассмотрены результаты моделирования керамических композитов. При генерации таких образцов у выбранных автоматов механические свойства менялись на свойства кортикальной кости, т.е. они были значительно мягче и могли испытывать пластическую деформацию. На рис. 3 показаны

графики анализа Вейбулла прочности модельных образцов керамического композита для двух значений концентрации включений, когда наблюдается максимальный разброс значений. Видно, что эти расчетные данные также хорошо описываются распределением Вейбулла даже для десяти различных вариантов пространственного расположения включений.

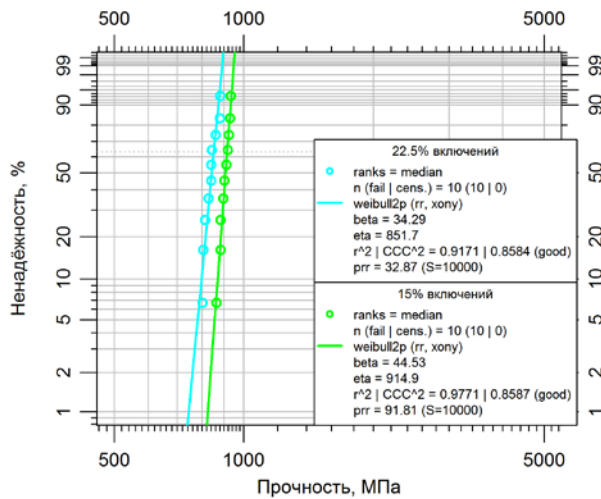


Рис. 3. Анализ Вейбулла для композитов

Рассмотрим зависимость предела прочности σ модельного композита от доли включений C . На рис. 4 точками нанесены значения математического ожидания распределения Вейбулла для прочности, определенные по десяти образцам с различными вариантами размещения включений, показаны также интервалы отклонения для каждой доли включений. Видно, что максимальный разброс в прочности для композитов наблюдается в интервале доли включений от 5 до 22.5 %. На границе перехода от одной зависимости к другой имеется перелом.

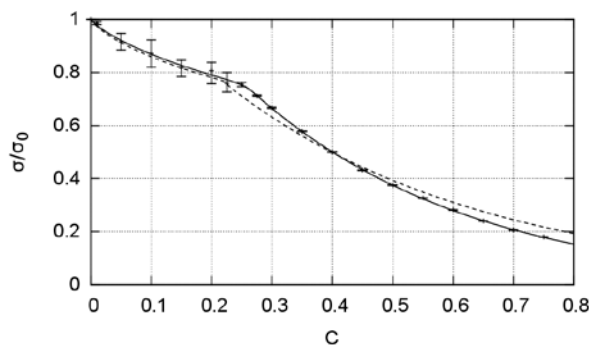


Рис. 4. Зависимость приведенного значения предела прочности на сжатие образцов керамического композита от доли включений

Пунктирной линией на рис. 4 показана сглаженная кривая для композитов с большими включениями (они содержали один из выбранных автоматов и двенадцать его ближайших соседей). Характерно, что для больших включений граница перехода от одной зависимости к другой смещена в область меньших концентраций включений, что говорит о

том, что предел перколяции для этого размера включений наступает раньше. На зависимостях для пористых образцов (рис. 2) этот эффект не столь заметен, вследствие более плавного перехода от одной зависимости к другой. Аналогично пористой керамике, прочность образцов с малыми включениями больше, чем с крупными, при малой их концентрации. Переход, когда прочность композита с крупными включениями становится больше, наблюдается раньше, а именно при концентрации 40 %.

В заключение, на основании проведенных исследований, можно сделать следующие выводы.

Во-первых, для определения функциональной зависимости прочностных свойств керамики от пористости следует пользоваться не средними значениями экспериментальных (расчетных) данных, а математическими ожиданиями для соответствующего распределения Вейбулла. Это позволяет повысить точность аппроксимации данной зависимости и избавиться от систематического ее завышения.

Во-вторых, показано, что функциональная зависимость прочностных свойств керамических композитов от концентрации пор/включений определяется структурой пористого пространства керамики. В частности, эта зависимость меняет свой характер при переходе предела перколяции: функции, наилучшим образом аппроксимирующие расчетные точки по обе стороны от этого предела, различны. Кроме того, прочность для образцов с большими включениями оказывается меньше, чем для образцов с маленькими включениями, для концентрации включений менее 40–50 %, а при большей концентрации превышает прочность образцов с маленькими включениями.

Литература

1. Kachanov M., Sevostianov I. (eds.) Effective properties of heterogeneous materials / Solid mechanics and its applications. V. 193. Springer, 2013. 389 p.
2. Вильдеман В.Э., Соколкин Ю.В., Ташкинов А.А. Механика неупругого деформирования и разрушения композиционных материалов. М.: Наука. Физматлит, 1997. 288 с.
3. Shilko E.V., Psakhie S.G., Schmauder S., Popov V.L., Astafurov S.V., Smolin A.Yu. Overcoming the limitations of distinct element method for multiscale modeling of materials with multimodal internal structure // Computational materials science. 2015. V. 102 P. 267–285.
4. Smolin A.Yu., Roman N.V., Konovalenko Ig.S., Eremina G.M., Buyakova S.P., Psakhie S.G. 3D simulation of dependence of mechanical properties of porous ceramics on porosity // Engineering Fracture Mechanics. 2014. V. 130. P. 53–64.
5. Rinne H. The Weibull distribution. A Handbook. CRC Press, 2009. 762 p.
6. R: A language and environment for statistical computing. R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria. Режим доступа <https://www.R-project.org/>
7. Project Abernethy. Implementation of functions supporting reliability analysis methods presented in "The New Weibull Handbook" by R. B. Abernethy. Режим доступа <http://r-forge.r-project.org/projects/abernethy/>

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЬЕЗОЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МИКРОЛИНЕЙНОГО ПЬЕЗОПРИВОДА

А.М. Храмцов

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: khramtsov.home@gmail.com

Введение. В основе микролинейного пьезопривода (МЛП) лежит многослойный актюатор компрессионного типа, представляющий собой набор пьезоэлементов с электродами из Ag/Pd или Pt сплавов, параллельно соединенных между собой в едином кристалле. Производство таких элементов крайне дорого ввиду высокой сложности технологического процесса и стоимости компонентов, что в значительной степени усложняет разработку новых изделий. Наиболее оптимальным решением данной проблемы является разработка математической модели колебательных систем пьезоприводов, позволяющей подобрать материал и конструкцию пьезоэлемента без его производственного исполнения. В настоящей работе будут описаны методы измерений и расчетов исходных данных математических моделей работы пьезопривода на основе актюаторов типа АПМ-2-7 производства АО «НИИ «Элпа».

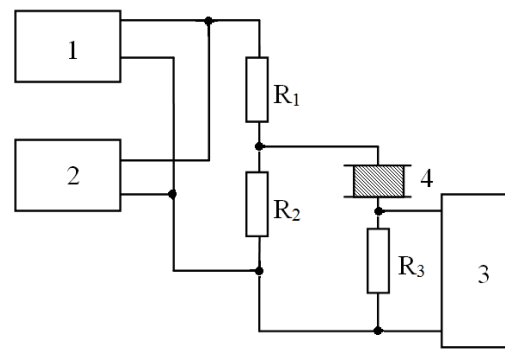
Поликристаллическая структура пьезокерамики анизотропна, поэтому параметры пьезоэлемента будут в первую очередь зависеть от направления и оси ориентации поликристалла заданными при поляризации, а также от формы пьезоэлемента (диск, пластина и т.д.). Направления деформаций пьезоэлементов компрессионного типа, входящих в состав актюатора АПМ-2-7 лежат вдоль оси поляризации и имеют форму призмы, на чем и будут основываться расчеты и измерения, представленные в данной статье.

Определение резонансной и антирезонансной частоты актюатора. Как известно любой пьезоэлемент обладает резонансной и антирезонансной частотой толщинной, сдвиговой и планарной моды. В случае с АПМ-2-7 нас интересуют толщинные моды колебаний.

Основным для реализации выбран метод «резонанса-антирезонанса» (Р – А), который подробно описан в литературе [1], создан измерительный стенд, структурная схема которого изображена на рис.1. Эта схема аналогична схеме, регламентированной стандартами [1,3,4], но в отличие от последней была применена более современная аппаратура.

Схема работает следующим образом. Генератор качающейся частоты (ГКЧ) измерителя X1-46 через плечо четырехполюсника возбуждает в испытуемом образце механические колебания, спектр которых регистрируется анализатором цепей. В момент образования в образце стоячей волны на экране анализатора регистрируется резонансный пик какой-

либо моды колебаний. Частоты резонанса и антирезонанса таких пиков регистрируются частотомером. Увеличивая с помощью ГКЧ частоту колебаний в образце от 0 до 1 МГц на экране анализатора можно зарегистрировать весь спектр АЧХ испытуемого образца и измерить значения характерных резонансных и антирезонансных частот различных мод колебаний.



1 – блок ГКЧ X1-46; 2 – частотомер ЧЗ-54;

3 – анализатор цепей AgilentE5071C;

4 – образец актюатора

Рис. 1. Структурная схема измерительного стенда резонансной и антирезонансной частоты

Расчет упругой податливости и скорости звука. Для определения материальных констант, характеризующих упругие свойства анизотропных материалов с трансверсально-изотропной симметрией на практике используется метод Р– А описанный выше. Таким образом, для расчета упругой податливости актюатора - S_{33}^D, S_{33}^E (Е, D – измерение при воздействии постоянного электрического поля (режим КЗ) и при постоянном электрическом смещении (индукция, режим ХХ) соответственно) и скорости звука U_t^{ED} , м/с, будут использоваться следующие выражения[3]:

$$S_{33}^D = (4(f_a^T)^2 t_2^2 \rho)^{-1} \quad (1)$$

$$S_{33}^E = S_{33}^D \left(1 - \frac{\pi f_p^T}{2 f_a^T} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi f_a^T - f_p^T}{f_a^T} \right)\right)^{-1} \quad (2)$$

$$U_t^{ED} = 2t f_a^T \quad (3)$$

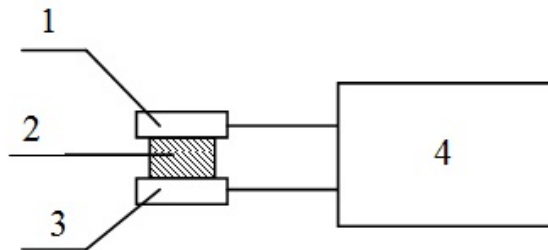
где f_r^T, f_a^T – резонансная и антирезонансная частота первого (основного) обертона толщины моды колебаний, Гц; t – толщина пьезоэлемента, м; ρ – плотность образца, кг/м³.

Измерение и расчет пьезомодуля. Учитывая конструкцию АПМ-2-7 и его режимы работы, будет рассмотрен способ расчета пьезомодуля $d_{i=3,j=3}$ (i – направление деформации; j – направление поляризации) по формуле [2]:

$$d_{33} = \sqrt{\frac{\pi f_p^T}{2 f_a^T} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi f_a^T - f_p^T}{f_a^T} \right)} \sqrt{\varepsilon_{33}^T \varepsilon_0 S_{33}^E} \quad (4)$$

где a – длина стороны квадратной пластины, м; $\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$ – относительная диэлектрическая проницаемость.

Измерение d_{33} проводится в квазистатическом режиме путем определения заряда на электродах образца в момент снятия нагрузки, приложенной по оси поляризации на частоте 110 Гц при помощи оборудования YE 2730A d33 meter, APC International, Ltd. Структурная схема стенда представлена на рис. 2.



1 – неподвижный электрод; 2 – актюатор;
3 – подвижный электрод, к которому
прикладывается нагрузка частотой 110 Гц; 4 –
YE 2730A d33 meter

Рис. 2. Структурная схема стенда для измерения пьезомодуля

Электроды АПМ должны быть расположены максимально перпендикулярно направлению нагрузки.

Измерение и расчет электрической емкости, тангенса угла диэлектрических потерь, диссипации.

Основными видами потерь в пьезокерамике являются диэлектрические и механические потери. Диэлектрические потери характеризуются тангенсом угла диэлектрических потерь ($\operatorname{tg} \sigma$), который равен отношению активной и реактивной составляющих тока, протекающего через пьезоэлемент. Рост диэлектрических потерь наблюдается в области пьезоэлектрического резонанса, на низких частотах до 1000 Гц изменениями диэлектрических потерь пренебрегают. Механические потери проявляются в том, что между приложенным электрическим напряжением и возникающей деформацией имеется сдвиг фаз σ , тогда $\operatorname{tg} \sigma$ служит мерой относительных потерь механической энергии за один цикл.

Статическую электрическую емкость и тангенс угла диэлектрических потерь определяют с помощью универсального моста (измерителя иммитанса МНИЛИЕ7-20) на частоте 1000 Гц [3]

Для моделирования колебательных процессов актюатора необходимо учитывать активные потери энергии за период колебаний (диссипация), которые можно вычислить по формуле [5,6]:

$$P = U^2 2\pi C_0 \operatorname{tg} \sigma, \quad (5)$$

где C_0 – статическая электрическая емкость, пФ; U – напряжение на обкладках актюатора, В.

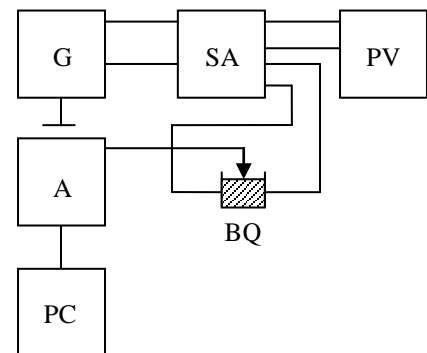
Измерение пьезоэлектрической деформации.

Для предварительного расчета пьезодеформации пакетных и тонкопленочных многослойных актюаторов без механической нагрузки, состоящих из N элементов, справедливо следующее уравнение:

$$\Delta l = N d_{33} E l_3 \quad (6)$$

где E – напряженность электрического поля, В/м; l_3 – толщина пьезокерамического слоя.

Для измерения пьезодеформаций актюатора чаще всего используют оптический и электроемкостной метод измерения. Оптический способ измерения основан на принципе работы интерферометра Майкельсона и подробно описан в работах [7]. В данной статье для измерения АПМ-2-7 применяется электроемкостной измерительный стенд (рис. 3).



G – источник постоянного тока GPR-30H10D;
SA – приспособление для переключения
полярности; PV – вольтметр GDM-8245; A –
измеритель линейных размеров 275 XPI; BQ –
образец актюатора; PC – компьютер

Рис. 3 Структурная схема стенда для измерения пьезоэлектрической деформации Δl , мкм

Все пьезоматериалы имеют недостатки, которые в конечном итоге проявляются в работе пьезопривода и которые необходимо учитывать при моделировании. Одним из таких недостатков является гистерезис, который возникает из-за остаточной поляризации пьезокерамики, его величина для сегнетомягких материалов находится в пределах 12-30 %. В результате при периодическом изменении напряжения управления зависимость поляризации (а значит и деформации) от напряженности электрического поля описывается двумя криволинейными ветвями, образующими

петлю. При увеличении электрического поля, приложенного к пьезокерамическому элементу, до максимального значения степень поляризации материала достигает точки насыщения. При снижении поля до нуля степень поляризации достигает уровня остаточной поляризации. Такую петлю гистерезиса можно получить при измерении пьезодеформации актюатора с дискретным увеличением приложенного к нему напряжения с шагом 10 В (Рис. 4).

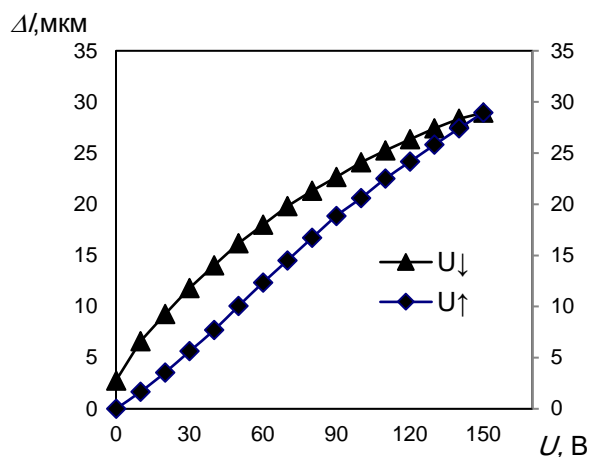


Рис.4. График зависимости пьезодеформации актюатора АПМ-2-7 (Δl , мкм) от приложенного напряжения (U , В)

Как видно из графика, гистерезис АПМ-2-7 составляет около 20% при рабочем напряжении от 0 до 150 В.

Вывод

В представленной статье для расчетов параметров актюатора преимущественно рассматривался метод резонанса-антирезонанса. Данный метод имеет свои недостатки, т. к. рассчитан на определение параметров элементарных пьезоэлементов (пластина, диск, стержень и т.д.), в то время как пьезоактюатор представляет собой композит связности 2-2, состоящий из чередующихся слоев керамики и металлизации. Тем не менее, в совокупности с измерительными стендами удается получить необходимые константы

для математического моделирования работы пьезопривода на основе актюатора АПМ-2-7 производства АО «НИИ «Элпа». Результаты измерений и расчетов представлены в таблице 1.

Таблица 1. Основные параметры актюатора

Тип актюатора	АПМ-2-7
Макс. пьезодеформация при напряжении 100 ВΔl, мкм	20,2
Статическая емкость C_0 , мкФ	2,82
Тангенс угла д/э потерь, отн. ед.	0,029
Скорость звука U_F^E , м/с	$3,7 \times 10^3$
Пьезомодуль d_{33} , пКл/Н	590
Упругая податливость S_{33}^E , м ² /Н	165×10^{-13}
Резонансная частота первого обертона толщинной моды колебаний f_T^T , Гц	$93,41 \times 10^3$
Антирезонансная частота первого обертона толщинной моды колебаний f_a^T , Гц	$96,30 \times 10^3$

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор RFMEFI57814X0060.

Литература

1. Пьезокерамические преобразователи: Справочник / Под ред. С. И. Пугачева. Л.: Судостроение, 1984. 356 с
2. Акопян В. А., Соловьев А. Н., Шевцов С. Н. Методы и алгоритм определения полного набора совместимых материальных констант пьезокерамических материалов. Ростов н/Д: Изд-во ЮФУ, 2008. 144 с.
3. ОСТ 11 0444-87. Материалы пьезокерамические. Технические условия. М.: Электростандарт, 1987. – 141 с.
4. ГОСТ 12370-80. Материалы пьезокерамические. Методы испытаний. - М.: Изд-во стандартов, 1980. - 30 с.
5. С.В. Пономарев, С.В. Рикконен, А.В. Азин. Исследование электромеханических процессов в пьезоэлектрической системе, Т. 57, № 8/2 известия высших учебных заведений физика 2014 г.
6. Пономарев С.В., Рикконен С.В, Азин А.В. Моделирование колебательных процессов пьезоэлектрического преобразователя.//Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. №2(34). 2015. С 86 – 95.
7. Бойков В.И., Быстров С.В., Коровьяков А.Н., Салмыгин И.П. Экспериментальное исследование характеристик пьезоприводов нового поколения.- Изв.вузов.Приборостроение.2009.Т.52, №11.С.77-82.

РАСЧЕТ МНОЖЕСТВЕННОГО СОУДАРЕНИЯ ЧАСТИЦ С ПОВЕРХНОСТЬЮ МЕТОДОМ SPH.

Р.О. Черепанов, А.В. Герасимов, С.В. Пашков

НИИ ПММ Национального исследовательского Томского государственного университета.

634021, г.Томск, пр. Ленина, 36.

E-mail: RCherepanov82@gmail.com

Моделирование соударения ансамбля частиц с преградами является важной задачей для космической области, в частности- для анализа влияния потоков метеоритных частиц на элементы космических аппаратов, прежде всего, на элементы обшивки и на солнечные панели, представляющие собой достаточно тонкие конструкции большой площади. Основным материалом, из которого состоят такие панели, является стекло, а фотоэлемент представляет собой многослойную конструкцию из стекла с нанесенным на него тонкопленочным полупроводниковым покрытием. Разрушение такого пакета микрометеоритами носит преимущественно хрупкий характер и сопровождается формированием большого количества осколков.

Для моделирования таких процессов перспективными выглядят бессеточные методы, в частности- SPH.

SPH- метод гладких частиц.

SPH (smoothed particle hydrodynamics)- бессеточный Лагранжев метод решения задач динамики сплошных сред.

В методе SPH [2] *ядерная аппроксимация** функции имеет вид

$$f^i \cong \int f(\vec{x})W(\vec{x} - \vec{x}^i, h)d\vec{x} \quad (1)$$

где h - параметр размывания, выбираемый достаточно произвольно, \vec{x} – пространственная координата, W - функция сглаживания, в качестве которой обычно используется кубический В-сплайн

$$\phi(u) = \begin{cases} 1 - 1.5u^2 + 0.75u^3, & u \leq 1, \\ 0.25(2 - u)^3, & 1 < u \leq 2, \\ 0, & u > 2; \end{cases} \quad (2)$$

$$W(\vec{r}, h) = \phi(|\vec{r}|/h)$$

Производная этой функции может быть найдена как:

$$f_{,\alpha}^i = \frac{\partial f^i}{\partial x_\alpha} \cong \int f(\vec{x})W_{,\alpha}(\vec{x} - \vec{x}^i, h)d\vec{x} \quad (3)$$

Соответствующая (3) *узловая аппроксимация* имеет вид:

$$f_{,\alpha}^i = \frac{\partial f^i}{\partial x_\alpha} \cong \sum_k f^k W_{,\alpha}(\vec{x}^k - \vec{x}^i, h) \Delta v^k \quad (4)$$

где $\vec{x}^k, f^k, \Delta v^k$ – радиус-вектор, значение аппроксимируемой функции и некоторый ассоциированный объем, соответствующие k -й точке.

Как показано в [3][4], аппроксимация (4) имеет первый порядок точности при однородном распределении частиц, который понижается до нулевого вблизи границ расчетной области и при неоднородном распределении частиц (*particle inconsistency*). М.Б. Лиу и Г.Р. Лиу [1]предложили способ восстановления узловой согласованности. Разложив аппроксимацию (3) в ряд Тейлора и удерживая два члена ряда они получили аппроксимацию первого порядка точности.

Обозначим

$$f_{,\alpha}^i = \begin{cases} \partial f(\vec{x}^i) / \partial x_\alpha^i, & \alpha = 0, 1, 2; \\ f(\vec{x}^i), & \alpha = -1; \end{cases} \quad (5)$$

$$\Delta(\vec{x}, \vec{y})_\alpha = \begin{cases} x_\alpha - y_\alpha; & \alpha = 0, 1, 2; \\ 1; & \alpha = -1; \end{cases} \quad (6)$$

Введем вспомогательные величины

$$F_\beta(f, \vec{x}) = \sum_m f^m W_{,\beta}(\vec{x}^m - \vec{x}) V^m; \quad (7)$$

$$T_{\alpha\beta}(\vec{x}) = F_\alpha(\Delta_\beta, \vec{x}); \quad (8)$$

$$B_{\alpha\beta}^n(\vec{x}) = [T_{\alpha\beta}^n(\vec{x})]^{-1}; \quad (9)$$

где f^m - значение функции f , вычисленное в узле m , далее мы будем называть его *значением, переносимым узлом*. V^m – объем узла m , \vec{x}^m – радиус-вектор узла m .

В этих обозначениях узловая аппроксимация произвольной функции f или ее производной в узле n имеет вид:

$$\Phi_\alpha^{nm} = B_{\alpha\beta}^n W_{,\beta}^{nm} V^m \quad (10)$$

$$f_{,\alpha}^n = \sum_m \{ f^m \Phi_\alpha^{nm} \}; \quad (11)$$

Приращение тензора деформаций определяется как:

$$2\Delta\epsilon_{ij}^n = \sum_m \Delta R_\gamma^m (\delta_{i\gamma} \Phi_j^{nm} + \delta_{j\gamma} \Phi_i^{nm}) \quad (12)$$

Тогда вариация внутренней энергии может быть вычислена по формуле

$$\delta E = \int \delta\epsilon_{ij} \sigma_{ij} d\vec{x} \approx \sum_{m,n} \frac{\delta R_\gamma^m V^n \sigma_{ij}^n}{2} (\delta_{i\gamma} \Phi_j^{nm} + \delta_{j\gamma} \Phi_i^{nm}) \quad (13)$$

Отсюда находится обобщенная сила, действующая на SPH-узлы:

$$F_\gamma^m = \sum_N \frac{\sigma_{ij}^n V^n}{2} (\delta_{i\gamma} \Phi_j^{nm} + \delta_{j\gamma} \Phi_i^{nm}) \quad (14)$$

после чего ускорения узлов определяются как:

$$a_{\gamma}^m = F_{\gamma}^m / m^m \quad (15)$$

где $m^m = \rho V^m$ - масса узла m .

Процедура восстановления узловых согласованности совместно с расчетом обобщенных узловых сил позволяет повысить порядок точности метода и повысить точность расчета граничных условий на контактных и свободных поверхностях. При этом условия на свободной поверхности в таком подходе удовлетворяются автоматически, а условия на контактных поверхностях могут быть рассчитаны методом Джонсона.

Модель Джонсона-Холмквиста JH-2.

Для описания разрушения хрупких материалов типа стекла и керамики Джонсоном и Холмквистом [5] была предложена модель, учитывающая накопление поврежденности, наблюдаемую экспериментально при разрушении стекол и керамик при сжатии. Изначально поведение материала считается упругим и полностью описывается упругими модулями и уравнением состояния.

$$\mu = \rho / \rho_0 - 1$$

$$P = K_1 \mu + K_2 \mu^2 + K_3 \mu^3 + \Delta P_{n-1} \quad (16)$$

$$P = K_1 \mu (\mu < 0)$$

где P - давление, ΔP_{n-1} соответствует вкладу за счет растрескивания материала.

При сжатии поврежденность начинает накапливаться при превышении напряжениями критического значения и описывается параметром поврежденности D , принимающим значения от 0.0 до 1.0. При растяжении материал ведет себя чисто упруго до достижения напряжения разрушения $\sigma_{tensile}$, что соответствует идеально-хрупкому поведению.

Суммарное напряжение определяется вкладом двух частей - неповрежденного материала и растрескавшегося материала пропорционально их долям, напряжения неповрежденного и разрушенного материала соответственно

$$\sigma_i^* = A(P^* + T^*)^N (1 + C \ln \dot{\epsilon}) \quad (17)$$

$$\sigma_f^* = B(P^*)^N (1 + C \ln \dot{\epsilon})$$

Итоговые напряжения определяются через параметр поврежденности D

$$\sigma^* = \sigma_i^* - D(\sigma_i^* - \sigma_f^*) \quad (18)$$

$$D = \frac{\varepsilon_P}{\varepsilon_f} \quad (19)$$

ε_f - деформация разрушения, ε_P - накопленная пластическая деформация.

Давление растрескивания для неповрежденного материала принимается равным нулю, и растет по мере накопления поврежденности по закону

$$\Delta P_{n+1} = \sqrt{(\Delta P_n + K \mu_1)^2 + 2\beta K_1 \Delta U - K \mu_1} \quad (20)$$

что соответствует переходу части энергии (определяемой коэффициентом β) деформации в энергию разрушения

$$\Delta U = U(D_n) - U(D_{n+1}), U(D) = \frac{\sigma}{6G} \quad (21)$$

Параметры стекла [5] $A = 0.93$, $B = 0.088$, $C = 0.003$, $M = 0.35$, $\sigma_f = 4.5$ GPa, $D1 = 0.053$, $D2 = 0.85$, $K1 = 45.4$ GPa, $K2 = -138$ GPa, $K3 = 290$ GPa, $\sigma_{tensile} = 0.15$ GPa, $\beta = 1.0$

Результаты расчетов.

Метод SPH использовался для моделирования соударения множества частиц с поверхностью стекла. Моделировалась ситуация соударения семи сферических частиц из стали (Рис.1) радиусом $r = 0.5$ мм, которые были расположены в вершинах треугольников со стороной 2.0 мм (круг с диаметром $D = 4.0$ мм). Пластины стекла имели диаметр $D_2 = 20.0$ мм, толщина пластин $h = 1.0$ мм, расстояние между пластинами 0.2 мм. Начальная скорость частиц $v = 1.0$ км/с.

Для описания поведения металла использована упругопластическая модель с параметрами: модуль упругости $E = 200$ ГПа, модуль сдвига $\mu = 70$ ГПа, динамический предел текучести $Y_0 = 0.245$ ГПа.

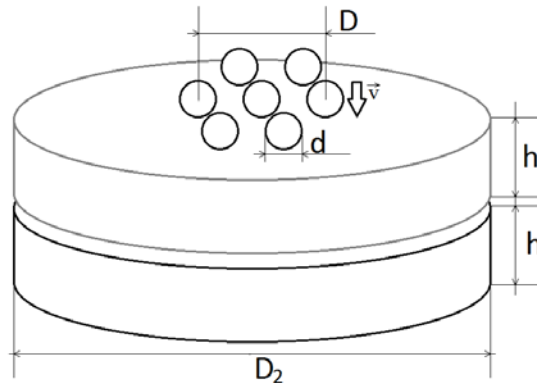


Рис.1 Схема эксперимента

Задача решалась в трехмерной постановке, для моделирования верхней пластины использовалось 40000 узлов, для моделирования нижней пластины использовалось 10000 узлов, для моделирования сферических частиц использовалось по 72 узла на каждую сферу.

Результаты расчетов приведены на Рис. 2- Рис. 4.

Надо отметить, что в настоящее время существует большое количество различных вариантов метода гладких частиц, отличающихся видом итоговых аппроксимационных формул, способом расчета граничных условий, точностью выполнения законов сохранения и т.п. Однако, редко упоминается о том, что практически все описанные в литературе варианты метода SPH (классический, симметризованный, CSPM, RKPM, etc.) имеют существенный недостаток - аппроксимация тензора

деформаций нарушает схемное условие совместности деформаций. Как следствие, это приводит к возникновению ненулевых компонент вектора ускорений при постоянном поле напряжений.

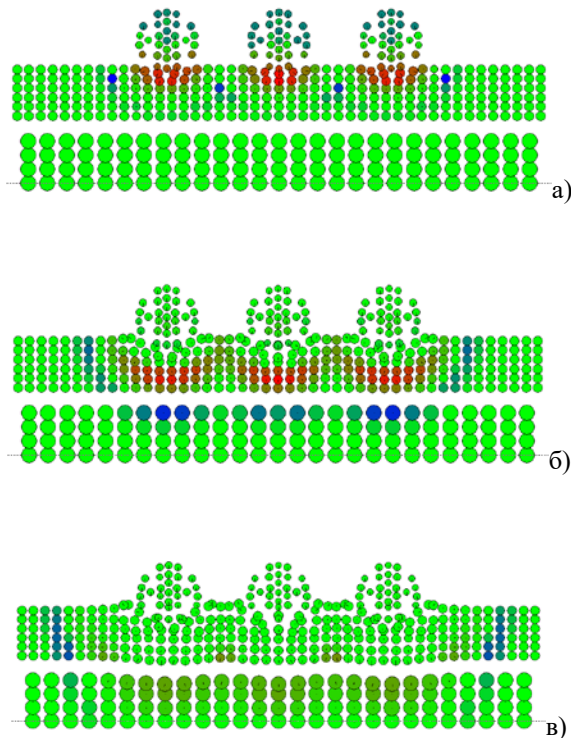


Рис.2. Press: $t=15\mu\text{с}$ (а), $25\mu\text{с}$ (б) $35\mu\text{с}$ (в)

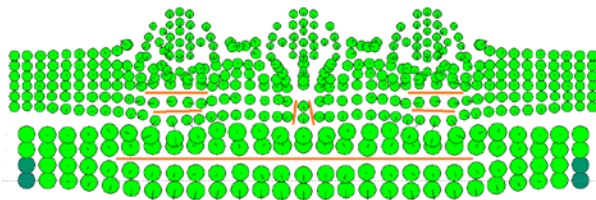
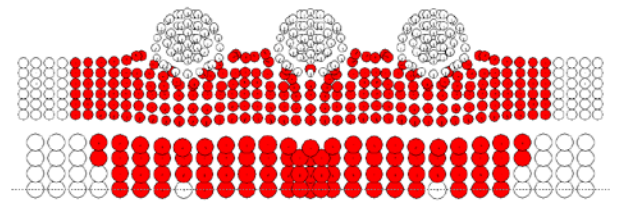


Рис.3. Поврежденность, $t=35\mu\text{с}$

Влияние аппроксимационной несовместности деформаций, может приводить к развитию численной неустойчивости, активно проявляющейся при моделировании соударения со скоростями порядка 1-2 км/с. Данный эффект довольно сложно отследить при расчетах соударения с разрушением, так как физически результаты расчетов выглядят правдоподобными. Тем не менее, начальные стадии

процесса соударения и разрушения стекла данный метод описывает вполне корректно, что подтверждается численными тестами на модельных задачах.



Возникновение откола ($t=50\mu\text{с}$)

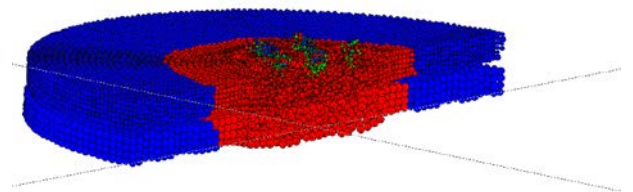


Рис.4. Сечение пластин с зонами поврежденности.

Работа выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета

Литература.

- [1] M.B. Liu, G.R. Liu "Restoring particle consistency in smoothed particle hydrodynamics" // Applied Numerical Mathematics, V.56, Issue 1, January 2006. – P. 19–36.
- [2] Lucy L.B. "A numerical approach to the testing of fusion hypothesis". Astronomical Journal 1977; 82:1013 - 1024.
- [3] J.K. Chen, J.E. Beraun, C.J. Jin "A corrective smoothed particle method for transient elastoplastic dynamics". Computational Mechanics 27 (2001). pp. 177-187.
- [4] J. Bonet, S. Kulasegaram. "Correction and stabilization of smooth particle hydrodynamics methods with applications in metal forming simulations". Int. J. Numer. Meth. Engng. 2000; 47: 1189-1214
5. Holmquist, T.J., Johnson, G.R., Grady, D.E., Lopatin, C.M. and Hertel, E.S. (1995), "High strain rate properties and constitutive modeling of Glass", Proceedings of Fifteenth International Symposium on Ballistics, Jerusalem, Israel, May 1995.

РЕЖИМЫ ФОРМИРОВАНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ В ПОТОКЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В.

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Россия, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1
vorobyev@itp.nsc.ru

Введение. При движении двухфазных газожидкостных смесей в трубах и каналах реализуются различные режимы течений, одним из наиболее интересных и практически важных является пузырьковый режим. Исследование пузырьковых течений актуально для химической и атомной промышленности, металлургии, оксигенации и очистки воды. Создание микропузырей является важной областью исследований в материаловедении и пищевой индустрии. Пузыри микронного размера используются для разрушения тромбов или доставки лекарств в медицинских целях. Поэтому важно детальное изучение данной проблемы.

Большое количество работ посвящено исследованию паро- и газожидкостных пузырьковых потоков в трубах и каналах. Показано, что при одинаковых расходных параметрах жидкости и газа в пузырьковых течениях существенное влияние на тепло- и массообменные процессы в потоке оказывает размер газовых включений [1]. Таким образом, существует возможность управления процессами переноса в энергетических и технологических приложениях, путем изменения размеров пузырей вводимых в поток. Соответственно возникает задача о создании аппарата для генерации пузырей заданного объема в широком диапазоне размеров, но с минимальным разбросом. Для достижения этой цели необходимо понимание процессов происходящих при формировании пузыря и поиск определяющих их параметров.

В литературе представлен ряд работ посвященных непосредственно исследованию процесса отрыва пузыря от отверстия или капилляра, погруженного в покоящуюся жидкость. Экспериментальное исследование процесса проведено в [2]. Показано, что на поведение пузыря в жидкости оказывают влияние не только свойства сред и расход газа, но и способ ввода газа в жидкость.

Существует ряд работ посвященных теоретическому исследованию отрыва газового пузыря от капилляра, находящегося в потоке жидкости [4, 5]. Физическое описание процесса отрыва в данных работах, как правило, основано на рассмотрении баланса сил, действующих на пузырь.

Работы [6, 7] – одни из немногих, где проводятся экспериментальные исследования отрыва пузыря в потоке. В статье [6] показан эффект появления «вторичных» пузырей при отдалении капилляра от стенки канала. Предложена модель, предсказывающая размер пузыря в зависимости от расходных параметров с учетом коалесценции

пузырей. В работе [7] экспериментально показано влияние как расходных параметров жидкости и газа, так и размера капилляра на отрывной диаметр пузыря от отверстия в стенке канала в условиях пониженной гравитации.

К сожалению, количество экспериментальных работ в данной области ограничено. Соответственно возникает задача систематического экспериментального исследования процесса отрыва пузыря от одиночного капилляра в потоке жидкости. Целью данной работы является проведение исследования влияния расходных параметров течения на процесс формирования пузырей в жидкостях с разными физическими свойствами.

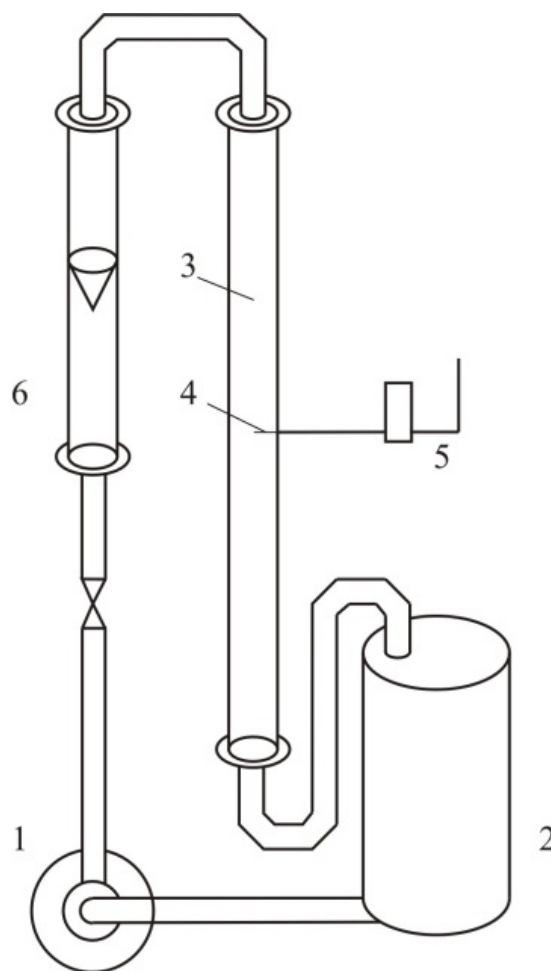


Рис.1 схема установки

Экспериментальная установка и методика эксперимента. Экспериментальная установка представляла собой замкнутый по жидкости контур

(рис. 1). Рабочая жидкость (нагретый глицерин) при помощи центробежного насоса 1 из бака 2 подавалась в прозрачный вертикальный канал представляющим собой стеклянную трубу с внутренним диаметром 15 мм и длиной 800 мм. В центральной части канала в стенку вставлен горизонтальный капилляр из нержавеющей стали 4, через который в поток жидкости вводился газ (атмосферный воздух). Капилляр находился на расстоянии 550 мм от входа в трубу. Внутренний диаметр капилляра – 0.16 мм. Рабочий торец капилляра был аккуратно зашлифован. Ввод газа осуществлялся при помощи контроллера Bronkhorst 5, обеспечивающего расход газа Q_g в диапазоне 0.033–1.67 мл/с. Расход жидкости контролировался посредством ротаметра 6. Предварительная калибровка ротаметра осуществлялась весовым методом. Газожидкостная смесь с выхода канала через гибкую пластиковую трубку сливалась в основной бак. В ходе проведения экспериментов нагрев и контроль температуры рабочей жидкости осуществлялся при помощи системы термостабилизации в пределах $\pm 0.2^\circ\text{C}$. Во время эксперимента происходило принудительное перемешивание рабочей жидкости в баке.

При помощи видеокамеры были получены теневые изображения пузырькового течения, при обработке которых измерялись размеры пузырей. Выдержка во время съемок варьировалась в пределах 1/16000–1/3200 с, частота кадров была 60 Гц.

Для обработки изображений использовались стандартные средства пакета Matlab. Определялась площадь проекции пузырей на фронтальную плоскость видеокамеры. Диаметр пузыря d_0 определялся как диаметр окружности, эквивалентной по площади изображению объекта. При обработке данных проводилась фильтрация по верхнему порогу эксцентриситета эллиптических объектов 0.3. Эксцентриситет определялся, как отношение расстояния между фокусами эллипса и длины большой оси. Кроме того, отбрасывались изображения, не являющиеся выпуклыми, что позволило исключить из рассмотрения пузыри в момент их коалесценции и наложения изображений разных пузырей.

Погрешность измерения расходов газа и жидкости составляли 1.5 и 2 процента соответственно. Оценочная погрешность определения размеров пузырей составляла от 5% для маленьких пузырей, до 2% для больших, т.к. отношение длины окружности межфазной границы к площади теневого изображения, определяющее величину погрешности убывает с увеличением размера пузыря.

Результаты экспериментов. Зависимость размеров пузыря от параметров течения. Эксперимент проводился в опускном течении, при таком расположении капилляра, когда его кромка находится в центре канала. В работах [6, 8] было показано, что при такой конфигурации реализуются наиболее интересные режимы формирования пузырей, требующие более детального изучения.

Рабочей жидкостью выступал глицерин, разогретый до температуры 70°C , 90°C , что соответствует вязкости 0.059 и 0.021 Па·с соответственно. При установленной температуре жидкости и ее расходе, производилась съемка течений с различными расходами газа. Зависимости среднего диаметра пузырей d_0 от расхода газа Q_g при четырех различных среднерасходных скоростях U_l и температуре жидкости 70°C и 90°C представлены на рис.2

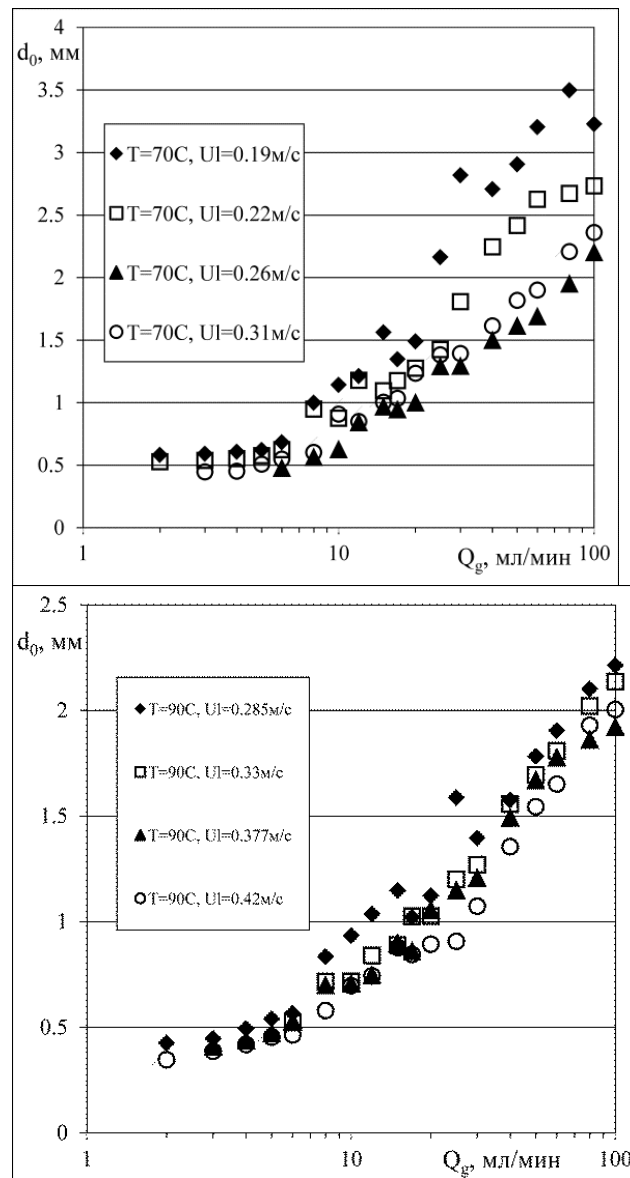


Рис.2 зависимость среднего диаметра пузыря от расхода газа при температуре а) $T=70^\circ\text{C}$; б) $T=90^\circ\text{C}$

Снижение расхода газа приводит к уменьшению размера генерируемых пузырей, но при достаточно малых расходах газа зависимость ослабевает и выходит на постоянное значение, соответствующее диаметру пузыря примерно 0.5 мм. Дальнейшее уменьшение расхода газа сказывается на частоте отрыва, а не на размере генерируемых пузырей. Так же в области малых расходов газа, когда реализуется одиночный режим отрыва пузыря и именно баланс сил является фактором, определяющим его отрывной диаметр, наблюдается

тенденция к увеличению среднего размера пузырей с уменьшением температуры и скорости жидкости. При больших расходах газа реализуются более сложные режимы отрыва и такой тенденции в явном виде не наблюдается.

Режимы генерации пузырей. Как было показано выше, взаимосвязь размера пузырей со скоростью и температурой жидкости ведет себя предсказуемо только для маленьких расходов газа. Рассмотрим изображения, полученные в процессе эксперимента и соответствующие им режимы отрыва, что бы понять причину такого эффекта. При достаточно маленьких расходах газа (2 – 6 мл/мин) реализуется одиночный режим отрыва, когда пузырь, оторвавшийся от капилляра, слабо влияет на отрыв последующего (рис. 3 а.). Для такого режима характерен один ярко выраженный пик на гистограмме размеров (рис. 3 д.). Такие режимы наиболее пригодны для получения монодисперсных газожидкостных смесей. При увеличении расхода газа в потоке появляются пузыри двух различных размеров (рис. 3 б.). На рис. 3 в. видно, что дополнительный пик соответствует пузырям вдвое большего объема. Это дает основания утверждать, что большие пузыри возникают в результате коалесценции маленьких вблизи капилляра. При дальнейшем увеличении расхода газа доля крупных пузырей будет расти и в некоторых случаях течение может перейти опять в режим, для которого характерен только один ярко выраженный пик на гистограмме размеров (рис. 3 в, рис. 3 ж.). Но в этом случае, генерируемые пузыри будут не результатом

размерам для а; е) распределение по размерам для б; ж) распределение по размерам для в; з) распределение по размерам для г.

одиночного отрыва, а продуктом коалесценции вблизи капилляра. При дальнейшем увеличении расхода газа, можно наблюдать более сложные режимы отрыва (рис. 3 г.). На гистограмме размеров пузырей в таких режимах можно обнаружить более двух ярко выраженных максимумов (рис. 3 з.).

Выводы: Проведено исследование процесса формирования газовых пузырей в потоке вязкой жидкости при вводе газа в центр канала через капилляр.

- Получены зависимости среднего диаметра пузырей от температуры и скорости жидкости, а так же от расхода газа

- Показано, что в режимах течения соответствующих одиночному отрыву пузыря уменьшение скорости и температуры жидкости приводит к увеличению объема пузырей.

- Показано, что форма гистограммы распределения пузырей по размерам качественно меняется после превышения некоторой величины расхода газа. Это связано с взаимодействием пузырей друг с другом

- Обнаружен ряд различных режимов отрыва пузыря. Найдены режимы наиболее пригодные для создания монодисперсной газожидкостной смеси.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований в рамках научного проекта № 15-38-21040 мол_а_вед

Литература

1. Jiakai Lu, Gretar Tryggvason. Effect of bubble deformability in turbulent bubbly upflow in a vertical channel. // Physics of Fluids 20. 040701 (2008).
2. Liu Liu, Hongjie Yan, Guojian Zhao. Experimental studies on the shape and motion of air bubbles in viscous liquids // Experimental Thermal and Fluid Science 62 (2015) 109–121
3. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидравлика газожидкостных систем. // М.: Энергия, 1976, 296 с.
4. S.S. Kutateladze and M.A. Styrikovich, Hydraulics of gas-liquid systems. Energiya, Moscow, 1976.
5. Hua Bai, Brian G. Thomas. Bubble formation during horizontal gas injection into downward-flowing liquid // Metallurgical and materials transactions B, Volume 32B, December 2001-1159
6. Marshall S.H., Chudachek M.W.; A Model for bubble formation from an orifice with liquid cross-flow.// Chemical Engineering Science, Voi. 48, No. 11, pp. 2049-2059, 1993.
7. Sina Ghaemi, Payam Rahim, David S. Nobes. The effect of gas-injector location on bubble formation in liquid cross flow. Physics of Fluids 22, 043305 (2010).
8. Henry K. Nahra, Y. Kamotani. Bubble formation from wall orifice in liquid cross-flow under low gravity // Chemical Engineering Science 55 (2000) 4653-4665
9. Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В., Формирование мелкодисперсной газовой фазы в восходящем и опускающем потоке жидкости. // МЖГ. 2012. Т. 4. 75-81
10. Vorobyev M.A., Kashinskiy O.N., Lobanov P.D., Chinak A.V., Formation of the finely dispersed gas phase in upward and downward fluid flow. // Mekhanika Zhidkosti I Gasa 2012, Vol. 47, No. 4, pp. 75-81

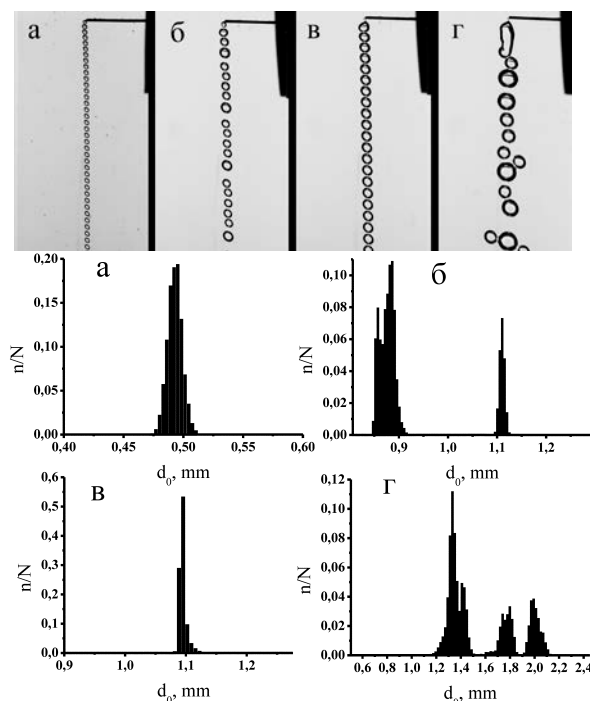


Рис.3 Изображения пузырьковых течений, и соответствующие им гистограммы размеров при различных параметрах; а) $T=90^{\circ}\text{C}$, $U_1=0.285\text{м/с}$, $Q_g=4\text{мл/мин}$; б) $T=70^{\circ}\text{C}$, $U_1=0.22\text{м/с}$, $Q_g=10\text{мл/мин}$; в) $T=70^{\circ}\text{C}$, $U_1=0.22\text{м/с}$, $Q_g=15\text{мл/мин}$; г) $T=70^{\circ}\text{C}$, $U_1=0.19\text{м/с}$, $Q_g=20\text{мл/мин}$; д) распределение по

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПУЗЫРЬКОВОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ ПОТОКЕ ЗА ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ ТРУБЫ

М.А. Пахомов, П.Д. Лобанов, А.С. Курдюмов, М.А. Воробьев

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,
630090, Новосибирск, Россия
E-mail: lobanov@otf.nsc.ru

Введение. Двухфазные турбулентные пузырьковые течения в технических устройствах могут быть осложнены межфазным теплообменом, отрывом, дроблением и коалесценцией пузырьков. Целью работы является проведение экспериментального исследования влияния концентрации газовой фазы на гидродинамическую структуру и теплообмен в отрывном двухфазном потоке.

Методы исследования. Проведено экспериментальное исследование динамики газовых пузырей в трубе с внезапным расширением. Эксперимент проводился в восходящем потоке. Рабочий участок установки состоял из двух соосных труб с внутренними диаметрами 15 и 42 мм (рис. 1). До места расширения потока существует участок стабилизации потока длиной 80 калибров трубы малого диаметра. Поток жидкости в установке создавался при помощи центробежного насоса. Газ поступал через систему капилляров, расположенных выше по течению от места расширения трубы. Расход газа задавался при помощи контроллера расхода газа производства Bronkhorst.

Использовалась стробоскопическая фотосъемка потока. Использовалась визуализация потока плоским лазерным ножом (PFBI). В рабочую жидкость был добавлен флуоресцентный краситель Родамин Ж. В полученном растворе происходит поглощение зеленого цвета лазера и переизлучение на более высокой длине волны. Для фильтрации оптического сигнала используется пороговый оптический фильтр. В полученном изображении, пузыри, находящиеся вблизи плоскости лазерного ножа, отличаются от остальных пузырей в потоке яркой оранжевой окантовкой. При этом местонахождение этих пузырей можно определить при помощи метода, подробно описанного в Alekseenko et al. (Exp. Fluids, 2010). Проводимая на компьютере обработка полученных изображений с использованием метода PTV, позволяет определить форму и местонахождение пузырей на последовательных кадрах. Таким образом, были получены зависимости скоростей и размеров пузырей, а также распределение локального газосодержания в измерительной плоскости в отрывной зоне потока при течении газожидкостной смеси в трубе с внезапным расширением.

Одним из ограничений предложенного метода является его использование только при относительно малых газосодержаниях из-за перекрытия пузырей ($\beta < 5\%$). Использование данной методики в отрывном потоке также

затруднено существенным изменением формы пузырей, попадающих в сдвиговую область. Как показывает визуальное наблюдение, в этом случае пузырьки теряют форму, близкую к сферической, и могут разрушаться, что усложняет определение их диаметра. Для определения размеров пузырей был разработан программный код в среде Matlab. Эксперименты были проведены при числах Рейнольдса по жидкой фазе в пределах 12000-25600. Расходное газосодержание β не превышало 2%. На вход в канал подавалось полидисперсное распределение пузырей (d_b 0.3÷3 мм). Для каждого режима было обработано не менее 2400 кадров.

Результаты экспериментов. Обработка экспериментальных данных показывает, что для более точного расчета структуры течения за уступом необходимо знать предисторию потока. Известно, что при некоторых режимных параметрах движения пузырьковых потоков в восходящем течении в вертикальной трубе, могут формироваться седлообразные профили газосодержания, а при изменении этих параметров распределение

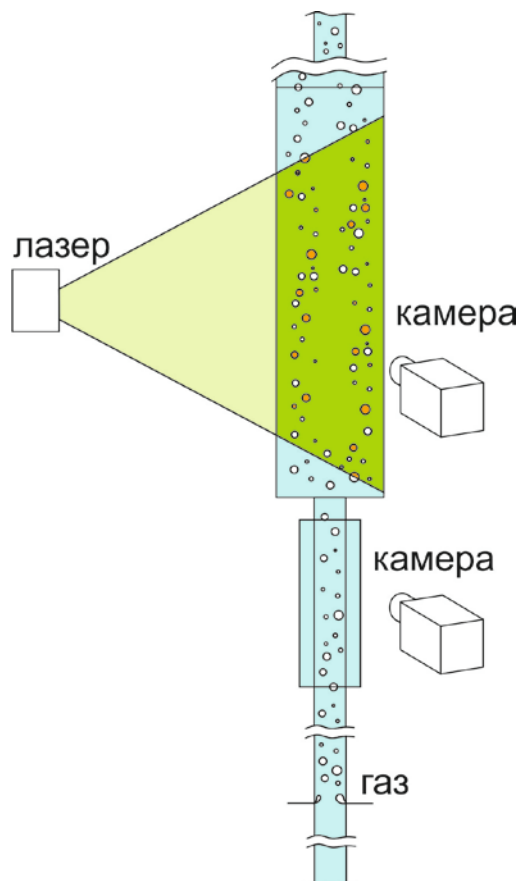


Рис 1. Схема экспериментальной установки.

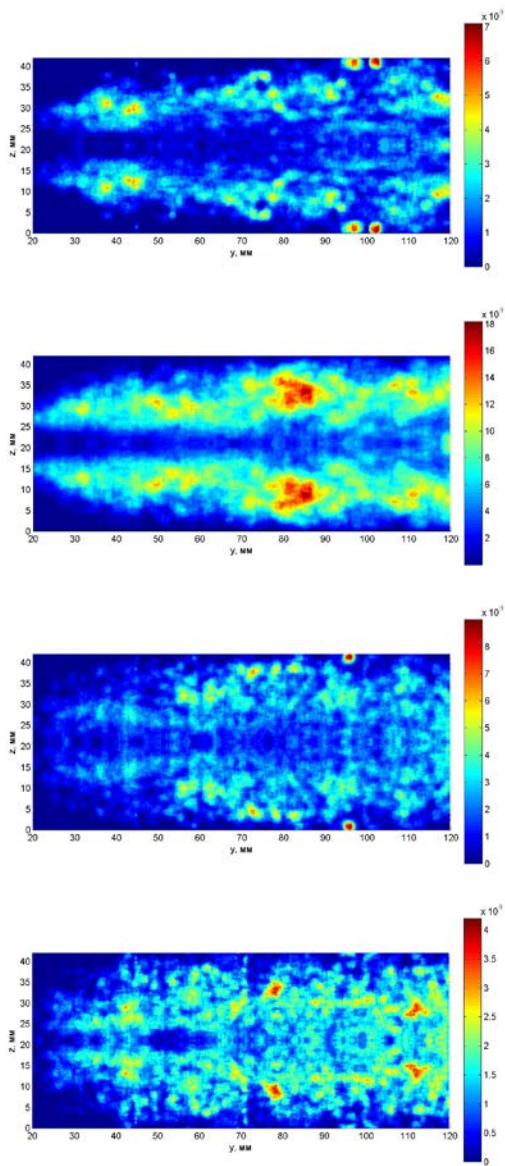


Рис. 2. Распределение локального газосодержания за внезапным расширением трубы: а - $\beta = 0.1\%$, $Re=12000$; б - $\beta = 0.5\%$, $Re=12000$; в - $\beta = 0.1\%$, $Re=21000$; г - $\beta = 0.1\%$, $Re=25000$.

газосодержания принимает параболический вид. В ряде режимов заметно (рис. 2), что на выходе из малой трубы пузыри скапливаются у ее стенок, после чего они выходят в область расширения ближе к сдвиговому слою и в зону меньших скоростей жидкости, чем могло бы быть при движении пузырей в центральной области трубы. На приведенном рисунке вертикальная координата z отсчитывается от места расширения трубы. Таким образом, возможно увеличение вероятности для пузырей быть вовлеченными в вихревое движение у стенки большей трубы. Это может приводить к увеличению газосодержания вблизи стенки трубы. Это приводит к тому, что пузыри практически отсутствуют в ядре потока в ряде режимов. Особенно хорошо это заметно на рис. 2 а и б. Гистограммы распределения размеров пузырей для тех же режимов приведены на рис. 3.

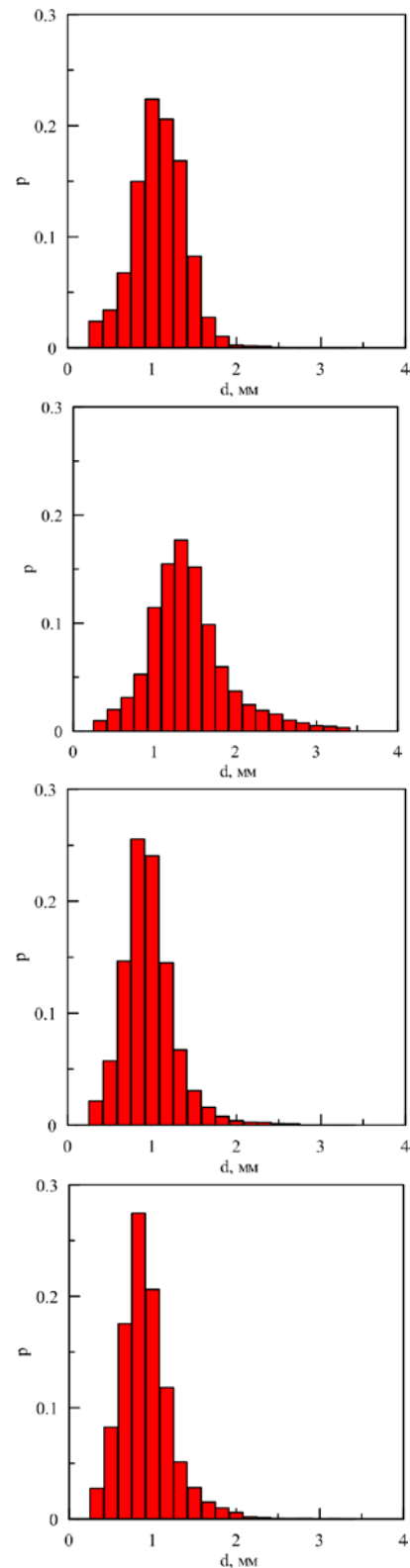


Рис. 3. Гистограммы распределения размеров пузырей. а - $\beta = 0.1\%$, $Re=12000$; б - $\beta = 0.5\%$, $Re=12000$; в - $\beta = 0.1\%$, $Re=21000$; г - $\beta = 0.1\%$, $Re=25000$.

При малых расходах газа средний размер пузырей был около 1 мм, увеличение расхода газа приводит к увеличению среднего размера пузырей до 1.5 мм.

Исследование распределения скорости пузырей (рис. 4) показывает различное поведение пузырей в

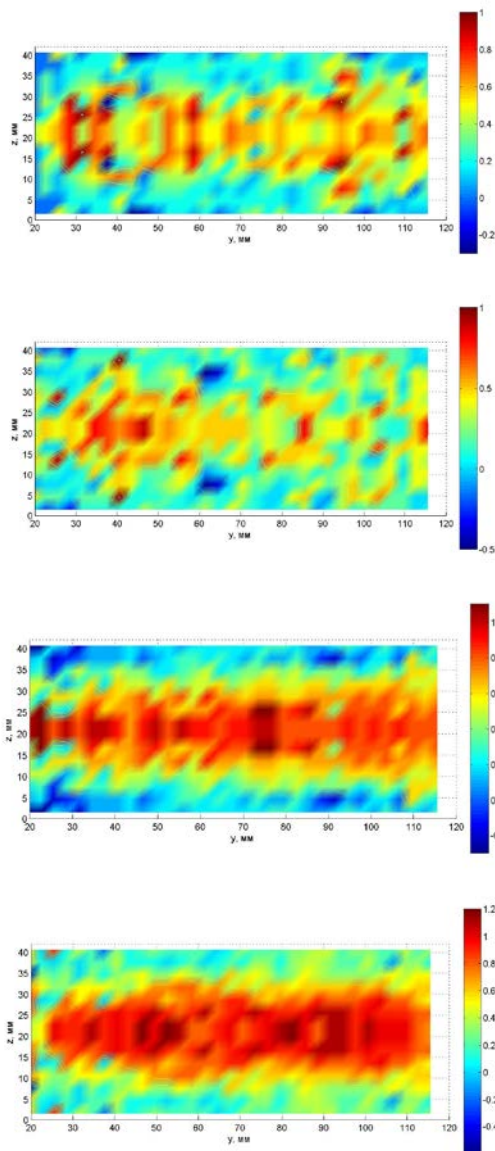


Рис. 4. Распределение скоростей пузырей за внезапным расширением трубы. а - $\beta = 0.1\%$, $Re=12000$; б - $\beta = 0.5\%$, $Re=12000$; в - $\beta = 0.1\%$, $Re=21000$; г - $\beta = 0.1\%$, $Re=25000$.

зависимости от их расположения в канале. Наибольшая скорость пузырей наблюдается в ядре потока. При приближении к стенке трубы наблюдается снижение осредненной скорости пузырей, вплоть до отрицательных значений вблизи стенки трубы. Это вызвано захватом пузырей вихревыми структурами, и их движением в направлении, противоположном основному потоку. Проведено исследование теплообмена от нагреваемой трубы к одно- и двухфазному потоку. Рабочий участок представлял собой тонкостенную трубу из нержавеющей стали, нагрев трубы производился с помощью электрического тока,

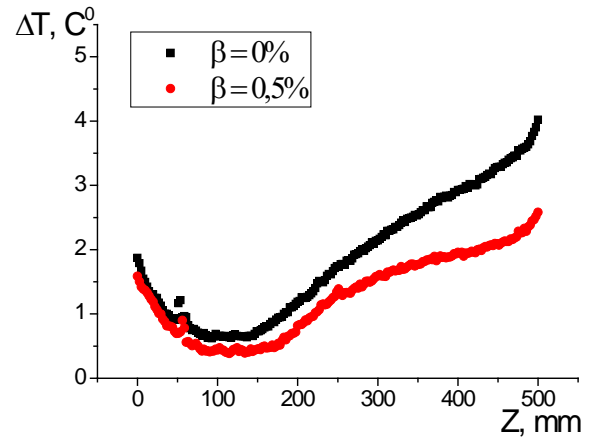


Рис. 5. Распределение ΔT по вертикальной оси z , для однофазного $\beta = 0\%$ и пузырькового потока $\beta = 0.5\%$. $Re = 25600$

соответствующего тепловому потоку $q = 4500 \text{ Вт/м}^2$. Измерения распределения температуры стенки производились с помощью промышленного тепловизора Fluke Ti32. Распределение ΔT по вертикальной оси z , где $\Delta T = T_1 - T_2$ (T_1 – температура нагреваемой стенки канала, T_2 – температура воды, поступающей в канал) представлено на рис 5. Наибольший эффект от добавления газа в поток наблюдается на расстоянии более 15 калибров от расширения трубы.

Заключение. Проведено экспериментальное исследование локальной структуры и теплообмена двухфазного потока за внезапным расширением трубы. Получены данные о:

1. Распределении локального газосодержания в области за расширением трубы.
2. Распределении скоростей пузырей в исследуемой области.
3. Влиянии пузырей газа на теплообмен от нагреваемой стенки к пузырьковому потоку.

Данные получены с помощью оригинальных методов и в дальнейшем будут использованы для апробации моделей гидродинамики и теплообмена в условиях сложной геометрии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-08-00520).

Литература

1. Пахомов М.А., Терехов В.И. Моделирование турбулентной структуры течения и теплопереноса в восходящем полидисперсном пузырьковом потоке // Журнал технической физики. 2015. Т. 85, вып. 9. С. 8–16.
2. Voutsinas A., Shakouchi T., Tsujimoto K., Ando T. Investigation of bubble size effect on vertical upward bubbly two-phase pipe flow consisted with an abrupt expansion // J. Fluid Sci. Technol. 2009. Vol. 4. P. 442–452.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЛКО- И ВЫСОКОДИСПЕРСНОГО ПОРОШКА АЛЮМИНИЯ В СОСТАВЕ ТОПЛИВА НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РДТТ

Н. Н. Дьяченко, В. С. Гурова, С. А. Синеокая

Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36, к.10
E-mail: valery0995@mail.ru

Для увеличения энергетических характеристик ракетного двигателя в топливо добавляют порошок алюминия. Металлической добавкой является мелкодисперсный порошок алюминия, при сгорании которого получается полидисперсный ансамбль жидких капель оксида алюминия. Смесь газа и частиц находится в неравновесном состоянии, так как температура частиц выше температуры газа, а их скорость ниже скорости газа. Скоростная неравновесность приводит к двухфазным потерям, которая определяется размером частиц оксида. Течение сопровождается процессами коагуляции и дробления. За счёт дробления и коагуляции функция распределения частиц по размерам, по мере движения потока вдоль сопла меняется, и её значение является одной из основных характеристик при прогнозировании энерготяговых характеристик твёрдотопливных ракетных двигателей. Учитывая актуальность задачи использования металлизированных топлив, были проведены широкомасштабные исследования течений двухфазных сред в соплах РДТТ. Наиболее полную библиографию этих исследований можно найти в работах [1-7]. В настоящее время разработаны технологии получения высокодисперсных (вплоть до нано-размерных) порошков. С уменьшением размера частиц увеличивается их полнота сгорания, уменьшаются двухфазные потери, что стимулирует более широкое применение высокодисперсных порошков в энергосистемах. Использование этих порошков в качестве добавки в ракетных топливах рассматривается в работах [8,9].

При построении модели двухфазного течения предполагается, что течение стационарное, газ идеальный, объем частиц пренебрежимо мал, система теплоизолирована, вязкость учитывается только в процессах взаимодействия частиц с газом, учитываются только парные столкновения.

Система квазиодномерных уравнений описывающих стационарное двухфазное полидисперсное течение с учетом коагуляции и дробления в рамках монодисперсной модели осколков записывается в виде:

$$F\rho U = \text{const} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} F\rho U^2 + F \frac{d}{dx} P = F \sum_{i=1}^N \rho_i \varphi_{Ri} (U_i - U) \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} F\rho U H_0 = F \sum_{i=1}^N \rho_i [\varphi_{ai} c_p (T_i - T) + \varphi_{Ri} U_i (U_i - U)], \quad (3)$$

$$P = \rho RT, \quad (4)$$

$$\frac{d}{dx} F \rho_i U_i = F (n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} \rho_j - \rho_i \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_j), \quad (5)$$

$$\frac{d}{dx} F n_i U_i = -F n_i \sum_{j=1}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_j, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dx} F \rho_i U_i^2 = F [\rho_i \varphi_{Ri} (U - U_i) + K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \rho_j (U_j - (1 - \Phi_{ij}) U_i) - n_i \sum_{j=1}^i \rho_i \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} n_j (U_i - (1 - \Phi_{ij}) U_i)], \quad (7)$$

$$\frac{d}{dx} F \rho_i U_i T_i = F [\rho_i \varphi_{ai} \frac{c_p}{c_v} (T - T_i) + \frac{n_i}{c_v} \sum_{j=1}^i K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \rho_j E_{ij} + \frac{\rho_i}{c_v} \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} n_j (1 - \Phi_{ij}) E_{ji} + T_i (n_i \sum_{j=1}^i K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} \rho_j - \rho_i \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_j)], \quad (8)$$

$$\frac{d}{dx} F n_i U_i M_i^2 = F \{ n_i \varphi_{Mi} M_i^2 + n_i [0.0578 \cdot \sum_{j=1}^i K_{ij} \mathcal{E}_{ij} M_{0mij}^2 + M_i^2 \cdot \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_j] \}, \quad (9)$$

где $F=F(x)$ - сечение сопла; ρ , U , P , T - плотность, скорость, давление, температура газа; H_0 - энтальпия торможения; c_p - удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; c_v - удельная теплоемкость вещества; R - газовая постоянная; φ_{Ri} , φ_{ai} , φ_{Mi} - функции динамического, теплового и вращательного взаимодействия газа с частицами; ρ_i , U_i , T_i - плотность, скорость, температура частиц; ρ_e - плотность вещества частицы; K_{ij} - константа коагуляции; Φ_{ij} - коэффициент эффективности столкновений; \mathcal{E}_{ij} - коэффициент захвата; E_{ij} - энергия взаимодействующих частиц; M_{0mij} - максимальное значение момента относительного движения.

Уравнение (9) записано с учетом экспериментального факта, что при столкновении вращающихся частиц момент меньшей частицы полностью передается большей частице. Полная постановка задачи представлена в работе [1].

Система уравнений (1-9) решалась на основе обратной задачи. Для численного интегрирования системы уравнений газа использовался стационарный аналог нецентральной конечно-разностной схемы Мак-Кормака, второго порядка

точности. Для интегрирования системы уравнений частиц использовалась неявная разностная схема второго порядка точности.

Расчеты были проведены при давлении в камере $P_k=60, 70, 80$ атм., температура в камере $T_k=3000, 3200, 3400$ К; расширение сопла $ra=4, 6, 10$ r_m , где r_m – радиус минимального сечения сопла, средний радиус частиц на входе в сопло $r_0=1.5, 1.0, 0.5, 0.3, 0.1$ мкм. для частиц с $r_0=\text{мкм}$. Обозначим параметры $P_k=70$ атм.; $T_k=3200$ К; $ra=6$ как средние. Относительно них будем проводить параметрические исследования.

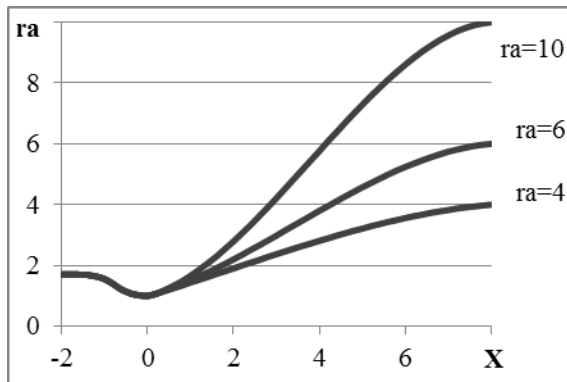


Рис.1 Профиль сопла.

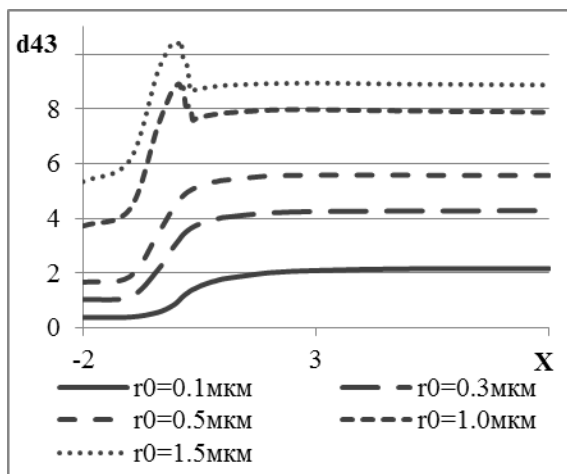


Рис.2 Распределение среднемассового размера дисперсных частиц (d_{43}) вдоль сопла (при $P_k=70$ атм.; $T_k=3200$ К; $ra=6$).

Для ансамбля частиц, средний радиус которых на входе в сопло (r_0) равен 1.5, 1.0 мкм, в области минимального сечения сопла наблюдается интенсивный рост частиц, процесс коагуляции превосходит процесс дробления. Дробление частиц в дозвуковой части сопла определяется взаимодействием с газом (числом Вебера), в транс- и сверхзвуковой областях сопла основным механизмом дробления является вращение частиц и определяется моментом вращения. При $r_0=0.5, 0.3, 0.1$ мкм, течение сопровождается интенсивной коагуляцией в районе минимального сечения сопла. Не достигает критического значения ни число Вебера, ни момент вращения. Изменение спектра частиц определяется только процессом коагуляции.

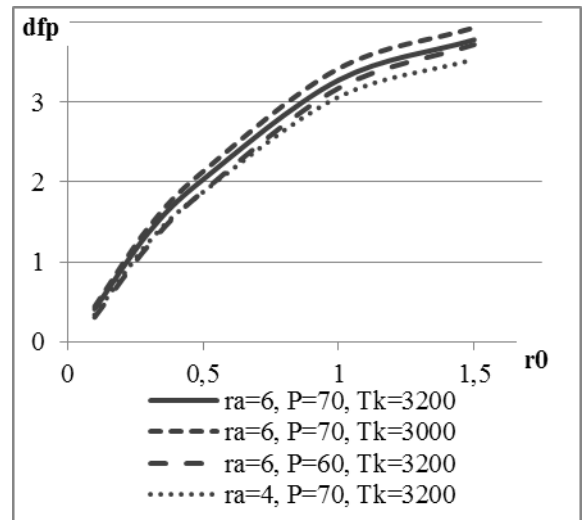


Рис.3 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от r_0 при уменьшении параметров относительно средних.

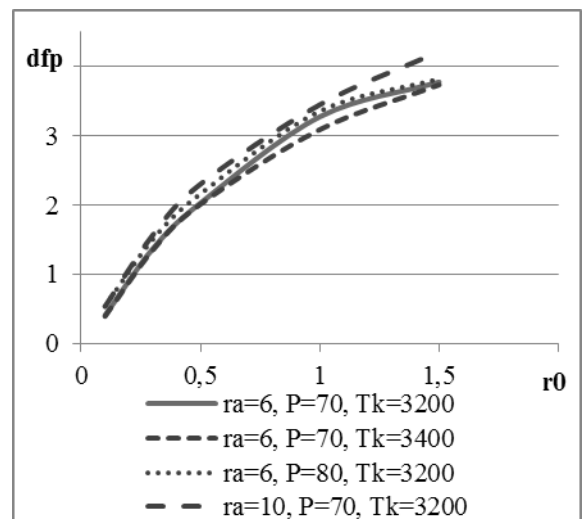


Рис.4 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от r_0 при увеличении параметров относительно средних.

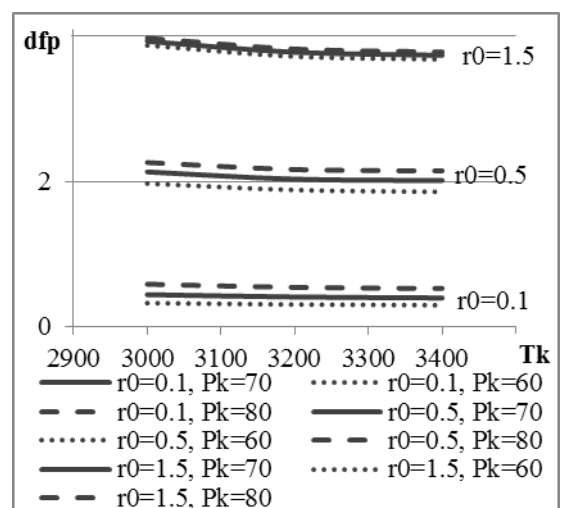


Рис.5 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от температуры в камере при фиксированном ra .

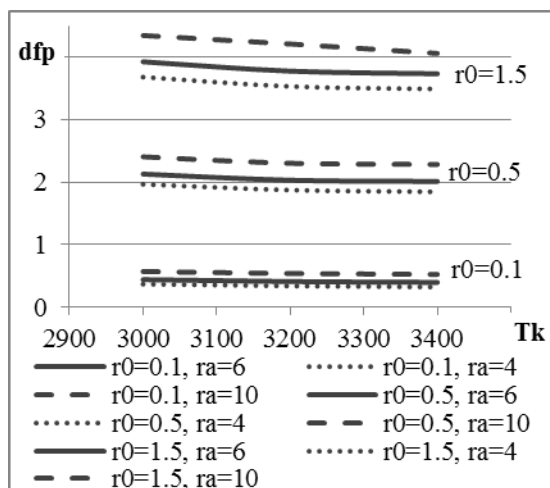


Рис.6 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от температуры в камере при P_k .

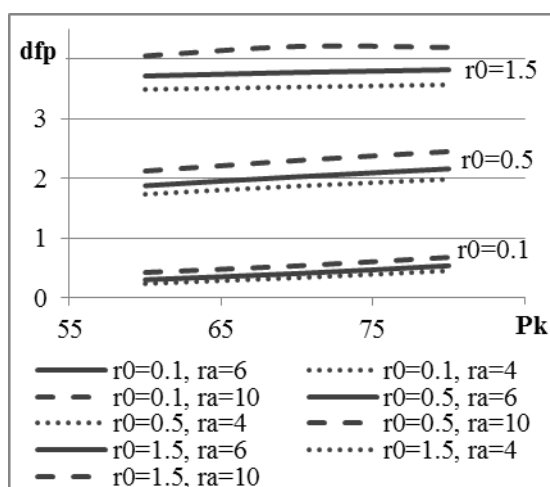


Рис.8 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от давления в камере при фиксированной T_k .

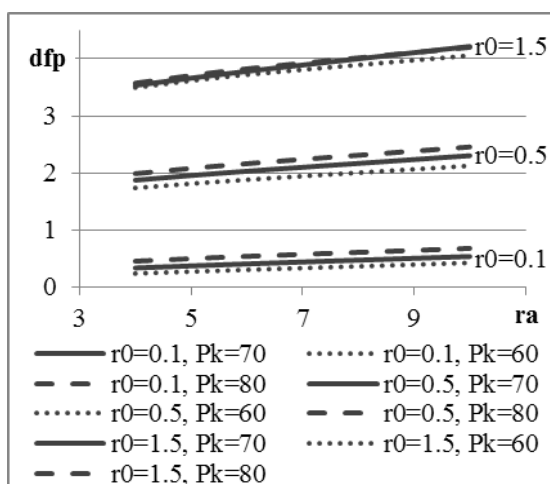


Рис.10 Зависимость двухфазных потерь (dfp) от расширения сопла при фиксированной T_k .

Численные расчеты показывают:

- повышение температуры в камере сгорания наряду с повышением полноты сгорания частиц металла увеличивает энергетику потока, уменьшает разницу скоростей между частицами оксида и газа тем самым уменьшает двухфазные потери;
- для уменьшения потерь, обусловленных неравновесностью потока, необходимо использовать в качестве металлической добавки в топливо высокодисперсные порошки;
- чем меньше размер частиц на входе в сопло, тем меньше их среднемассовый размер на срезе сопла и, как следствие, меньше двухфазные потери;
- при использовании высокодисперсного порошка алюминия двухфазные потери в сопле значительно ниже, чем в случае использования традиционных порошков;
- для высокодисперсного порошка упрощается постановка задачи и система уравнений, т.к. процесс дробления частиц не наблюдается вдоль всего сопла.

Литература

1. Васенин И.М. Архипов В.А., Бутов В.Г., Глазунов А.А., Трофимов В.Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд. ТГУ. 1986. 262 с.
2. Шрайбер А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений //Итоги науки и техн. Комплексные и специальные разделы механики. М.: Изд. ВИНТИ, 1988. Т.3. С.3-80.
3. Шилиев М. И., Шилиев А. М. Аэродинамика и тепломассообмен газодисперсных осколков. – Томск: Изд. ТГАСУ, 2003. – 272 с.
4. Архипов В. А., Усанина А. С. Движение частиц дисперсной фазы в несущей среде. – Томск: Издательский Дом ТГУ, 2014. – 252 с.
5. Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение. 1994. 320 с.
6. Алемасов В.Е., Дрегаллин А.Ф., Тишин А.П. Теория ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1980. 534 с.
7. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Газовая динамика сопел. М.: Наука. 1990. 366 с.
8. Де Лука Л.Т., Галфетти Л., Северини Ф. и др. Горение смесевых твердых топлив с наноразмерным алюминием //Физика горения и взрыва.-2005.Т 41. №6. С.80-94.
9. Ворожцов А.Б., Глазунов А.А., Де Лука Л.Т. и др. Влияние применения наноалюминия на газодинамику высокоэнергетических установок//Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2014. №2(28). С.45-47.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ В ИСПАРИТЕЛЬНОМ РЕАКТОРЕ

А. В. Мерзляков, В. И. Марзаева

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: amerz@mail.ru

В работе рассматривается один из возможных способов выпаривания растворов солей в осесимметричном цилиндрическом испарительном реакторе. Установленные внутри реактора форсунки распыляют раствор. Одновременно с этим, в реактор поступает горячий воздух. В результате этого жидкость испаряется, а твердое вещество выпадает на стенки и далее собирается. Задача работы – оценить возможности этого способа и дать рекомендации по его практической реализации. На этом этапе рассматривалось испарение капель чистой воды.

Процесс выпаривания происходит внутри испарительного реактора, форма которого показана на рис. 1.

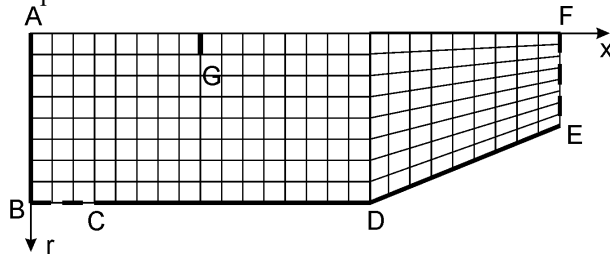


Рис. 1. Схема испарительного реактора

На рисунке BC – вход реактора, через который поступает горячий воздух, AB и CDE – стенка реактора, EF – выходное сечение реактора, через которое выносятся результаты процесса, G – форсунка, через которую в реактор впрыскивается выпариваемый раствор, AF – ось симметрии реактора.

Система осесимметричных нестационарных уравнений движения газа имеет вид (см. [1]):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} = -\frac{\rho v}{r} - J \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} = -\frac{\rho uv}{r} - Q_x \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial r} = -\frac{\rho v^2}{r} - Q_r \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(E + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) = -\frac{1}{r} \left(\rho v \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + W \end{cases}$$

где ρ – плотность газа, u, v – соответственно осевая и радиальная компоненты вектора скорости газа, t – время, p – давление, E – внутренняя энергия, J – массовый приход в газ с частиц, Q_x и Q_r – компоненты потерь импульса газа из-за его взаимодействия с частицами, W – изменение энергии газа из-за взаимодействия с частицами.

Данную систему дополняет уравнение состояния идеального газа:

$$\frac{p}{\rho} = RT.$$

и выражение для внутренней энергии:

$$E = \frac{1}{k-1} \cdot \frac{p}{\rho}$$

где k – показатель адиабаты газа, R – газовая постоянная, T – температура газа.

На границе AB для газа ставятся три граничных условия: температура, направление вектора скорости и удельный расход газа. На твердой стенке и оси симметрии ставится условие непротекания. На выходе в сечении EF ставится одно условие – давление, которое постоянное по всему выходу.

Для повышения точности полученных результатов уравнения движения записываются в безразмерном виде, для чего переменные, входящие в уравнения, выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} p &= p_0 \bar{p}, T = T_0 \bar{T}, u = \sqrt{kRT_0} \bar{u}, \\ \rho &= \frac{p_0}{RT_0} \bar{\rho}, t = \frac{L}{\sqrt{kRT_0}} \bar{t}, x, r = L \bar{r} \end{aligned}$$

В качестве масштабных величин были взяты давление $p_0 = 1$ атм., температура $T_0 = 1000$ К, длина $L = 1$ м.

Характеристики движения частиц в реакторе определяются по методу Кроу [2], суть которого в следующем: из точки, соответствующей месту впрыска частиц в поток газа, влетают частицы сферической формы с соответствующими начальными условиями движения, для которых определяются траектории их движения и их характеристики на этих траекториях. Если частицы в начале движения различаются направлением скорости, то весь поток частиц разбивается на «струйки», для каждой из которых реализуется указанный метод.

Уравнение движения частицы в струйке записывается по следующей формуле:

$$m \frac{d\vec{V}_s}{dt} = \vec{F} = 6\mu\pi(\vec{V} - \vec{V}_s)$$

где \vec{F} – сила вязкого сопротивления, для определения которой была использована формула Стокса, m – масса частицы, \vec{V}_s – вектор скорости частицы, t – время, μ – динамическая вязкость газа, a – радиус частицы, \vec{V} – вектор скорости газа.

После использования формулы для определения массы сферической частицы и проведения

обезразмеривания способом, указанным выше, уравнение приводится к виду:

$$\frac{d\vec{V}_s}{dt} = \beta(\vec{V} - \vec{V}_s)$$

где $\beta = \frac{4.5\mu}{\rho_0 a^2} \cdot \frac{L}{\sqrt{kRT_0}}$, ρ_0 – плотность материала частиц.

Решение этого уравнения на маленьком промежутке времени Δt , на котором скорость газа можно считать постоянной, с начальным условием при $t = 0$ $\vec{V}_s = \vec{V}_{s0}$ позволяет определить значение скорости частицы в конце промежутка Δt :

$$\vec{V}_s = \vec{V} - (\vec{V} - \vec{V}_{s0}) \cdot e^{-\beta \Delta t}$$

Координаты частицы в конце промежутка Δt вычисляются по следующим формулам:

$$x = x_0 + (u_s + u_{s0}) \cdot \frac{\Delta t}{2}$$

$$r = r_0 + (v_s + v_{s0}) \cdot \frac{\Delta t}{2}$$

где x_0, r_0 – координаты частицы в начале временного промежутка Δt , u_s, v_s – компоненты вектора скорости частицы.

Испарение частиц будет рассматриваться в рамках диффузионной модели [3], согласно которой массовый поток со сферической частицы в газ определяется формулой:

$$I = 4\pi a D (c_0 - c_\infty)$$

где D – коэффициент диффузии пара в газе, c_0 – концентрация насыщенного пара на поверхности частицы, c_∞ – концентрация пара в газе вдали от капли.

Из-за отсутствия коагуляции и дробления частиц внутри каждой струйки должно выполняться условие постоянства расхода числа частиц:

$$n_s |\vec{V}_s| S = 0$$

где n_s – концентрация частиц, S – площадь поперечного сечения струйки.

Уравнение для массового расхода частиц вдоль струйки выглядит так:

$$\frac{dG_s}{dt} = -n_s I$$

где $G_s = m \cdot n_s |\vec{V}_s| S$ – массовый расход частиц вдоль струйки. Проведение преобразования и обезразмеривания, а также использование факта, что концентрация насыщенного пара в газе очень мала, приводит уравнение к виду

$$\frac{dG_s}{dt} = -\psi G_s, \text{ где } \psi = \frac{3L \cdot D \cdot c_s}{\sqrt{kRT_0} \rho_0 a^2}$$

Решение уравнения на том же промежутке Δt , с начальным условием при $t = 0$, $G_s = G_{s0}$ позволяет определить величину расхода струйки в конце промежутка Δt :

$$G_s = G_{s0} e^{-\psi \Delta t}.$$

Для изменения тепловой энергии частицы можно записать соотношение:

$$\frac{dE_s}{dt} = Q$$

где Q – полный поток энергии между газом и частицей.

Согласно известной формуле для тепловой энергии имеет место следующее соотношение:

$$dE_s = c \cdot m \cdot dT_s$$

где c – удельная теплоемкость вещества частицы, T_s – температура частицы.

Полный поток энергии между газом и частицей складывается из двух частей: приток тепла к частице от газа и унос энергии вместе с испарившимся веществом. Для притока энергии к сферической частице в горячем газе в [3] выведена формула:

$$Q_1 = 4\pi \lambda a (T - T_s)$$

где λ – коэффициент теплопроводности газа, T – температура газа.

Унос тепла вследствие испарения можно определить так:

$$Q_2 = I \cdot q$$

где q – удельная теплота испарения.

С учетом приведенных формул уравнение для тепловой энергии частицы принимает вид:

$$c \cdot m \frac{dT_s}{dt} = 4\pi a \lambda (T - T_s) - 4\pi D a (c_s - c_\infty) \cdot q$$

Проведение преобразований, аналогичных уравнению движения, приводит к уравнению для температуры частицы

$$\frac{dT_s}{dt} = \gamma (T - T_s) - \Delta$$

$$\text{где } \gamma = \frac{3\lambda L}{a^2 \rho_0 c \cdot \sqrt{kRT_0}}, \Delta = \frac{3L \cdot D \cdot c_s \cdot q}{\rho_0 a^2 c T_0 \cdot \sqrt{kRT_0}}$$

Решение уравнения на том же промежутке Δt , с начальным условием при $t = 0$, $T_s = T_{s0}$ позволяет определить температуру частицы в конце промежутка Δt :

$$T_s = T - (T - T_{s0}) e^{-\gamma \Delta t} - \frac{\Delta}{\gamma} (1 - e^{-\gamma \Delta t}).$$

При численной реализации изложенных выше формул используются следующие исходные данные: $c = 4200$ Дж/(кг·К), $\mu = 2 \cdot 10^{-5}$ Н/м², $Pr = 0.7$, $\rho_0 = 1000$ кг/м³.

Для решения задачи о совместном движении газа и частиц используется метод псевдоустановления. Сначала решается задача об определении параметров стационарного течения газа методом установления по времени. Затем с использованием найденных параметров газа проводится расчёт стационарного движения частиц в потоке газа. Используя рассчитанные параметры частиц, снова решается задача для газа с учётом обмена импульсом и энергией между газом и частицами.

Затем с помощью новых рассчитанных значений характеристик газа снова определяются параметры движения частиц. Такая процедура повторяется до тех пор, пока параметры не перестанут изменяться.

Для решения задачи определения параметров газа в данной работе используется метод Годунова [1]. Согласно этому методу, вся расчетная область разбивается на ячейки, для каждой из которых решаются интегральные уравнения движения газа. Именно в ячейках происходит обмен массой, импульсом и энергией между газом и частицами. Величины, характеризующие эти обмены, входят в правые части соответствующих интегральных уравнения для газа.

Для учёта обратного влияния, согласно методу Кроу, используется следующий прием: весь поток частиц разбивается на маленькие струйки, для каждой из которых устанавливается массовый секундный расход, и в каждой струйке задаются характеристики частиц (радиус, концентрация, скорость и температура). В момент впрыска для каждой струйки можно определить полный расход характеристик её движения (расход массы, расход количества движения и расход энергии). За время прохождения расчетной ячейки газа, характеристики струйки меняются из-за взаимодействия с газом. При пересечении границы ячейки можно снова определить все указанные выше расходы. Согласно законам сохранения массы, импульса и энергии, изменение расходов характеристик струйки при прохождении ячейки должно быть равно соответствующим добавкам в характеристики газа в ячейке. Эти добавки подставляются в правые части уравнений движения газа, которые решаются методом Годунова.

Для проверки изложенной методики был выполнен расчет процесса в реакторе, изображенном на рис. 1. На рисунке указан способ деления расчетной области на ячейки.

Граничные условия в безразмерном виде на входном сечении ВС: безразмерный удельный расход газа $Q = 0.004$, температура газа $T = 1$. Граничное условие в выходном сечении FE: безразмерное давление $P = 1$.

Геометрические размеры реактора: радиус цилиндрической части – 1.2 м, длина входного сечения – 0.6 м, длина прямоугольной части – 2 м, длина конической части – 1 м, радиус выходного сечения – 0.6 м, расстояние форсунки от входа – 1.5 м.

Модуль начальной безразмерной скорости частиц $V = 0.04$, а направление скорости определяется углом, изменяющимся от 60° до 45° вверх по потоку; начальная безразмерная температура частиц $T_{s0} = 0.3$. Весь поток частиц разбит на 9 струек, безразмерный массовый расход каждой струйки $G_s = 0.0002$, начальный радиус частицы $a = 60$ мкм.

На Рис.2. представлена область течения газа с частицами.

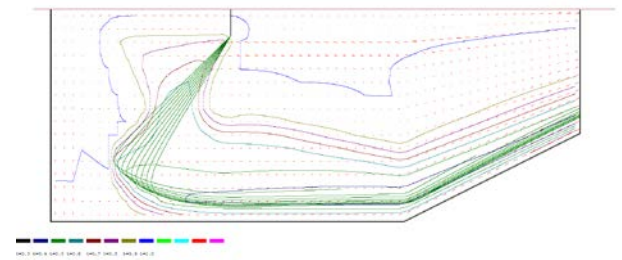


Рис. 2. Картина течения газа с частицами в реакторе

Красные отрезки – векторы скорости газа, зеленые сплошные линии – траектории летящих частиц. Кроме того, на рисунке нанесены изотермы газа. Хорошо видно, что температура газа меняется из-за обмена массой и энергией с частицами. Видно, что по пути движения частиц образуется область охлажденного газа.

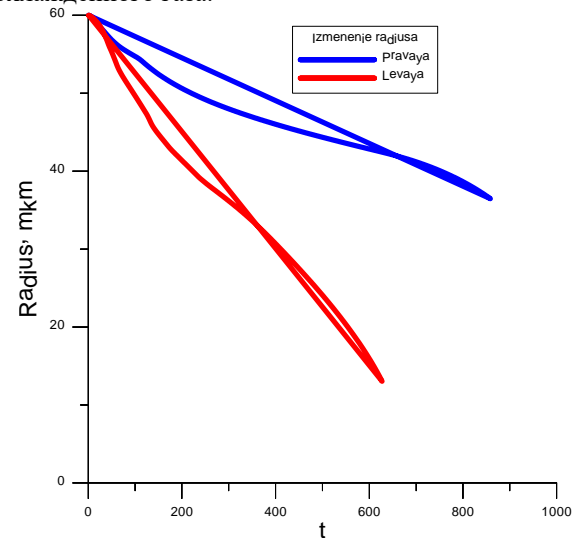


Рис. 3. Изменение радиуса частиц вдоль струек

На рис. 3 показано, как меняется радиус частиц в струйках при их движении. Представлены картинки для крайних струек. Хорошо видно, что с одного края частицы полностью испарились, а с другого – их радиус уменьшился почти в 2 раза.

По результатам расчетов оказалось, что расход частиц на выходе составил 0,1 начального. Это показывает, что подобный способ выпаривания растворов солей может рассматриваться как реализуемый.

Таким образом, выполнение этой работы дало методику, позволяющую проводить оценки эффективности одного из способов выпаривания растворов и давать рекомендации по его практической реализации.

Литература

1. Годунов С. К. Численное моделирование многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
2. C. T. Crow. The Particle- Source-In Cell (PSI-Cell) Model for Gas-Droplet Flows/ C. T. Crow, M. P. Sharma, D. E. Stock// Journal of fluids engineering. – 1977. – №6. – p. 325-332.
3. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М.: Изд-во Академии наук СССР, 1958. 93 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ОДНОСТУПЕНЧАТОГО ОСЕВОГО ВЕНТИЛЯТОРА В УСЛОВИЯХ ЗАПЫЛЕННОГО ПОТОКА

Л. Л. Миньков, Е.В. Пикущак

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский государственный университет»
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: lminkov@ftf.tsu.ru

Известно, что общепринятой практикой определения характеристик осевых вентиляторов являются инженерные методики с последующим привлечением имеющейся экспериментальной базы данных для получения поправочных коэффициентов, позволяющих уточнять характеристики конкретных вентиляторов [1–3].

Как правило, создание такой экспериментальной базы данных для вентиляторов нового типа требует проведения серии экспериментов, что является ресурсно-затратным мероприятием.

Наличие современных вычислительных пакетов [4] позволяет проводить прямое численное моделирование работы вентиляторов и адекватно предсказывать их характеристики, что ведет к существенному снижению материальных затрат [5].

Одной из важных характеристик осевого вентилятора является аэродинамический коэффициент полезного действия, представляющий собой отношение мощности потока воздуха, производимого вентилятором, к мощности момента сил действующего на лопажки рабочего колеса (ротора) вентилятора. Исследование влияния скорости вращения ротора и угла расположения лопаток по отношению к направляющей вентилятора для незапыленного воздуха на аэродинамический коэффициент полезного действия осевого вентилятора проводилось в работе [6].

Широкое использование осевых вентиляторов для проветривания горных выработок угольных шахт требует исследование влияния запыленности воздуха на основные характеристики таких вентиляторов.

В настоящей работе проводится исследование влияния содержания угольной пыли в воздухе на аэродинамический коэффициент полезного действия одноступенчатого осевого вентилятора со спрямляющим аппаратом с использованием численного моделирования на основе вычислительного пакета Ansys-Fluent.

Физическая модель осевого вентилятора

Рассматривается осевой вентилятор, рис. 1, состоящий из ротора 1, спрямляющего аппарата (СА) 2, направляющей втулки ротора 3, направляющей втулки СА 4 и корпуса 5. Направляющие втулки ротора и СА имеют одинаковый радиус R_1 . Внешний корпус представляет собой трубу радиуса R_2 . На роторе с постоянным шагом расположено N_r рабочих лопаток, высота которых равна $R_2 - R_1$. Угол между окружным направлением и хордой профиля лопатки ротора равен α . Длина хорды лопатки ротора равна b_r . На СА с постоянным шагом расположено N_s

направляющих лопаток, хорды профилей которых длиной b_s параллельны образующей втулки СА. Формы лопаток ротора и СА приведены в работе [6]. Лопатки ротора вращаются с угловой скоростью ω , обеспечивая перемещение воздуха в направлении параллельной образующей втулки и повышая полное давление воздуха [3, 7, 8].

Поскольку исследуемый вентилятор соответствует шахтному вентилятору местного проветривания, то, в силу низких значений числа Маха, эффектом сжимаемости пренебрегаем, и течение полагаем изотермичным.

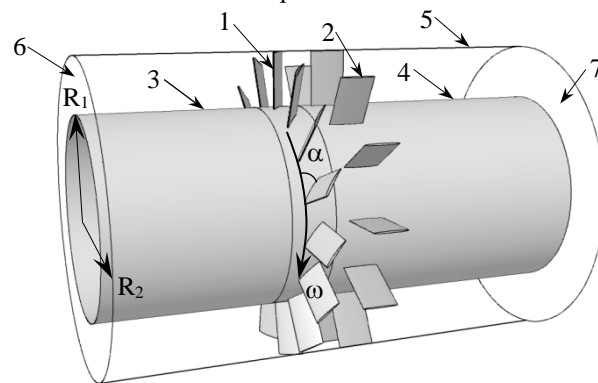


Рис.1 Осевой вентилятор

Математическая модель осевого вентилятора

Поскольку области ротора и СА, свободные для прохода воздушной массы, имеют периодически повторяющиеся участки (угол периодичности для ротора $2\pi/N_r$ и $2\pi/N_s$ для СА), то исследовалось течение в области, представленной на рис. 2.

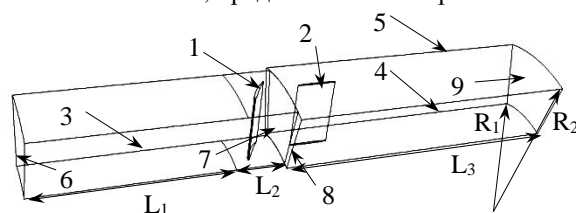


Рис. 2 – Геометрическая область моделирования
1 – лопатка ротора; 2 – лопатка СА; 3 – направляющая ротора; 4 – направляющая СА; 5 – корпус; 6 – входная поверхность ротора; 7 – выходная поверхность ротора; 8 – входная поверхность СА; 9 – выходная поверхность СА.

Для моделирования течения запыленного воздуха через осевой вентилятор применялся подход взаимопроникающих континуумов. Система определяющих уравнений, записанная во вращающейся системе координат, состоит из уравнений сохранения массы для воздуха и пыли, уравнений сохранения количества движения для

воздуха и пыли, уравнения переноса турбулентной кинетической энергии смеси и уравнения переноса скорости диссипации турбулентной кинетической энергии смеси.

Граничные условия для определяющей системы уравнений задавались следующим образом. На входе в область задавалась объемная доля частиц и полагалось равенство полного давления воздуха атмосферному. На выходе из области полагалось равенство статического давления воздуха атмосферному. На стенках корпуса, ротора и СА задавались условия прилипания. Турбулентные параметры потока на стенке и пристенной области определялись в соответствии с классической $k-\varepsilon$ моделью турбулентности [4].

Метод решения определяющей системы уравнений

Для решения поставленной задачи привлекался вычислительный пакет Ansys Fluent. Система определяющих уравнений решалась численно с использованием метода Патанкара. Конвективные члены уравнений аппроксимировались с помощью противоточной схемы второго порядка точности. Согласование полей скорости и давления осуществлялось по алгоритму SIMPLE на сдвинутой сетке.

Для СА система уравнений решалась в неподвижной системе координат ($\omega=0$), а для ротора – во вращающейся с угловой скоростью ω относительно продольной оси системе координат. Пересчет параметров с выходной поверхности ротора на входную поверхность СА осуществлялась на основе концепции «поверхности смешения», реализованной в Ansys-Fluent. Согласно этой концепции из области ротора в область СА передаются профили осредненных параметров полного давления, направляющих косинусов углов векторов скоростей в радиальном, тангенциальном и осевом направлениях, турбулентной кинетической энергии и скорости турбулентной диссипации, которые затем используются как входные граничные условия для области СА.

Расчетная область разбивалась на 340 тысяч шестигранных ячеек. Точность расчета контролировалась балансом потоков массы. Сетка сгущалась вблизи лопаток статора и ротора.

Результаты численного моделирования работы осевого вентилятора

Расчеты параметров осевого вентилятора проводились при следующих значениях параметров. $\mu = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Па·с; $\rho_{\text{air}} = 1.225$ кг/м³; $\rho_{\text{coal}} = 1600$ кг/м³; $R_1 = 225$ мм, $R_2 = 350$ мм, $b_r = 67$ мм; $b_s = 80$ мм; $L_1 = 400$ мм; $L_2 = 100$ мм; $L_3 = 600$ мм; $N_r = 15$, $N_s = 12$; Скорость вращения ротора варьировалась от 500 об/мин до 5000 об/мин, объемная доля пыли β варьировалась от 10^{-5} до 10^{-3} . Размер частиц пыли полагался равным 10 мкм. Величина угла ориентации рабочей лопатки ротора α задавалась 30°. Как было показано ранее [6], при таком значении α достигается максимальное значение

аэродинамического КПД вентилятора для незапыленного воздуха.

На рис. 3 приведены результаты расчета перепада статического давления между входным и выходным участками вентилятора в зависимости от частоты вращения ротора и объемного содержания пыли в воздухе.

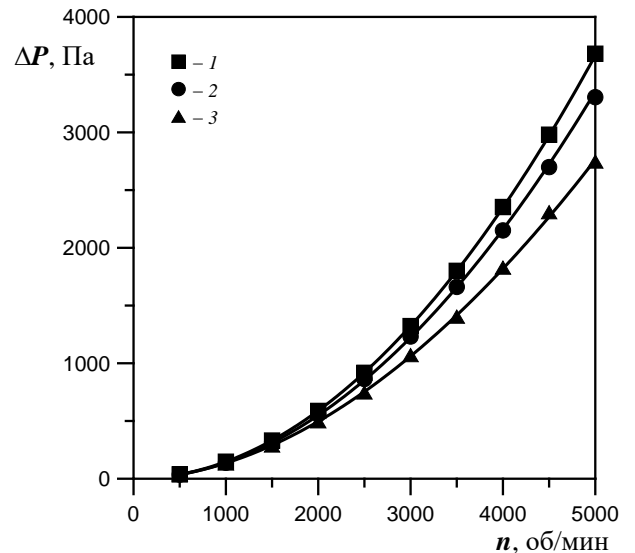


Рис. 3. Зависимость перепада давления от частоты вращения ротора. 1 – $\beta=10^{-5}$, 2 – $5 \cdot 10^{-4}$, 3 – 10^{-3} .

Видно, что увеличение частоты вращения ротора и уменьшение содержания пыли ведет к росту перепада статического давления. Аппроксимация результатов расчетов по методу наименьших квадратов показывает, что перепад давления пропорционален квадрату частоты вращения ротора, т.е. $\Delta P \sim n^2$.

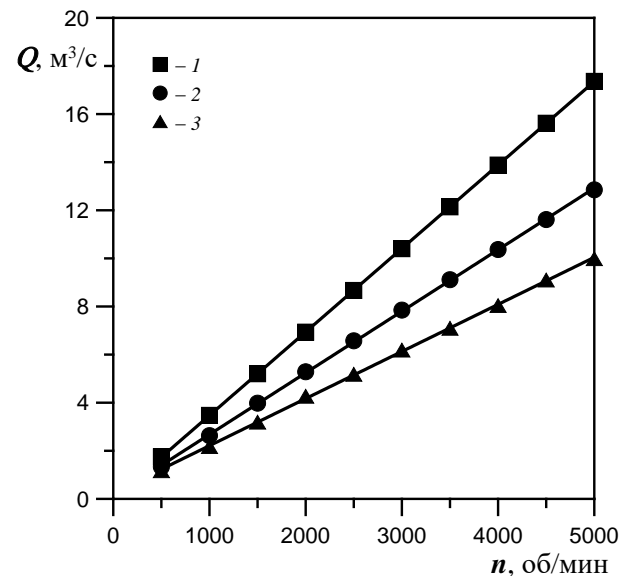


Рис. 4. Зависимость объемного расхода воздуха от частоты вращения ротора. 1 – $\beta=10^{-5}$, 2 – $5 \cdot 10^{-4}$, 3 – 10^{-3} .

Увеличение частоты вращения ротора ведет к росту объемного расхода воздуха $Q \sim n$, рис. 4. Результаты численного моделирования для зависимости объемного расхода от частоты вращения ротора и объемного содержания пыли можно аппроксимировать соотношением

$Q = A \cdot n \cdot \exp[-B(n)\beta]$ со средней погрешностью, не превышающей 2%. В приведенном соотношении расход Q имеет размерность м³/с, а частота вращения – об/мин, $B(n) = 59.345 \cdot \ln(n) + 68.744$, $A = 3.43 \cdot 10^{-3}$.

Одной из важных характеристик вентилятора является зависимость перепада давления от объемного расхода воздуха. Из рис. 5. видно, что увеличение содержания пыли снижает расход воздуха при заданном перепаде давления. Все множество расчетных данных аппроксимируются формулой близкой к той, которая получается из уравнения Бернулли: $\Delta P = \frac{\rho}{2S^2} Q^2 \cdot (1 + 1303.34 \cdot \beta)$,

где ρ – плотность воздуха, а S – площадь проходного сечения вентилятора.

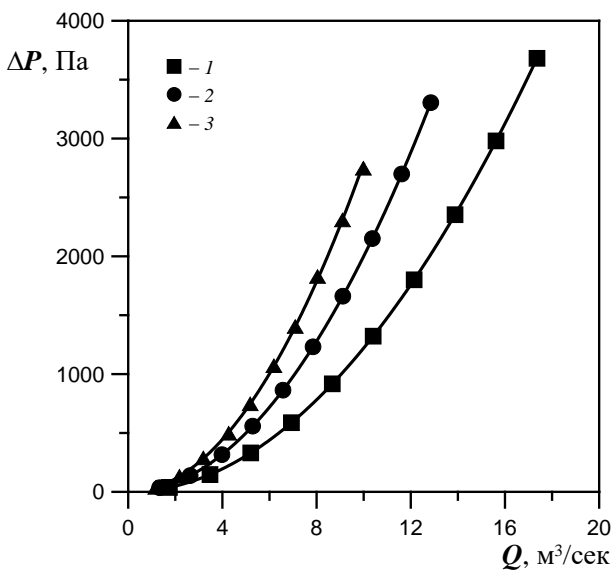


Рис. 5. Зависимость перепада давления, создаваемого в вентиляторе, от объемного расхода воздуха.

1 – $\beta = 10^{-5}$, 2 – $5 \cdot 10^{-4}$, 3 – 10^{-3} .

Другой важной характеристикой вентилятора является мощность потока, создаваемая ротором. Ее величину можно определить как произведение объемного расхода воздуха на перепад давления: $N_p = Q \cdot \Delta P$. Из рис. 3–5 следует, что мощность потока воздуха увеличивается с ростом частоты вращения ротора и с уменьшением содержания пыли в воздухе. При вращении ротора рабочие лопасти испытывают сопротивление со стороны набегающего газопылевого потока. При этом ротор относительно продольной оси испытывает момент сил. Мощность сил сопротивления, которые испытывают лопасти ротора при обеспечении получаемых аэродинамических характеристик, определяется как [6] $N_v = M_1 N_r 2\pi n / 60$.

Аэродинамическую эффективность (к.п.д.) вентилятора можно определить как отношение мощности потока воздуха, создаваемого вентилятором, к мощности сил сопротивления ротора вентилятора, $\eta = \frac{N_p}{N_v} 100\%$.

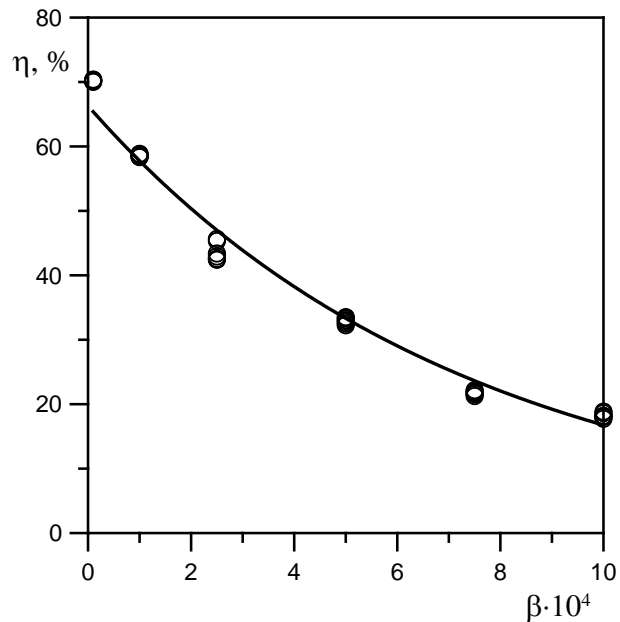


Рис. 6. Зависимость к.п.д. вентилятора от объемного содержания пыли.

На рис. 6 приведены результаты расчета к.п.д., выраженного в %. Видно, что с ростом содержания пыли от 10^{-5} до 10^{-3} аэродинамическая эффективность вентилятора экспоненциально падает с 70% до 20%. При этом следует отметить, что для частоты вращения ротора выше 1000 об/мин эффективность вентилятора практически остается неизменной при заданной объемной доли частиц пыли. Величину аэродинамического коэффициента полезного действия, выраженную в процентах, можно описать формулой $\eta = A \cdot \exp(-B \cdot \beta)$, где $A = 66.29$, $B = 1347.6$ (сплошная кривая на рис.6).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ мол_нр № 15-38-50843.

Литература

1. Брусиловский И.В. Аэродинамический расчет осевых вентиляторов. – М.: Машиностроение, 1986. – 288 с.
2. Попов Н.А., Петров Н.Н. К вопросу расчета аэродинамической характеристики шахтного осевого вентилятора с поворотными на ходу лопатками рабочего колеса // Горный информационно-аналитический бюллетень. – 2002. – № 2. – С. 211-215.
3. Шерстюк А.Н. Насосы, вентиляторы, компрессоры. Учебное пособие для вузов, М.: Высшая школа. – 1972. – 344 с.
4. ANSYS FLUENT Tutorial Guide: Release 14.0. 2011. ANSYS Inc.
5. Гурина Е.И. Моделирование работы шахтного вентилятора встречного вращения с помощью программного комплекса Fluent // ИФЖ. – 2010. – Т. 83, № 5. – С. 924-929.
6. Пикущак Е.В., Миньков Л.Л. Метод расчета аэродинамического коэффициента полезного действия осевого вентилятора // Вестник Том. гос. ун-та. Математика и механика. – 2016. № 1(39). С. 90-101.
7. Смирнов И.Н. Гидравлические турбины и насосы. М.: Высшая школа. – 1969. – 400 с.
8. Кривченко Г.И. Гидравлические машины: Турбины и насосы. Учебник для вузов. – М.: Энергия, 1978. – 320 с.

ЭФФЕКТ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО СИНТЕЗА В ВИХРЕВОМ ДВИЖЕНИИ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ГАЗОВ

Ю.В.Фещенко

ООО «Научно-производственное объединение ЭТН-Циклон»

634050, Россия, г. Томск, ул. Максима Горького, д.32

E-mail: npptn@mil.ru

При эксплуатации нефтеперерабатывающих установок циклонного типа [1] был обнаружен эффект возникновения химических реакций в керосиновых и бензиновых фракциях при вихревом течении парогазовой смеси в газодинамических циклонах.

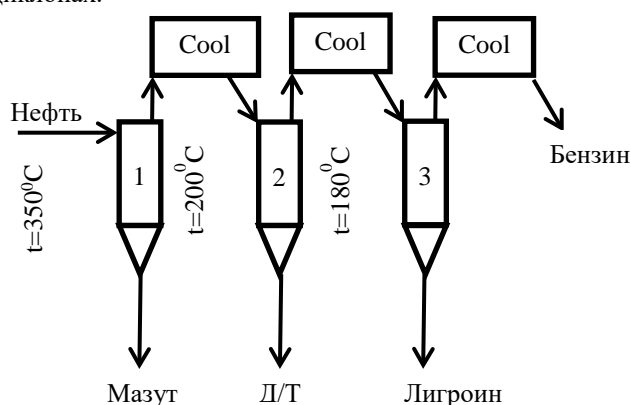


Рис.1. Схема работы циклонного блока фракционирования.

Представленная на Рис.1 схема (классический упрощенный вариант) работает по принципу однократного испарения и многократного поэтапного охлаждения. Нагретое в печи сырьё (нефть или газовый конденсат) с температурой, например в 350°C поступает в первый циклон в виде парожидкостной смеси, в котором конденсированная фаза (мазут) с температурой кипения ниже 350°C стекает по стенкам вниз и далее через теплообменники поступает в ёмкость хранения. Пары лёгких фракций поступают в охладитель Cool 1, где конденсируются пары дизельного топлива до температуры, например 200°C , и образовавшаяся парожидкостная смесь поступает во второй циклон, где конденсированная фаза (дизельное топливо) стекает по стенкам вниз и далее через теплообменники поступает в ёмкость хранения. Из второго циклона пары лёгких фракций с температурами кипения от 200°C и ниже поступают в охладитель Cool 2, где конденсируются пары лигроина до температуры, например 180°C , и образовавшаяся парожидкостная смесь поступает в третий циклон, где конденсированная фаза (лигроин) стекает по стенкам вниз и далее через теплообменники поступает в ёмкость хранения. Оставшиеся пары бензина из третьего циклона поступают в охладитель Cool 3, где конденсируются и далее поступают в ёмкость хранения. Необходимо заметить, что для компенсации тепловых потерь в циклонах из-за работы расширения парогазовой

струи, а также из-за рассеяния в окружающую среду предусмотрен подогрев стенки циклона электрическими ТЭНами.

При эксплуатации таких нефтеперерабатывающих установок почти для всех видов сырья были замечены следующие странности. Во-первых, температура на выходе из циклона №2 практически всегда выше, чем на входе. Так для установок малой мощности (около 10-20 тыс. тонн в год по сырью) такой перепад может достигать 5°C - 10°C , а для большей мощности (150 тыс. тонн в год) до 10°C - 15°C . При этом на установках большей мощности такой же эффект нагрева наблюдался и в циклоне №3. При этом на установках любой мощности бензин получался с повышенным октановым числом, по сравнению с бензином, полученным из этого же сырья, но на классических установках. Ясно было, что происходят химические реакции, но нужно было понять какие, и по какой причине.

В качестве объектов исследования были взяты бензиновые и дизельные фракции, полученные разделением нефти на аппарате циклонного типа и прямой перегонкой нефти на лабораторном дистилляторе. Методом хромато-масспектрометрии был изучен индивидуальный состав насыщенных и ароматических углеводородов бензиновой и дизельной фракций. В результате было получено, что речь идёт не о явлении на грани погрешности, а об эффекте, при котором от 3 до 5 раз снижается количество парафинов и возрастает до 3 раз количество ароматических углеводородов (аренов).

Рассмотрим поведение парогазовой смеси при её вхождении в циклон и её эволюцию вдоль линий тока на расстоянии r (в полярной системе координат). На Рис.2 представлена схема поперечного сечения циклона с радиусом внешнего цилиндра r_k , радиусом внутреннего цилиндра r_0 и шириной входного патрубка $r_k - r_0$.

Поскольку важнейшим параметром, описывающим вращательное движение, является момент количества движения, поэтому рассмотрим то, как он меняется при вхождении газа в циклон и далее при движении в циклоне. До вхождения в циклон у частиц газа вдоль сечения S_1 одинаковая линейная скорость \mathcal{V}_1 . При пересечении сечения S_1 частицы газа вдоль сечения S_1 приобретут разную угловую скорость ω , в зависимости от радиуса линии тока:

возле стенки внутреннего цилиндра
 $\omega_{01} = \mathcal{V}_1 / r_0$,

а возле стенки внешнего цилиндра
 $\omega_{k1} = \mathcal{V}_1 / r_k$.

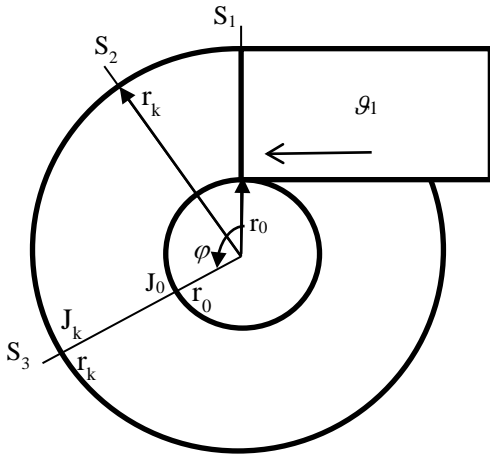


Рис.2. Поперечное сечение циклона.

Поскольку момент количества движения I для малого объёма газа массы m относительно центра циклона на расстоянии радиуса r можно записать в виде $I = mr^2$, тогда моменты импульсов J вдоль линий тока возле внешней и внутренней стенок циклона в сечении S_1 можно записать в виде следующих выражений:

$$J_0(r_0(1), \varphi(1)) = (I_0 \omega_0) = mr_0 \vartheta_1 \quad (1)$$

$$J_k(r_k(1), \varphi(1)) = (I_k \omega_k) = mr_k \vartheta_1 \quad (2)$$

Таким образом получаем, что во входном сечении циклона угловая скорость газа возле внутренней стенки циклона больше чем возле внешней, т.е. $\omega_{01} > \omega_{k1}$ и при этом $I_k \omega_k > I_0 \omega_0$. Это означает, что вдоль радиуса в сечении S_1 мы получаем градиент момента импульса. Далее, поскольку мы имеем дело с реальным газом и между соседними слоями газа, при их движении по линиям тока происходит трение, поэтому моменты импульсов между соседними частицами газа начинают выравниваться вдоль сечения по радиусу r , по мере перемещения газа на угол φ . В сечении S_2 значения моментов импульсов J_0 и J_k получают следующие качественные изменения:

$$J_0(r_0(2), \varphi(2)) > J_0(r_0(1), \varphi(1)) \quad (3)$$

$$J_k(r_k(2), \varphi(2)) < J_k(r_k(1), \varphi(1)) \quad (4)$$

При этом в каком-то сечении S_3 градиент момента импульса станет равен нулю и вдоль всего сечения S_3 момент импульса частиц газа будет одинаковым и суммарный момент импульса частиц газа вдоль сечения S_3 останется равным суммарному моменту импульса вдоль сечения S_1 :

$$\sum_{S_1} J = \sum_{S_3} J \quad (5)$$

А что произойдёт между этими сечениями? Переместимся вдоль линий тока на угол $\Delta\varphi$ от сечения 1 к сечению 2 (Рис.2). Поскольку вдоль линии тока возле стенки внутреннего цилиндра циклона момент импульса начинает возрастать, а значит, начинают возрастать угловая и линейная скорости газа. При этом очевидно начинает расти кинетическая энергия газа. Запишем закон сохранения энергии для небольшого объёма газа массой m вдоль линии тока r_0 в следующем виде:

$$\Delta(m \vartheta_0(\varphi)^2 / 2 + C_p T_0(\varphi)) = 0 \quad (6)$$

Т.е. из закона сохранения энергии следует, что вдоль линии тока r_0 кинетическая энергия газа будет расти, а температура падать. Теперь, поскольку вдоль линии тока r_k у стенки внешнего цилиндра циклона момент импульса будет уменьшаться, а значит, будут уменьшаться угловая и линейные скорости газа. При этом очевидно будет уменьшаться кинетическая энергия газов, а, следовательно, и расти температура согласно закону сохранения энергии:

$$\Delta(m \vartheta_k(\varphi)^2 / 2 + C_p T_k(\varphi)) = 0 \quad (7)$$

Другими словами, при тангенциальном вводе газа в трубу (а это модель циклона) угловая скорость слоёв газа возле оси трубы начинает возрастать, а температура падать, и при этом угловая скорость газов вдоль стенки трубы начинает падать, а температура расти. Очевидно, что это есть описание эффектов вихревой трубы Ранка [2]. Поскольку полученное качественное описание процесса вихревого движения газовой струи в циклоне совпадает с известными эффектами вихревой трубы Ранка, то полученную модель движения реальных газов можно взять за основу для понимания причин возникновения химических реакций в углеводородных газах. Для этого рассмотрим поступающую в циклон парогазовую смесь как химически активную среду.

Поскольку газовая среда, поступающая в циклон, представляет собой смесь паров углеводородов с большим количеством химических активных непредельных углеводородов с двойной связью, а также разнообразных парафинов, изопарафинов, гомологов бензола, нафтеновых, паров воды, метана, водорода и т.д., т.е. это среда с большим количеством исходных компонентов для разнообразных химических реакций. Но до входа в циклон рассматриваемая среда находилась в устойчивом химическом равновесии, а после истечения в циклон в слоях газа прилегающих к внутреннему цилиндру циклона начинает резко снижаться температура, а в слоях газа примыкающих к внешнему цилиндру циклона температура начинает резко расти.

Тогда, в соответствии с принципом Ле Шателье [3], химическое равновесие возле стенки внешнего цилиндра циклона смещается в сторону эндотермических реакций (например, реакции крекинга парафинов). Поскольку при крекинге количество молей веществ увеличивается, то при этих химических реакциях появляется дополнительная компенсация против роста температуры в виде работы расширения газов.

В соответствии с тем же принципом Ле Шателье химическое равновесие возле стенки внутреннего цилиндра циклона сместится в сторону экзотермических реакций (это синтез более тяжёлых молекул, прежде всего аренов, из окружающих мелких), а также дополнительная компенсация в виде работы сжатия газов за счёт уменьшения количества молей газов в результате химических реакций.

Рассмотрим поведение парогазовой смеси вблизи внешней и внутренней стенок циклона.

Примем, что в сечении S1 вдоль радиуса было количество j исходных газовых компонентов и их доля на единицу массы газа составляла величину g_j . В сечении S2 за счёт химических реакций количество компонентов стало i , а их доля на единицу массы газа стала равна g_i . Тогда если принять, что количество молей i -го вещества на единицу массы равно g_i/μ_i (где μ_i молекулярная масса i -го вещества), то выражение для изменения энтальпии H для единицы массы газа с учётом теплового эффекта химических реакций q можно записать в следующем виде:

$$\Delta H = R \sum_j \frac{k_j g_j}{\mu_j(k_j - 1)} (T_2 - T_1) + R \sum_j \frac{k_j g_j T_2}{\mu_j(k_j - 1)} (\beta - 1) + q \quad (8)$$

$$\text{Где } \beta = \left(\sum_i \frac{k_i g_i}{\mu_i(k_i - 1)} \right) / \left(\sum_j \frac{k_j g_j}{\mu_j(k_j - 1)} \right) \quad (9)$$

Физический смысл коэффициента β состоит в том, что он показывает влияние на изменение энтальпии газа количественных и качественных трансформаций на единицу массы газа. А именно влияние увеличения или уменьшения количества молей на единицу массы, влияние изменений молекулярной массы и изменений показателя адиабаты. Т.е. второй член в выражении (8) по сути, является компенсационным и показывает, какая часть кинетической энергии при её уменьшении у стенки внешнего цилиндра переходит в работу сил расширения за счёт увеличения количества молей газов. А в случае роста кинетической энергии у стенки внутреннего цилиндра этот же член показывает, какова доля в приросте кинетической энергии газов работы сил сжатия, за счёт уменьшения количества молей газов. При этом при отсутствии химических реакций $\beta = 1$ и второй член в выражении (8) обращается в ноль, и прирост кинетической энергии или её убыль сопровождается максимально возможным ростом или убылью температуры, что и характерно для простых двухатомных газов в вихревой трубе Ранка. Для иллюстрации роли вклада компенсационного члена (8) в изменение температуры газов при химических реакциях в углеводородных газах в циклоне рассмотрим реакцию распада у внешней стенки циклона такого парафина как декана $C_{10}H_{22}$ ($k=1.02$; $\mu=142$) на 4 молекулы этилена C_2H_4 ($k=1.18$; $\mu=28$) и 1 молекулу этана C_2H_6 ($k=1.12$; $\mu=30$). Тогда выражение (9) приобретёт значение $\beta_k = 2.26$. Примем, что температура $T_1 = 473^\circ\text{K}$, а рост температуры произошёл на 27 градусов Цельсия, т.е. до температуры $T_2 = 500^\circ\text{K}$. Тогда доля вклада в изменение энтальпии второго члена в выражении (8) составит 98% (!), т.е. практически на 2 порядка больше чем первый член в выражении (8). Т.е. распад молекул предотвратил резкий рост температуры.

Теперь рассмотрим, что произойдёт у стенки внутреннего цилиндра циклона теперь уже при синтезе молекулы декана из четырёх молекул этилена и одной молекулы этана. При этом выражение (9) приобретёт значение $\beta_0 = 0.442$. Примем что снижение температуры произошло также на 27°C , т.е. до температуры $T_2 = 446^\circ\text{K}$. Тогда доля вклада в изменение второго члена в выражении (8) составит 80%. Т.е. синтез молекул из-за роста кинетической энергии. При этом в обоих случаях расчётная величина теплового эффекта химических реакций того же порядка что и первый член в выражении (8).

Поскольку энергетический выигрыш при конверсии углеводородных молекул в компенсации сдвигов химического равновесия, как было показано, очень велик, а природа всегда идёт по энергетически выгодному пути, то этот эффект очевидно должен присутствовать в вихревых движениях любых химически активных газов. Для наименования описанного эффекта при вихревом движении газов предложен термин **вихревая энтальпийная конверсия газов (ВЭКГ)**.

Поскольку эффект вихревой энтальпийной конверсии газов очевидно является общим для любых газов, то его практически можно использовать, прежде всего, для следующих возможных применений:

1. Синтез в паровой фазе различных веществ и композитных материалов (как органических, так и неорганических) в том числе таких, которые невозможно синтезировать при высоких температурах и давлениях или в жидких растворах, например новые виды лекарств.
2. Аккуратное и экономичное разложение сложных веществ для получения полуфабрикатов для дальнейшего синтеза (например, получение синтез-газа при низких температурах и давлениях).
3. Построение нового типа двигателей, движителей, аккумуляторов энергии и силовых установок. Например, логично предположить, что раз вихрь вызывает химические реакции, то и химические реакции могут вызвать вихрь в подходящих условиях.

Кроме того, на основе анализа физики процесса обнаруженного эффекта ВЭКГ применительно к нефтяным углеводородам предлагаются весомые аргументы в пользу абиогенного происхождения нефти на Земле, а также предлагается гипотеза об эволюции органики в Солнечной системе.

Литература

1. Способ перегонки углеводородного сырья и устройство для его осуществления. : пат. № 2301250 Рос. Федерация : МПК С 10 G 7/00, В 01 D 3/14 / Ю. В. Фещенко ; заявитель и патентообладатель Фещенко Ю.В. – № 2006101935/04 ; заявл. 24.01.2006 ; опубл. 20.06.2007, Бюл. № 17.
2. Суслов А.Д. Вихревые аппараты. /А.Д. Суслов, С.В. Иванов, А.В. Мурашкин, Ю.В. Чижикиов// - Москва: Машиностроение, 1985. – 256с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ НАВОДНЕНИЙ ВО ВРЕМЯ ВЕСЕННЕГО ЛЕДОХОДА

А. В. Старченко, В. В. Чуруксаева

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: chu.vv@mail.ru

В данной работе представлена математическая модель и численный метод для расчета течения в русле реки во время ледохода и результаты расчетов течения в каналах, позволяющие оценить качество построенной модели и возможности ее применения.

В качестве приближенного представления течения в реке во время ледохода рассматривается турбулентное течение смеси «жидкость-легкие частицы» в открытом канале в приближении мелкой воды.

Построенная математическая модель основывается на уравнениях механики взаимодействующих взаимопроникающих континуумов [1]. В соответствии с выбранным подходом частицы предполагаются плотно расположенными в приповерхностном слое воды и представляются сплошной средой с эффективными свойствами. Кроме того, предполагается, что горизонтальные размеры области исследования много больше глубины двухфазного потока, а размер ледяных частиц много меньше характерных размеров канала (русла).

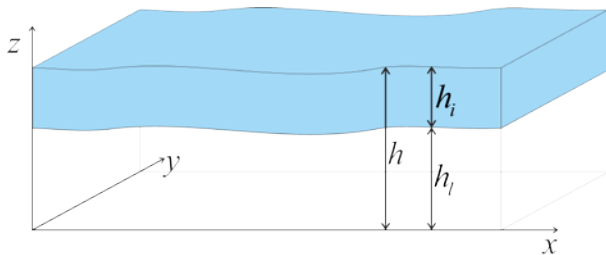


Рис. 1. Физическая постановка задачи

Для записи уравнений модели введем некоторые обозначения:

пусть α_l, α_i – массовые доли плавающих ледяных частиц и воды соответственно. Тогда $0 \leq \alpha_l \leq 1, 0 \leq \alpha_i \leq 1, \alpha_l + \alpha_i = 1$.

$$\int_{h-h_i+z_b}^{h+z_b} \alpha_i dz = \bar{\alpha}_i h_i = h'',$$

$$h' = \int_{z_l}^{h+z_b} \alpha_l dz = \bar{\alpha}_l h = \int_{z_b}^{h+z_b} (1 - \alpha_i) dz = h - h'',$$

где h общая глубина потока, h_i – эффективная глубина слоя ледяных частиц, h_l – глубина слоя несущей фазы под слоем льда, z_b – уровень дна, индекс l – liquid обозначает жидкость, i – ice обозначает ледяные частицы.

С учетом сделанных предположений уравнения движения несущей фазы (воды) в гидростатическом приближении будут иметь вид:

уравнение неразрывности

$$\frac{d_l h'}{dt} = 0;$$

уравнения движения

$$\frac{d_l h' \bar{u}_l}{dt} = -\gamma g h' \frac{\partial (z_b + h)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (h' \tau_{xxl}) + \frac{\partial}{\partial y} (h' \tau_{xyl}) + S_{lx};$$

$$\frac{d_l h' \bar{v}_l}{dt} = -\gamma g h' \frac{\partial (z_b + h)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (h' \tau_{xyl}) + \frac{\partial}{\partial y} (h' \tau_{yyi}) + S_{ly}.$$

$$\text{Здесь } \frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \Phi}{\partial y}; \quad \vec{w}_l = (\bar{u}_l, \bar{v}_l) \quad -$$

осредненная по глубине скорость несущего слоя; g – ускорение свободного падения; h – глубина всего потока; τ_{ijl} – компоненты тензора вязких

$$\text{напряжений в жидкости; } \gamma = \left[\tilde{\alpha}_l + \left(\frac{\rho_l^0}{\rho_i^0} - 1 \right) (1 - \tilde{\alpha}_l) \right].$$

$$\frac{d_i h''}{dt} = 0,$$

$$\frac{d_i h'' \bar{u}_i}{dt} = -\frac{\rho_l^0}{\rho_i^0} \gamma g h'' \frac{\partial (z_b + h)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} (h'' \tau_{xxi}) + \frac{\partial}{\partial y} (h'' \tau_{xyi}) + S_{ix},$$

$$\frac{d_i h'' \bar{v}_i}{dt} = -\frac{\rho_l^0}{\rho_i^0} \gamma g h'' \frac{\partial (z_b + h)}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} (h'' \tau_{xyi}) + \frac{\partial}{\partial y} (h'' \tau_{yyi}) + S_{iy}$$

$\rho_l^0 = 1000 \text{ кг/м}^3$; $\rho_i^0 = 910 \text{ кг/м}^3$ – истинные плотности воды и льда соответственно; τ_{xyi} – компоненты тензора напряжений в континууме ледяных частиц вследствие их соударения.

Источниковый член \vec{S}_i в уравнениях движения фаз включает следующие силы:

$$\text{силу Архимеда: } \vec{F}_A = \rho_l^0 \alpha_i \left(\frac{D_l \vec{w}_l}{D_t} - \vec{g} \right) = \vec{F}_{A1} + \vec{F}_{A2};$$

силу вязкого трения:

$$\vec{F}_\mu = \frac{3}{4} \frac{\alpha_i \rho_l^0 c_D \alpha_l^{-1.65}}{d_i f_i} |\vec{w}_l - \vec{w}_i| (\vec{w}_l - \vec{w}_i), \quad \alpha_l > 0.8;$$

$$\vec{F}_\mu = \left[150 \frac{\alpha_l^2 (1 - \alpha_l) \mu_l}{\alpha_l (d_i f_i)^2} + 1.75 \frac{\alpha_i \rho_l^0 |\vec{w}_l - \vec{w}_i|}{d_i f_i} \right] (\vec{w}_l - \vec{w}_i),$$

$\alpha_l \leq 0.8$; f_i – коэффициент формы; d_i – диаметр частиц;

силу присоединенной массы

$$\vec{F}_{VM} = c_{VM} \alpha_i \rho_l^0 \left(\frac{D_l \vec{w}_l}{D_t} - \frac{D_i \vec{w}_i}{D_t} \right), \text{ и силу Кориолиса.}$$

Учитывается также трение о дно и давление при уплотнении частиц.

Численный метод. Уравнения модели аппроксимируются на структурированной сетке

методом конечного объема. Используется явная аппроксимация по времени конвективных и диффузионных членов и неявная при аппроксимации источников. Пространственная аппроксимация конвективных слагаемых выполняется с помощью схемы MLU [2].

Исследование возможности предсказания накопления частиц проводилось на примере течения в канале с поворотом на 90° (рис. 2). Конфигурация рассматриваемого канала подробно описана в [3], где численно моделируется и сравнивается с экспериментальными данными однофазное течение в данном канале. Глубина потока принималась равной 0.175 м, скорость течения на входе в канал – 0.2 м/с.

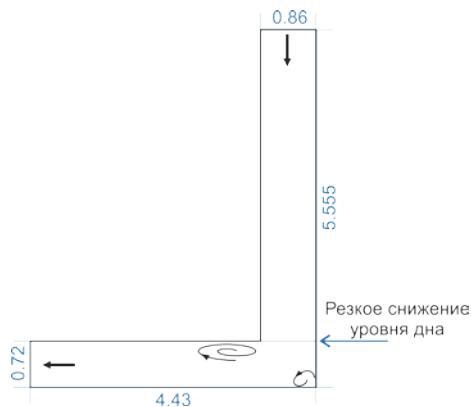


Рис. 2. Геометрия канала (размеры указаны в метрах)

Рассматривались частицы кубической формы с длиной ребра для базового варианта 0.1 м. Величина вязкости, определяющей взаимодействие между частицами, задавалась равной $V_p = 0.01 \text{ м}^2/\text{с}$, глубина слоя дисперсной фазы – $h'' = 0.04 \text{ м}$. Число Стокса для данного течения $St=128$.

На рис. 3 представлено распределение осредненной по времени глубины слоя дисперсной фазы.

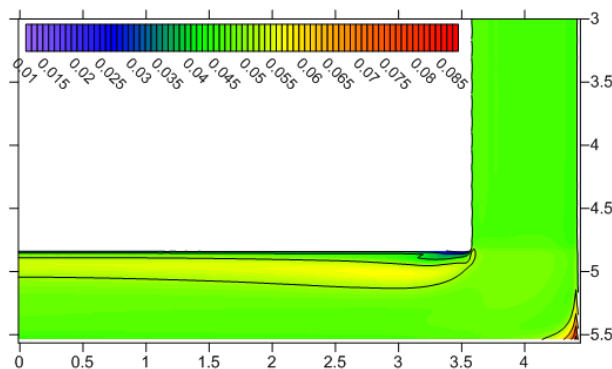


Рис. 3. Поле эффективной глубины частиц h''

Из рисунка видно, что частицы накапливаются в углу у левой по течению стенки, что характерно для течения с заданным числом Стокса. $St \gg 1$, т. е.

время релаксации частиц $\tau_i = \frac{\rho_i^0 d_i^2}{18\mu_l^0}$ существенно меньше характерного гидродинамического времени

процесса $\tau_2 = \frac{H}{U}$, где H – ширина канала, U – характерная скорость.

Глубина слоя дисперсной фазы увеличивается с начального значения 0.04 м до 0.085 м в углу канала. В то же время, в небольшой области сразу за поворотом, где возвратное течение наиболее интенсивно, наблюдается уменьшение глубины дисперсного слоя, так как более инерционные, чем жидкость частицы не попадают в эту область и накапливаются на границе рециркуляционной области.

На рис. 4 и рис. 5 представлены поля скорости однофазного потока ($h'' = 0$) и несущей фазы двухфазного потока в описанном канале при прочих эквивалентных условиях.

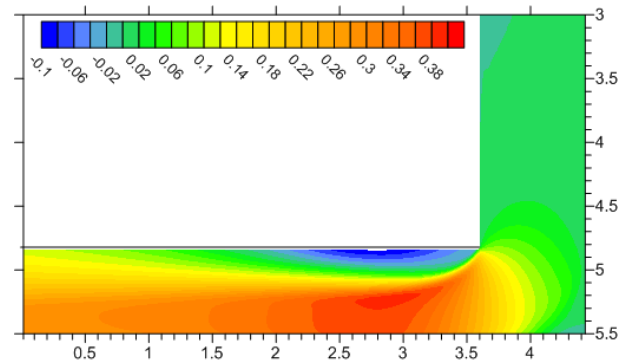


Рис. 4. Продольная компонента скорости движения однофазного потока

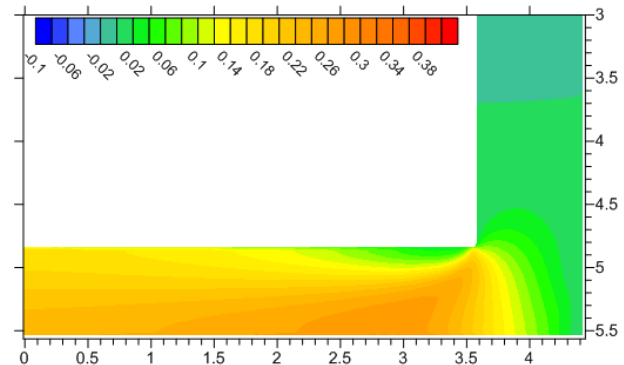


Рис. 5. Продольная компонента скорости движения несущей фазы в двухфазном потоке

Из рис. 4 и рис. 5 видно, что при наличии дисперсной фазы скорость потока после поворота заметно уменьшается, исчезает возвратное течение. Скорость, как и в случае однофазного течения, достигает максимальных значений у левой стенки канала.

Для исследования влияния размера частиц и глубины слоя дисперсной фазы на размер области рециркуляционного течения и его интенсивность, дополнительно были проведены расчеты течения со следующими параметрами:

- 1) $d_i = 0.10 \text{ м}$, $V_p = 0.01 \text{ м}^2/\text{с}$, $h'' = 0.08 \text{ м}$ ($St \approx 128$).
- 2) $d_i = 0.01 \text{ м}$, $V_p = 0.01 \text{ м}^2/\text{с}$, $h'' = 0.04 \text{ м}$ ($St \approx 1,28$).

Проведенные исследования выявили следующие закономерности:

1) при увеличении глубины слоя дисперсной фазы характер течения существенно не меняется, однако уровень воды в углу повышается не столь значительно (рис. 6).

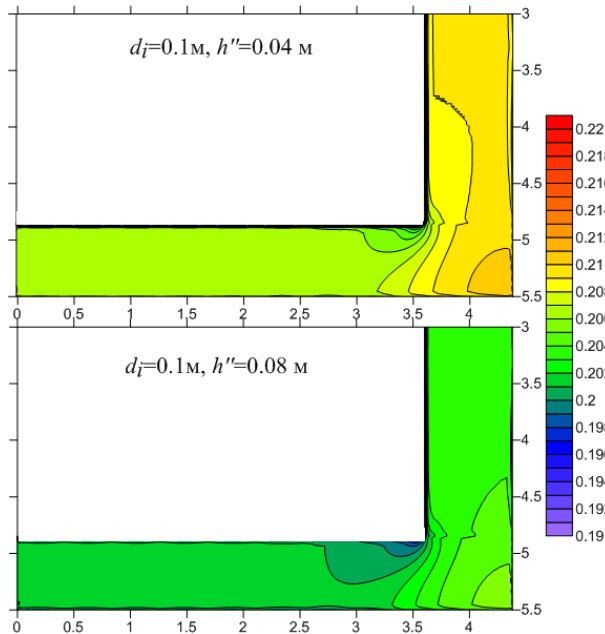


Рис. 6. Уровень свободной поверхности для указанных случаев

2) при уменьшении размера частиц для тестового расчета (2) не происходит их накопления в углу канала, т. е. мелкие частицы успевают подстроиться под изменение направления движения жидкости.

В результате проделанной работы построена математическая модель и эффективный численный метод для расчета двухфазного течения в русле реки или открытом канале. Построенная модель позволяет определять области накопления частиц, возникающие при торможении потока за счет изменения направления течения и подъем уровня свободной поверхности. Проведенные исследования показывают значительное влияние размера частиц и глубины слоя дисперсной фазы на интенсивность накопления частиц при изменении направления течения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Администрации Томской области в рамках научного проекта № 16-41-700178 p_a.

Литература

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч.1. Москва: Наука, 1987. 464 с.
2. van Leer B. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov's Method. // Journal of Computational Physics. 1979. No. 32. pp. 101-136.
3. Чуруксаева В.В., Старченко А.В. Математическая модель и численный метод для расчета турбулентного течения в русле реки // Вестн. Том. гос. ун-та. Математика и механика. 2015. № 6(38). С. 100-114.

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ГАЗОВОЙ СТРУИ

Кисловский В. А., Звегинцев В. И.

ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
630090, Новосибирск,
E-mail: kislovsky_v@mail.ru

Основными способами управления полетом современных ЛА в атмосфере Земли являются отклонение аэродинамических управляющих поверхностей или отклонение вектора тяги реактивного двигателя [1]. Инжекция газовых струй с боковой поверхности осесимметричных ЛА считается «нетрадиционным» решением вопросов управления полетом. Использование струй для управления полетом, прежде всего, устраняет затраты на постоянно существующее сопротивление аэродинамических органов управления. Струйное управление обеспечивает достаточно высокую эффективность при низком динамическом давлении (например, на больших высотах). Струйные системы имеют высокое быстродействие (очень малое время включения и выключения), что принципиально важно для высокоскоростных маневрирующих ЛА. Однако воздействие поперечной струи на обтекание поверхности при сверхзвуковых скоростях до сих пор представляет собой сложное и малоизученное явление, что затрудняет применение струйных систем управления на практике [2].

Если рассматривать обтекание сверхзвуковым потоком осесимметричного ЛА под углами атаки $\alpha = 0$ с параметрами газа соответствующими параметрам полета на высоте $H = 1,6$ км со скоростью 4 Маха. Головной обтекатель конической формы с углом полураствора $\varphi = 24^\circ$. Удлинение модели соответствует $L/D = 10$.



Рис. 1. Общий вид конфигурации. Цифрами обозначено размещение отверстий для выдува газовой струи

Отверстия для инжекции имеют круглое сечение диаметром $d/D=0.06$. В качестве рабочего тела для создания струи использовался воздух, подаваемый со скоростью $M_i=2$, с давлением торможения $P_i=101.3$ бар и с температурой торможения $T_i=300$ К.

В этом случае получается подъемная суммарная сила F_y состоящая из тяги выдуваемой струи R_p и из силы формирующейся в результате перераспределения давления по поверхности ЛА при выдува струи R_j . При этом если точку выдува газовой струи перемещать от начала цилиндрической части к задней кромке, влияние силы R_j будет становиться меньше в связи с уменьшением площади воздействия, а суммарная

сила F_y будет изменяться вплоть до полного равенства с тягой от струи R_p .

Моделирование проводилось и при наличии хвостового стабилизатора, имеющего шесть крыльев. Рассматривались различные варианты расположения инжекционного отверстия относительно плоскости размещения хвостовых стабилизаторов. В результате было выяснено, что такого рода фактор существенно не влияет на получаемые результаты, за исключением расположения отверстия непосредственно перед крылом стабилизатора. Поэтому в данной работе рассматривается размещение точек выдува в плоскости между двумя крыльями хвостового стабилизатора.

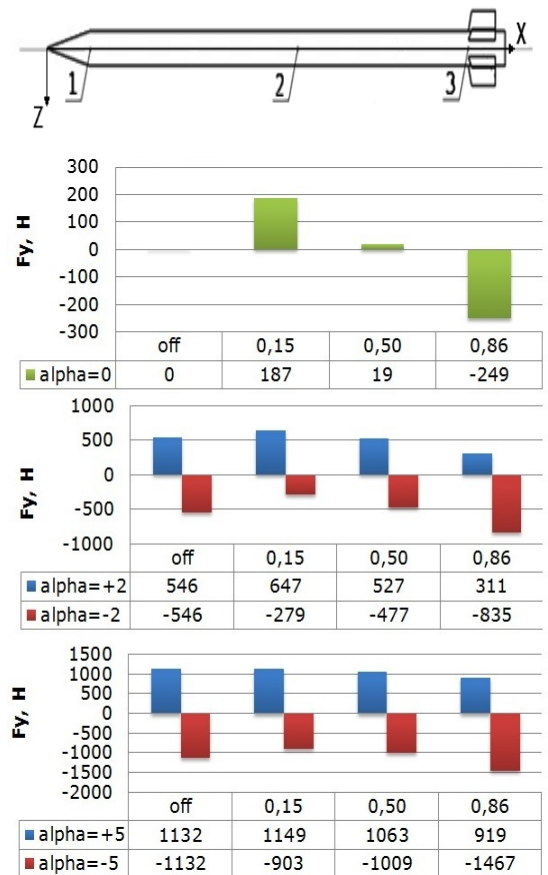


Рис. 2. Схема с хвостовым стабилизатором. Значение полной подъемной силы в зависимости от точки выдува и угла атаки

На рисунке 2 показаны точки расположения мест инжекции струи по длине ракеты находились на расстоянии от носка $L/L_p = 0.15; 0.50; 0.86$. Так же на этом рисунке первый столбец соответствует случаю обтекания осесимметричного ЛА без выдува газа.

Крылья стабилизатора образуют дополнительную аэродинамическую поверхность, на которую может воздействовать выдув. Наибольший эффект наблюдался в случае максимального контакта подковообразного вихря, образующегося в результате выдува газовой струи, с крыльями стабилизатора. Если рассматривать графики соответствующие не нулевому углу атаки, то видно, что при увеличении в любом из направлений угла атаки растет подъемная сила, возникающая в ходе этого изменения. Таким образом, выдув поперечной газовой струи, не сможет обеспечить поворот ЛА на большой угол без больших энергетических затрат.

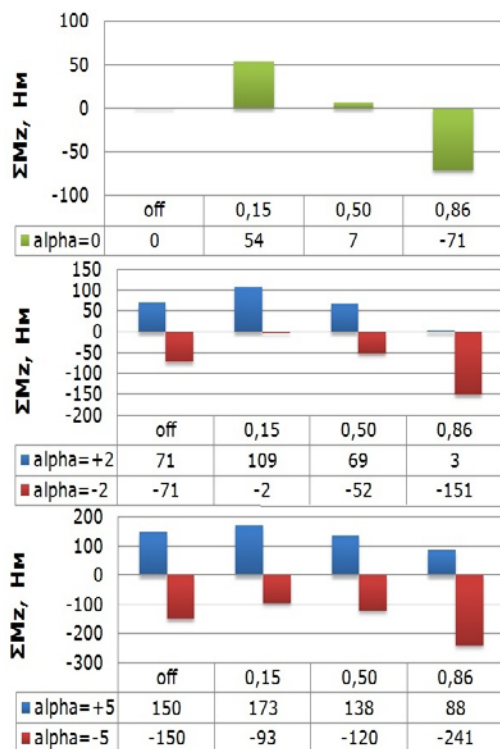


Рис. 3. Значение момента тагажа в зависимости от точки выдува и угла атаки

На рисунке 3. первый столбец соответствует случаю обтекания осесимметричного ЛА без выдува газа. Последующие столбцы соответствуют точкам, последовательно расположенным от носка вниз по потоку. Если рассматривать случай, когда угол атаки $\alpha=0^\circ$, то видно, что применение выдува газа вблизи центра масс имеет наименьшую эффективность, с точки зрения формирования управляющего момента. Если рассматривать графики соответствующие не нулевому углу атаки, то видно, что при изменении угла атаки в работу включаются хвостовые стабилизаторы и стремятся вернуть ЛА в состояния равновесия. В связи с этим, можно сделать вывод, что в динамической постановки задачи, газоструйная система не способна поддерживать постоянно большой угол атаки без значительного затрата энергии, при наличии стабилизаторов у ЛА.

При проведении моделирования выдува газовой реактивной струи с боковой поверхности осесимметричного летательного аппарата, было замечено резкое изменение, как направления, так и величины подъемной силы связанной с изменением

обтекания, при инъекции струи в области расположения хвостового стабилизатора. Влияние крыльев на перераспределение давления за местом выдува реактивной струи, очевидно. Для выявления степени влияния, было проведено моделирование обтекания осесимметричного летательного аппарата с выдувом на расстоянии от носка $x/L=0,12$ с размещенными в области инъекции стабилизирующими крыльями с углом раствора между ними 60° (а) и без них (б). Так же были исследованы: конфигурация (с), с 6 стабилизирующими крыльями на головном обтекателе, с углом раствора между ними 60° и точкой выдува на расстоянии от носка $x/L=0,046$ (в начале стабилизирующих крыльев) и конфигурация (д), с 4 стабилизирующими крыльями на головном обтекателе, с углом раствора между ними 90° и точкой выдува на расстоянии от носка $x/L=0,067$ (в середине стабилизирующих крыльев).

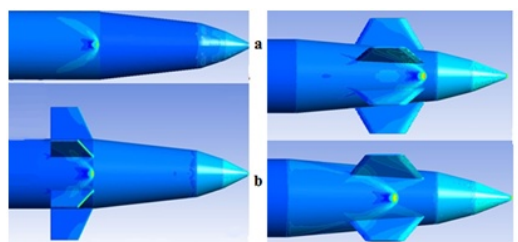


Рис. 4. Распределение полного давления по обтекаемой поверхности

На Рисунке 4 отображено распределение давления на поверхности летательного аппарата в области выдува реактивной струи. Не сложно заметить, что конфигурация не сильно влияет на общую картину формирования различных зон давления на поверхности летательного аппарата в процессе выдува газовой струи. При этом стоит обратить внимание на зону давления, образующуюся в результате появления подковообразного вихря. На рисунках видно, что в случае присутствия вблизи точки инъекции газа стабилизирующих крыльев, ноги подковообразного вихря попадают на эти крылья. Тем самым увеличивается площадь воздействия от выдува реактивной струи, и чем больше будет эта площадь, тем выше будет эффективность системы. Это видно из рисунков 5 и 6.

Изменив направление подъемной силы за счет размещения стабилизирующих крыльев вблизи точки инъекции газовой струи, можно значительно увеличить образующийся момент (если сравнивать случаи (а) и (б), то увеличение составило в 6 раз).

Результаты численного моделирования обтекания осесимметричного летательного аппарата с выдувом поперечной газовой струи показали, что выдув струи приводит к перераспределению давления на поверхности, в результате чего возникает поперечная сила, направленная в противоположную сторону от направления реакции струи. Точка приложения поперечной силы не совпадает с точкой приложения реакции струи,

вследствие чего возникает дополнительный индуцируемый момент тангажа.

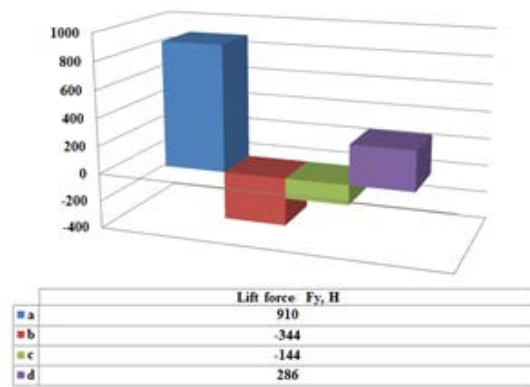


Рис. 5. Величины подъемной силы при обтекании различных конфигураций под углом атаки, при выдуве реактивной струи газа

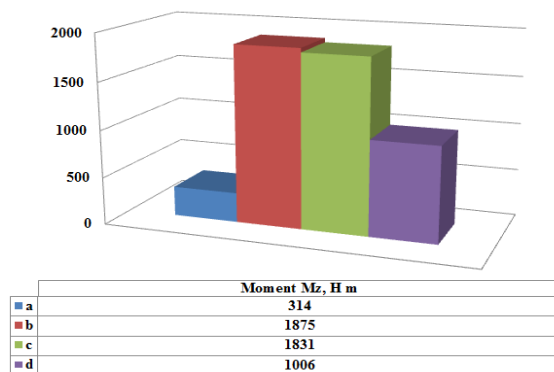


Рис. 6. Величины момента при обтекании различных конфигураций под углом атаки, при выдуве реактивной струи газа

Изменение угла атаки в любом из направлений значительно снижает воздействие от выдува газа. Повысить эффективность можно за счет увеличения площади воздействия. Для этого можно

расположить за точкой выдува стабилизаторы с углом раствора 60° между ними

Литература

1. Fleeman, E.L., 2006. Tactical missile design. 2nd ed. AIAA Education Series.
2. Stahl, B., Esch, H. and Gülhan, A., 2008. Experimental investigation of side jet interaction with a supersonic cross flow. *Aerospace Science and Technology*, 12(4), 269-275.
3. A. I. Glagolev, A.I. Zubkov, Yu A. Panov, "Supersonic flow past a gas jet obstacle emerging from a plate", *Fluid Mechanics, Soviet Research*, Vol. 2, No.3, 1967, pp. 97-102, Scripta Publishing Co. 1979.
4. F. W. Spaid, E. E. Zukoski, R. Rosen, "A study of secondary injection of gases into a supersonic flow", NACA Technical Report No. 32-834, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA, August 1966.
5. D. M. Voitenko, A. I. Zubkov, Yu. A. Panov, "Existence of supersonic Zones in three-dimensional Separation Flows", *Fluid Mechanics, Soviet Research*, Vol. 2, No.1, 1967, pp. 20-24, Scripta Publishing Co. 1979.
6. Gamba M., Mungal M. G. and Hanson R. K. "OH PLIF imaging of the reaction zone in combustng transverse jets in supersonic crossflow", *Symp on applications of laser techniques to fluid mechanics*, 2012.
7. Erdem. E., Kontis K. and Saravanan S. "Penetration characteristics of air, carbon dioxide and helium transverse sonic jets in mach 5 cross flow" *Journal of open access sensors*, 2014, pp. 23462-23489. doi:10.3390/s141223462.
8. Sriram, A. T., and Mathew, J., "Numerical Simulation of Transverse Injection of Circular Jets into Turbulent Supersonic Streams," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 1, 2008, pp. 45-54. doi:10.2514/1.26884.
9. Xiaochuan Chai, Krishnan Mahesh. Simulations of high speed turbulent jets in crossflow// *Fluid dynamics conference and exhibit*. 2010. pp. 1-11.
10. Aerodynamics of separated flows / N.F.Krasnov, V.I.Kalugin, V.N.Koshevoy.; ed. N.F.Krasnova. -M.: High school, 1988. -351.
11. Kalugin V.T. Aerogasdynamics flight controls of aircraft M.: Publishing House of the MSTU., 2004. -688.
12. Bolotov E. G., Ivanyushkin D.S., Karpov V. I., Lyapunov S. V. Numerical investigation of supersonic aircraft with transverse blowing jet. / *TsAGI Scientific Notes*. - M. 2012, pp 30-40.

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ АППРОКСИМАЦИИ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИСЗ

А. Г. Александрова, И. Н. Чувашов, Т. В. Бордовицына

Национальный исследовательский Томский государственный университет
НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 36, к. 10

E-mail: aleksann@sibmail.com, chuvashovin@gmail.com, tvbord@sibmail.com

На текущий момент теория движения околоземных небесных объектов изучена довольно хорошо и построено много численных и численно-аналитических моделей их движения. Однако, каждая из этих моделей сталкивается с трудностями моделирования негравитационных эффектов, таких, например, как световое давление. Эти негравитационные эффекты сильно зависят от геометрических и физических свойств самого объекта, а также от его начальной орбитальной конфигурации. Поэтому построить обобщенную высокоточную модель светового давления невозможно, но можно получить для определенных типов объектов (с известной конфигурацией) модели светового давления, которые позволят с нужной точностью определить орбиту.

Для учета влияния давления солнечного излучения на спутники глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) используют различные подходы, начиная от чисто эмпирических моделей, основанных на поведении космического аппарата (КА) на орбите, до физических моделей, основанных на предварительном структурном анализе КА до запуска. Чисто физические модели не в состоянии предсказать реальное поведение спутника с достаточной точностью, в основном из-за отклонений от номинальной ориентации КА, неточно известных оптических свойств или старения спутниковых поверхностей [1].

В настоящей работе представлена модель, которая является своего рода промежуточным вариантом между физически-аналитическими и чисто эмпирическими моделями. В данной модели по наблюдениям проводится регулировка в основном оптических свойств поверхностей спутника.

Навигационные КА имеют сложную геометрическую форму и различные оптические характеристики у элементов конструкции аппаратов. Методика моделирования эффективной поверхности заключается в том, что аппроксимация поверхности КА должна включать в себя ключевые элементы с точки зрения формирования силы светового давления. Для спутников системы ГЛОНАСС это, прежде всего, панели солнечных батарей (ПСБ) и центральный модуль (рис. 1).

Модель светового давления. Будем полагать, что эффективную поверхность КА можно аппроксимировать в виде цилиндрического корпуса с круглой крышкой и прямоугольным излучателем, а также двух прямоугольных ПСБ. Более мелкие

детали (например, антенны или двигатели) вносят свой вклад в площадь, но их форма не рассматривается, поскольку, как показали результаты исследований, увеличение рассматриваемых деталей приводит к усложнению расчетов и корреляции определяемых параметров.

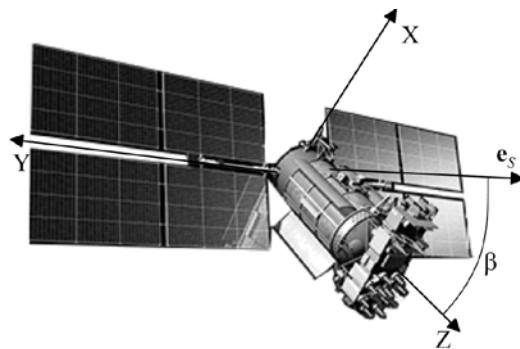


Рис.1 Спутникоцентрическая система координат

Кроме того сделаны следующие допущения [1]:

- 1) интенсивность излучения от Солнца, размеры и массы спутника известны и постоянны;
- 2) ни затенения, ни эффекты переотражения от одной поверхности КА к другой не учитываются;
- 3) эффекты нагрева или охлаждения не учитываются, поскольку предполагается, что поглощенная радиация будет переизлучаться обратно в космос немедленно.

Возмущающее ускорение от физического взаимодействия между солнечным излучением и плоской поверхностью спутника, согласно [1, 2], задается следующей формулой:

$$\mathbf{F} = -\frac{A}{M} \frac{S_0}{c} \cos \theta \left[(1 - \rho) \mathbf{e}_S + 2 \left(\frac{\delta}{3} + \rho \cos \theta \right) \mathbf{e}_N \right], \quad (1)$$

где:

A – площадь поверхности;

M – масса спутника;

S_0 – солнечная постоянная;

c – скорость света в вакууме;

α – доля поглощенных фотонов;

ρ – доля отраженных фотонов;

δ – доля диффузно рассеянных фотонов;

\mathbf{e}_S – направление на Солнца со спутника;

\mathbf{e}_N – нормаль к поверхности спутника.

$$\cos \theta = \mathbf{e}_S \cdot \mathbf{e}_N, \text{ если } \cos \theta \geq 0. \quad (2)$$

Кроме того, как отмечено в [3], в хорошем приближении энергия, поглощаемая поверхностью спутника, мгновенно повторно излучается в виде тепла. В соответствии с законом Ламберта, получаем [1]:

$$\mathbf{F} = -\frac{A}{M} \frac{S_0}{c} \cos \theta \frac{2}{3} \alpha \mathbf{e}_N, \quad (3)$$

и, подставляя (3) в уравнение (1) получаем:

$$\mathbf{F} = -\frac{A}{M} \frac{S_0}{c} \cos \theta \left[(\alpha + \delta) \left(\mathbf{e}_S + \frac{2}{3} \mathbf{e}_N \right) + 2\rho \cos \theta \mathbf{e}_N \right], \quad (4)$$

Формула (4) действует только для корпуса КА. Для солнечных панелей применяется уравнение (1).

Поскольку корпус КА ориентирован на центр Земли, ПСБ – на Солнце, расчеты удобно вести в спутникоцентрической системе координат (рис. 1), описание которой дано в нашей работе [4].

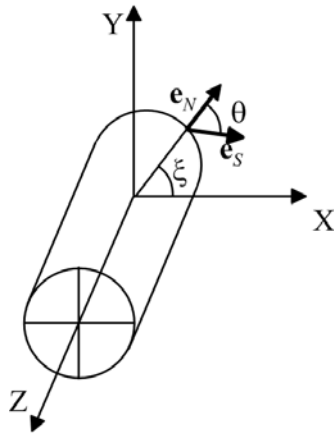


Рис. 2. Направления векторов $\mathbf{e}_S, \mathbf{e}_N$ для корпуса КА

Поскольку формула (4) дана для плоской поверхности, корпус КА разбивался на полосы, которые условно можно считать плоскими. На рис. 2 показано направление вектора нормали для фрагмента цилиндра (корпуса КА). Исходя из рис. 1 и рис. 2, единичные вектора нормали и направления на Солнце можно представить следующим образом (табл. 1):

Таблица 1. Единичные вектора

Фрагмент корпуса	ПСБ
$\cos \theta = \cos \xi \sin \beta,$	$\cos \theta = 1,$
$\mathbf{e}_S = (\sin \beta, 0, \cos \beta),$	$\mathbf{e}_S = (\sin \beta, 0, \cos \beta),$
$\mathbf{e}_N = (\cos \xi, \sin \xi, 0).$	$\mathbf{e}_N = (\sin \beta, 0, \cos \beta).$
Излучатель	Крышка
$\theta = \beta,$	$\cos \theta = \cos \beta,$
$\mathbf{e}_S = (\sin \beta, 0, \cos \beta),$	$\mathbf{e}_S = (\sin \beta, 0, \cos \beta),$
$\mathbf{e}_N = (0, 0, 1).$	$\mathbf{e}_N = (0, 0, -1).$

Здесь β – угол между направлением на Солнце и осью Z, ξ – угол между направлением нормали к корпусу КА и осью X в спутникоцентрической системе координат,

Численные результаты. Был проведен численный эксперимент по оценке точности построенной модели светового давления по псевдонаблюдениям [5]. Каждые сутки на интервале времени 5 лет проводилось уточнение векторов координат, скоростей и параметров моделей α, ρ, δ . Под псевдонаблюдениями подразумеваются эфемериды, полученные по данным IGS [3].

Полученные среднеквадратические ошибки определения орбит спутников ГЛОНАСС на примере КА № 1 и 2 приведены на рис. 3. Среднеквадратичная ошибка лежит в пределах от 2 до 10 см и в среднем составляет 2-6 см.

В процессе уточнения орбит и определения параметров модели, как и в работе [4], учитывались следующие возмущающие факторы: несферичность геопотенциала до гармоник 17-го порядка и степени, дополнительные возмущения геопотенциала, рекомендованные IERS Conventions 2010 [6], притяжение Луны, Солнца и планет, гармоники селенопотенциала до 2-го порядка и степени [7], релятивистские эффекты [8], а также различные тонкие эффекты (влияние искажения диска Солнца и сжатия Земли в атмосфере; солнечное затмение с эффектом потемнения диска Солнца к краям, переотраженное и тепловое излучение от Земли) [9-11].

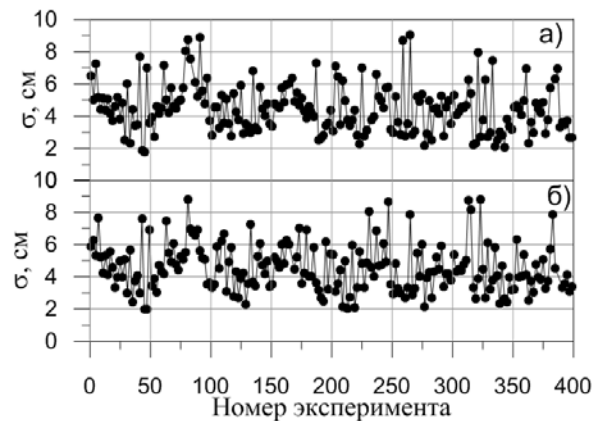


Рис. 3. Среднеквадратическая ошибка уточнения орбиты спутника ГЛОНАСС а) №1 и б) №2

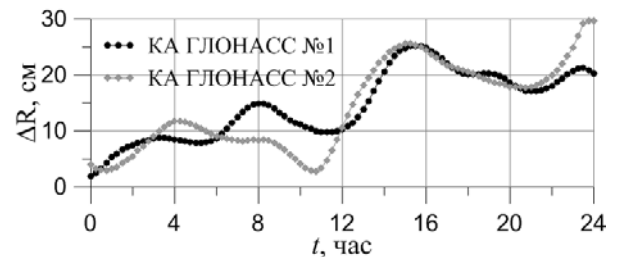


Рис. 4. Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутников ГЛОНАСС по R

Как и в работе [4] для проверки устойчивости определяемых параметров модели светового давления был проведен ряд экспериментов. Отклонения полученных с помощью построенной модели решений от псевдонаблюдений на два следующих после интервала определения параметров модели и вектора состояния КА оборота

спутника представлены на рис. 4-6: по модулю (ΔR) на рис. 4, по радиус-вектору (ΔS), трансверсали (ΔT) и бинормали (ΔW) на рис. 5, и по координатам в инерциальной системе координат на рис. 6.

Как видно из рис.4-6, с помощью описанной в работе модели светового давления на первом обороте спутника (после интервала определения параметров модели и вектора состояния КА) можно получить точность прогноза положения КА 10–15 см и порядка 30 см на втором обороте.

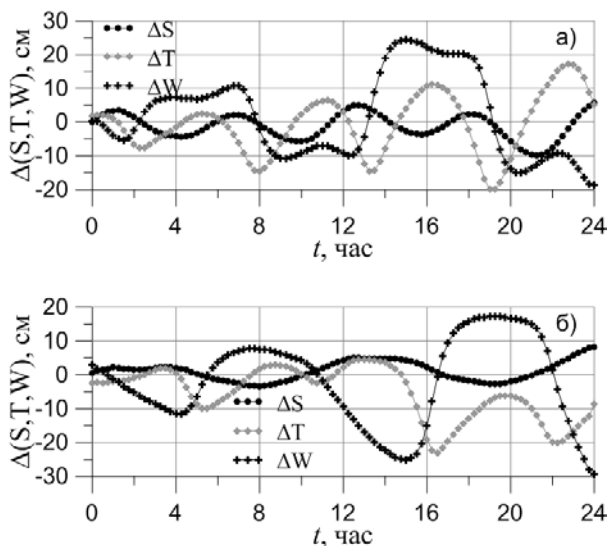


Рис. 5 Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутников ГЛОНАСС а) №1 и б) №2 в координатах S,T,W

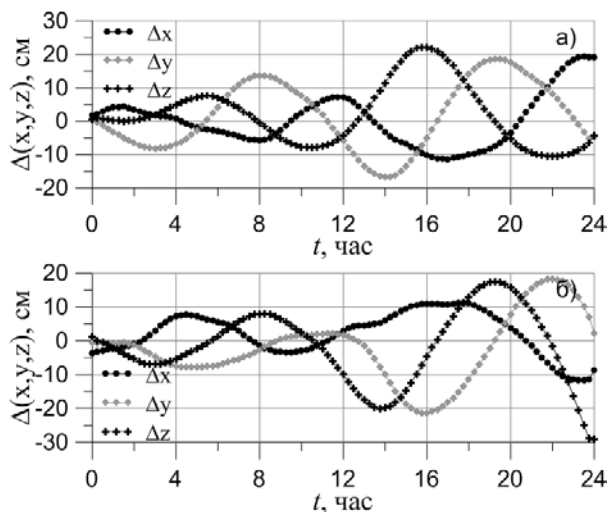


Рис. 6 Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутников ГЛОНАСС а) №1 и б) №2 в инерциальной системе координат

Заключение. В работе представлено описание модели светового давления для спутников системы ГЛОНАСС, в основу которой легла аппроксимация поверхности КА в виде корпуса и панелей солнечных батарей, без учета мелких деталей конструкции. Использование данной модели позволило получить среднеквадратическое отклонение определения орбиты в среднем 2-6 см на 24 часовом интервале времени, что сравнимо с точностью самих псевдонаблюдений. Кроме того, результаты исследований показали возможность применения данной модели для прогнозирования движения КА.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-32-60097 мол_а_дк.

Литература

1. Rodriguez-Solano C.J., Hugentobler U., Steigenberger P. Adjustable box-wing model for solar radiation pressure impacting GPS satellites // *Advances in Space Research*. 2012. 49. pp. 1113-1128.
2. Milani A., Nobili A.M., Farinella P. Non-gravitational perturbations and satellite geodesy. Adam Hilger. Bristol. 1987. 125 pp.
3. Fliegel H., Gallini T., Swift E. Global Positioning System Radiation Force Model for Geodetic Applications. *J. Geophys.* 1992. 97 (B1). pp. 559-568.
4. Александрова А. Г., Чувашов И. Н. Модель светового давления для навигационных спутников ГЛОНАСС // Труды IX всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». 2016. (данный сборник)
5. The International GNSS Service. 2013. Mode of access: <http://igsceb.jpl.nasa.gov/> (10.26.2014).
6. IERS Conventions 2010 – Petiz G., Luzum // IERS Technical note 36. Frankfurt am Main. 2010. 179 pp.
7. Lunar Prospector Spherical Harmonics and Gravity Models [Электронный ресурс]. 2006. URL: <http://pds-geosciences.wustl.edu/missions/lunarp/shad..> (12.07.2010)
8. Brumberg V.A., Ivanova T.V. Precession/Nutation solution consistent with the general plane-tary theory // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* – 2007. – V. 97. – P. 189-210.
9. Vokrouhlicky D., Farinella P., Mignard F. Solar radiation pressure perturbations for Earth satellites. 4. Effects of the Earth's polar flattening on the shadow structure and the penumbra transitions // *Astron. Astroph.* 1996. Vol.307. No.2. pp.635-644.
10. Хелали Я.Э., Батраков Ю.В., Фоминов А.М. Эффекты полутени Лупы в движении спутника Земли при убывании яркости солнечного диска к краю. // Труды ИПА РАН, 1999. Вып. 4. С. 300-309.
11. Vokrouhlicky D., Farinella P., and Mignard F. Complete Theory of Direct Solar Radiation Pressure: III. Global Atmospheric Phenomena in Context of the Albedo Effect// *Astron. Astroph.*, 1993. Vol.290. pp. 32

МОДЕЛЬ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВ ГЛОНАСС

А. Г. Александрова, И. Н. Чувашов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 36, к. 10

E-mail: aleksann@sibmail.com, chuvashovin@gmail.com

При решении геодезических задач с использованием ГНСС точность моделирования орбит навигационных спутников должна быть на уровне нескольких сантиметров. Главной трудностью при определении орбит спутников ГНСС является учет светового давления. В настоящее время существуют различные модели сил радиационного давления, разработанные в процессе наземных испытаний с учетом конструкционных особенностей спутников, а также простые эмпирические модели светового давления, полученные по данным измерений в полете. Однако ни те, ни другие не обеспечивают требуемую точность и могут приводить к ошибкам в определении орбит превосходящим 50 см [1]. Данные модели не учитывают отклонения от номинальной ориентации спутников и старение спутниковых поверхностей, исходя из этого учет давления солнечного излучения может быть промоделирован только по данным наблюдений.

Для учета влияния светового давления на спутники GPS рекомендованы модели T20 и T30 [2]. Для системы ГЛОНАСС они неприемлемы, поскольку показали ошибку выше 20 см.

В данной работе мы рассматриваем две эмпирические модели для спутников системы ГЛОНАСС, названные нами Г30 и Г30П и построенные на основе T20/T30, и модели, предложенной И.С. Гаязовым [1] для системы GPS, соответственно. В Г30П в отличие от Г30 присутствуют члены, отвечающие за боковое ускорение (Y-компонента) и дополнительные члены по осям X и Z.

Спутникоцентрическая система координат. Модели Г30 и Г30П представляют собой компоненты силы в спутникоцентрической системе координат (рис. 1), которая определяется с помощью следующих единичных векторов:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x &= \mathbf{e}_y \times \mathbf{e}_z \\ \mathbf{e}_y &= \mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_S, \\ \mathbf{e}_z &= -\mathbf{r} / |\mathbf{r}| \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{e}_S = (\mathbf{R}_S - \mathbf{r}) / |\mathbf{R}_S - \mathbf{r}|$.

Угол B – угол между направлением на Солнце и осью Z , который может быть определен через единичные вектора следующим образом:

$$\cos B = \frac{\mathbf{e}_z \mathbf{e}_S}{|\mathbf{e}_z| |\mathbf{e}_S|},$$

либо через явную зависимость угла B от положения Солнца в орбитальной системе координат:

$$\cos B = -\cos \beta_0 \cos(u - u_0),$$

где β_0 — высота Солнца над орбитальной плоскостью, u, u_0 — аргументы широты спутника и Солнца, соответственно.

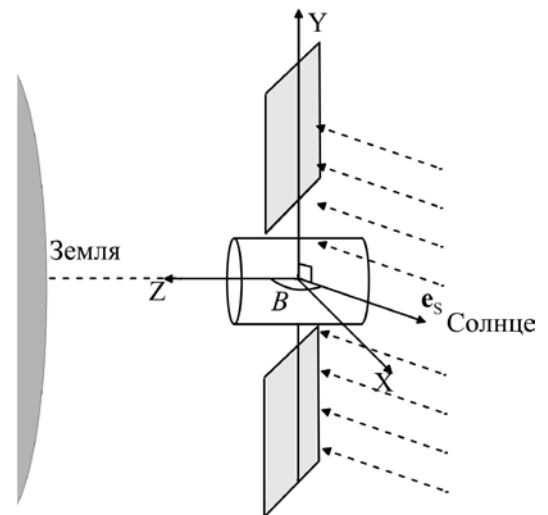


Рис. 1. Спутникоцентрическая система координат

Эмпирическая модель Г30. Модели T20 и T30 [1] имеют вид:

$$\begin{aligned} X_{(T20, T30)} &= \sum_{k=0}^3 X_{2k+1} \sin[(2k+1)B] \\ Z_{(T20, T30)} &= \sum_{k=0}^2 Z_{2k+1} \cos[(2k+1)B] \end{aligned} \quad (2)$$

где $X_{(T20, T30)}, Z_{(T20, T30)}$ — компоненты силы в спутникоцентрической системе координат, X_{2k+1}, Z_{2k+1} — коэффициенты модели, выраженные в единицах 10^{-5} Н [2].

Нами были определены требуемые коэффициенты модели для спутников ГЛОНАСС из псевдонаблюдений. Эту модель будем называть Г30. Здесь и далее под псевдонаблюдениями подразумеваются эфемериды, полученные по данным IGS [3]. Для определения коэффициентов для всех спутников ГЛОНАСС на суточной дуге на интервале времени 5 лет, проводилось уточнение векторов координат, скоростей и параметров

модели. Далее полученные параметры модели светового давления были усреднены (табл. 1).

Таблица 1. Коэффициенты модели Г30 для системы ГЛОНАСС

X_1	X_3	X_5	X_7	Z_1	Z_3	Z_5
-0.016	-27.766	-6.605	2.821	4.062	-15.644	3.902

Эмпирическая модель Г30П. В соответствии с работой И.С. Гаязова [1] формулу (2) можно расширить дополнительными коэффициентами следующим образом:

$$\begin{aligned}
 X &= C \sum_{k=0}^3 X_{2k+1} \sin[(2k+1)(B + \Delta B)] + \\
 &+ X_{2s} \sin 2(u - u_0), \\
 Y &= Y_0 + Y_{2s} \sin 2(u - u_0) + Y_{2c} \cos 2(u - u_0), \quad (3) \\
 Z &= C \sum_{k=0}^2 Z_{2k+1} \cos[(2k+1)(B + \Delta B)] + \\
 &+ Z_{2c} \cos 2(u - u_0),
 \end{aligned}$$

где $\sum_{k=0}^3 X_{2k+1}$, $\sum_{k=0}^2 Z_{2k+1}$ – коэффициенты из табл. 1; C , ΔB , X_{2s} , Y_0 , Y_{2s} , Y_{2c} , Z_{2c} – уточняемые параметры модели совместно с параметрами движения спутника; u , u_0 – аргумент широты спутника и Солнца, соответственно.

Модель, построенную по формулам (3) для спутников системы ГЛОНАСС будем называть Г30П.

Численные результаты. Был проведен обширный эксперимент по оценке точности моделей светового давления. На интервале времени 5 лет на каждые сутки проводилось уточнение векторов координат, скоростей КА и параметров моделей.

Полученные среднеквадратические ошибки определения орбит спутников ГЛОНАСС на примере КА № 23 и 24 приведены на рис. 2 и рис. 3. Как видно из рис. 2. и 3, в случае модели Г30 ошибка не превышает 20 см, а в случае Г30П лежит в пределах от 2 до 10 см.

В процессе уточнения орбит и определения коэффициентов моделей, учитывались следующие возмущающие факторы: несферичность геопотенциала до гармоник 17-го порядка и степени, дополнительные возмущения геопотенциала, рекомендованные IERS Conventions 2010 [4] (вековые изменения первых зональных гармоник, возмущения от приливных деформаций центрального тела, возмущения от океанических и полюсного приливов, возмущения от океанического полюсного прилива), притяжение Солнца, Луны и планет, гармоники селенопотенциала до 2-го порядка и степени [5], релятивистские эффекты [6], а также такие тонкие эффекты как влияние искажения диска Солнца и сжатия Земли в атмосфере; солнечное затмение с эффектом потемнения диска Солнца к краям, переотраженное и тепловое излучение от Земли [7-9].

Ошибка определения орбит может значительно превышать 20 см, если не учитывать в движение спутника тонкие эффекты.

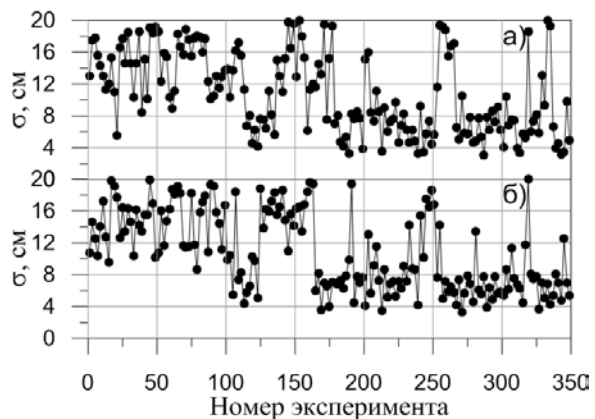


Рис. 2. Среднеквадратическая ошибка уточнения орбиты спутника ГЛОНАСС а) №23 и б) №24 с использованием модели Г30

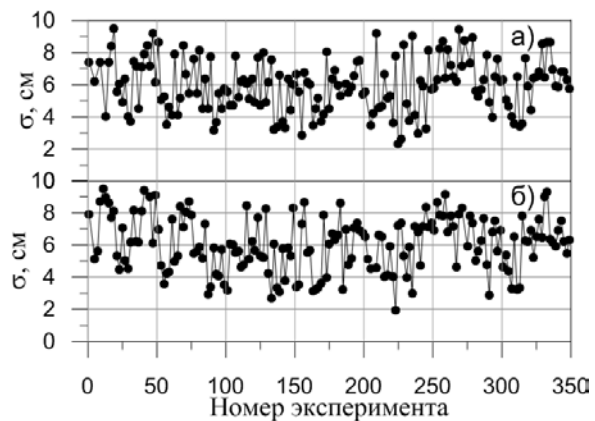


Рис. 3. Среднеквадратическая ошибка уточнения орбиты спутника ГЛОНАСС а) №23 и б) №24 с использованием модели Г30П

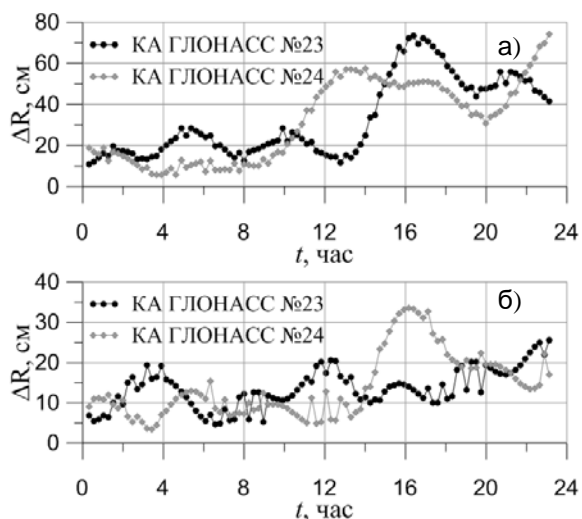


Рис. 4. Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутников ГЛОНАСС по R с использованием моделей а) Г30 и б) Г30П

Для проверки устойчивости определяемых параметров моделей светового давления был проведен ряд экспериментов по представлению

наблюдений на следующие сутки после интервала уточнения вектора состояния КА и параметров моделей. Отклонение прогнозируемых положений спутников по модулю (ΔR), по радиус-вектору (ΔS), трансверсали (ΔT) и бинормали (ΔW), а также по координатам в инерциальной системе координат, представлены на рис.4-6. В случае применения модели Г30П ошибка прогноза на первом обороте спутника не превышает 20 см и возрастает на втором обороте. При использовании модели Г30 ошибка прогноза уже на первом обороте в лучшем случае лежит в пределах 30 см (рис 4-6 а)

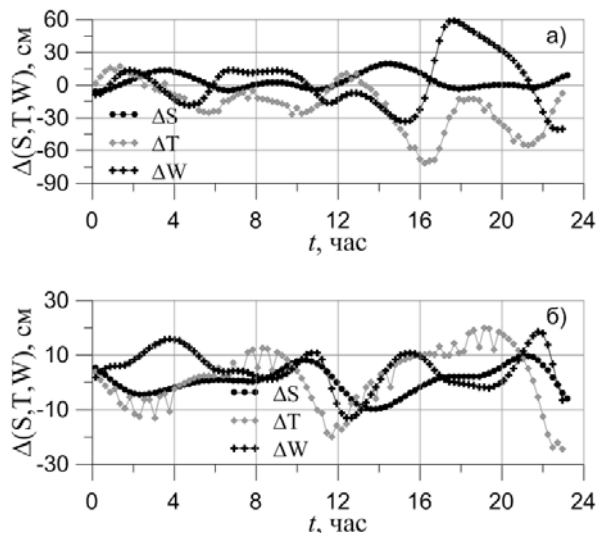


Рис. 5 Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутника ГЛОНАСС № 23 с использованием моделей а) Г30 и б) Г30П в координатах S,T,W

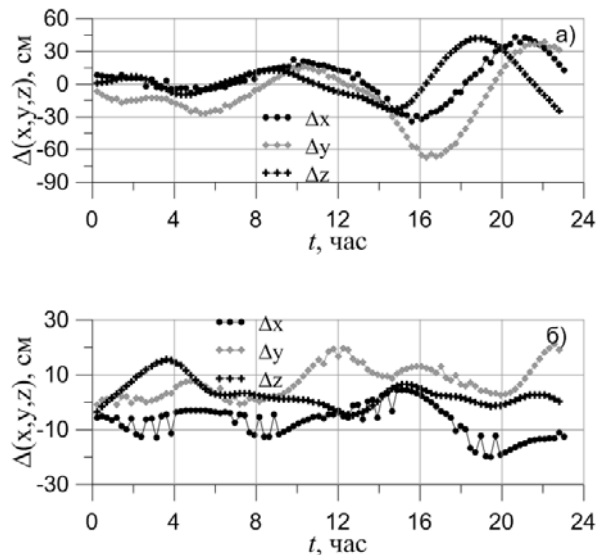


Рис. 6 Точность представления наблюдений на следующие два оборота спутника ГЛОНАСС № 24 с использованием моделей а) Г30 и б) Г30П в инерциальной системе координат

Закключение. В работе представлено описание эмпирических моделей светового давления для спутников системы ГЛОНАСС: Г30 и Г30П. Используя модель Г30П и псевдонаблюдения, взятые из IGS, нам удалось снизить среднеквадратическое отклонение на 24 часовом интервале времени в среднем до 3-8 см. Эта величина уже сравнима с точностью самих псевдонаблюдений. В случае модели Г30 среднеквадратичную ошибку лежит в пределах от 4 до 20 см, для высокоточного решения она не подходит, однако для решения задач быстрого определения орбит спутников ГЛОНАСС она применима.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-60097 мол_а_дк

Литература

1. Гаязов И.С. //Диссертация на соискание степени доктора физ.-мат. наук. СПб: РГБ. 2006. 217 с
2. IERS Standards. - IERS Technical Note. Paris: Central Bureau of IERS. - 1992. - 150 p.
3. The International GNSS Service. 2013. Mode of access: <http://igsceb.jpl.nasa.gov/> (10.26.2014).
4. IERS Conventions 2010 – Petiz G., Luzum // IERS Technical note 36. Frankfurt am Main. 2010. 179 pp.
5. Lunar Prospector Spherical Harmonics and Gravity Models [Электронный ресурс]. 2006. URL: <http://pds-geosciences.wustl.edu/missions/lunarp/shad..> (12.07.2010)
6. Brumberg V.A., Ivanova T.V. Precession/Nutation solution consistent with the general plane-tary theory // Celest. Mech. and Dyn. Astron. - 2007. - V. 97. - P. 189–210.
7. Vokrouhlicky D., Farinella P., Mignard F. Solar radiation pressure perturbations for Earth satellites.4. Effects of the Earth's polar flattening on the shadow structure and the penumbra transitions // Astron. Astroph., 1996. Vol.307, No.2. pp.635-644.
8. Хелали Я.Э., Батраков Ю.В., Фоминов А.М. Эффекты полутени Лупы в движении спутника Земли при убывании яркости солнечного диска к краю. //Труды ИПА РАН, 1999. Вып. 4. С. 300-309.
9. Vokrouhlicky D., Farinella P., and Mignard F. Complete Theory of Direct Solar Radiation Pressure: III. Global Atmospheric Phenomena in Context of the Albedo Effect// Astron. Astroph., 1993. Vol.290. pp. 32

ОЦЕНИВАНИЕ СПОСОБОВ ПОСТРОЕНИЯ ВЕСОВЫХ МАТРИЦ В ЗАДАЧЕ ВЕРОЯТНОСТНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ

Е. А. Баранников, Г. Е. Самбаров, О. М. Сюсина, В. А. Тамаров, А. М. Черницов

ОСП НИИ ПММ ТГУ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: kleo77@sibmail.com

Вероятностное исследование движения астероидов сводится обычно к задаче построения их доверительных областей. Точность построения доверительной области и ее размеры зависят от качества исходной выборки наблюдений, величины мерного интервала и полноты используемой для представления наблюдений модели сил. Наличие в наблюдениях систематических ошибок оказывает негативное влияние, как на размеры доверительной области, так и на ее смещение в фазовом пространстве возможных значений параметров движения астероидов. Уменьшить величину этого влияния можно посредством отбраковки наиболее грубых наблюдений и выбором подходящих весов в случае неравноточных наблюдений. В работе [1] на модельной задаче была исследована эффективность выполняемой отбраковки при помощи предложенных нами показателей точности построения доверительной области. В настоящей работе эти показатели использованы для выбора весовых множителей. Исследование выполнено как на модельных, так и на реальных задачах.

Показатели точности построения доверительной области. Эффективность используемых для улучшения качества наблюдений весовых множителей можно оценить при помощи следующих показателей [1]:

$$\varepsilon = \frac{|\bar{q} - \bar{q}^*|}{|\bar{q} - \bar{q}^*|}, \quad (1)$$

$$U = \frac{V^*}{V}, \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\bar{k}^*}{\bar{k}}. \quad (3)$$

Здесь \bar{q} и \bar{q}^* – оценки параметров $q = (q_1, q_2, \dots, q_m)$ орбиты объекта, определяемые методом наименьших квадратов (НК) по исходной, n -мерной выборке наблюдений ($n > m$), и по выборке, в которую введены весовые множители; \bar{q} – точка, лежащая в параметрическом пространстве вдоль направления $(\bar{q} - \bar{q}^*)$ на уровне поверхности доверительной области

$$\Phi_F^*(q) = \Phi^*(\bar{q}^*) \left(1 + \frac{(k^*)^2}{n-m} \right); \quad \Phi^*(q) \text{ – целевая}$$

функция задачи НК; величина k^* оценивается с помощью статистик $F(m, n-m)$ распределения Фишера; V и V^* – объемы доверительных

областей, полученные без и с введением в наблюдения весовых множителей.

Оценки \bar{k} и \bar{k}^* определяются при линейном подходе построения доверительных областей с помощью соотношений

$$(\bar{q} - q_t)^T [R^{*T}(q_t) W^* R^*(q_t)] (\bar{q} - q_t) = \sigma_0^2 \bar{k}^2, \quad (4)$$

$$(\bar{q}^* - q_t)^T [R^{*T}(q_t) W^* R^*(q_t)] (\bar{q}^* - q_t) = \sigma_0^2 \bar{k}^{*2}, \quad (5)$$

где q_t и σ_0 – вектор «точных» значений параметров орбиты объекта и задаваемая нами в модельных задачах среднеквадратическая ошибка наблюдений; W^* – весовая матрица; $R^*(q) = \partial d^*(q) / \partial q$ – матрица частных производных размерами $n \times m$; символ T означает операцию транспонирования

Точка \bar{q} на поверхности доверительной области и параметр \bar{l} , растягивающий (или сжимающий) вектор $(\bar{q} - \bar{q}^*)$ до этой точки, вычисляются по формулам [1]

$$\bar{q} = \bar{q}^* + \bar{l}(\bar{q} - \bar{q}^*), \quad (6)$$

$$\bar{l} = (k^* / k), \quad (7)$$

где k – параметр, определяемый из уравнения

$$(\bar{q}^* - \bar{q})^T [R^{*T}(\bar{q}^*) W^* R^*(\bar{q}^*)] (\bar{q}^* - \bar{q}) = \sigma_0^{*2} k^2. \quad (8)$$

Показатель ε характеризует смещение НК-оценки \bar{q}^* относительно \bar{q} , а, следовательно, смещение друг относительно друга в параметрическом пространстве соответствующих им доверительных областей.

Показатель U характеризует отношение объемов доверительных областей, которое можно вычислить по формуле [1]

$$\frac{V^*}{V} = \frac{\bar{\sigma}_0^*}{\bar{\sigma}_0} \sqrt{\frac{|D^*|}{|D|}}, \quad (9)$$

где D и D^* – ковариационные матрицы ошибок определяемых параметров, а $\bar{\sigma}_0$ и $\bar{\sigma}_0^*$ – среднеквадратические ошибки единицы веса, оцениваемые по выборкам наблюдений без весовых множителей и с весами.

Показатель β можно применять только в модельных задачах, в которых истинные параметры q , астероида нам известны. В этом случае оцениваются расстояния от точки q_t до поверхностей эллипсоидов

$$(q - q_t)^T [R^{*T}(q_t) W^* R^*(q_t)] (q - q_t) = \sigma_0^2 \bar{k}^2, \quad (10)$$

$$(q - q_t)^T [R^{*T}(q_t) W^* R^*(q_t)] (q - q_t) = \sigma_0^{*2} \bar{k}^{*2}, \quad (11)$$

Весовые множители. В настоящей работе мы рассмотрели следующие виды весовых множителей

$$p_i = 1, \quad (12)$$

$$p_i = 1/\sqrt{\Phi_i}, \quad (13)$$

$$p_i = \sqrt{\rho_i}, \quad (14)$$

$$p_i = \rho_i, \quad (15)$$

$$p_i = \rho_i^2, \quad (16)$$

Здесь $\Phi_i = (\Delta\alpha_i \cos \delta_i)^2 + (\Delta\delta_i)^2$ – невязки, а ρ_i – расстояние между астероидом и Землей для i -го наблюдения.

Результаты численных экспериментов. Для численных экспериментов было выбрано 7 астероидов, имеющих сближение с Землей. Здесь мы приведем только результаты, полученные для астероида 2010 RX30. Использовались как моделируемые, так и реальные наблюдения этого объекта. Начальные параметры определялись из реальных наблюдений решением задачи НК с единичной весовой матрицей. Модель движения астероида включала возмущения от больших планет, Луны, Плутона, а также сжатия Земли и Солнца. Полученные при этом невязки вводились в качестве ошибок в моделируемые наблюдения. Модельные задачи решались на основе кеплеровского движения астероида с использованием, найденных в реальной задаче, оценок параметров его орбиты в качестве истинных.

Астероид 2010 RX30 наблюдался в двух оппозициях. Наблюдения первой оппозиции содержат 95 наблюдений, второй – 7. Сближение с Землей на минимальное расстояние $\rho = 0.00166019$ а.е. произошло в первой оппозиции. Суммарной выборке наблюдений этого астероида соответствуют следующие начальные данные:

$$t_0 = 2455518.83483JD,$$

$$a = 0.83 \text{ а.е.}, e = 0.39, i = 18^\circ.566,$$

$$\omega = 122^\circ.511, \Omega = 3^\circ.771, M_0 = 347^\circ.659.$$

Введение рассмотренных видов весовых множителей в реальные наблюдения астероида 2010 RX30 дало результаты, представленные в табл. 1 и на рис. 1.

Таблица 1. Показатели точности в решении реальной задачи НК для астероида 2010 RX30

p_i	ε	U
$1/\sqrt{\Phi_i}$	0.053	0.271
$\sqrt{\rho_i}$	0.124	0.0959
ρ_i	0.392	0.00785
ρ_i^2	1.800	0.000038

В таблице приведены значения показателей ε и U . На рисунке показана одна из проекций доверительных областей, построенных с различными весовыми множителями. Варианту с единичными весовыми множителями соответствует самый темный оттенок цвета (1). Более светлые

оттенки цвета (2), (3), (4) и (5) принадлежат доверительным областям, полученным с весами (13), (14), (15) и (16) соответственно.

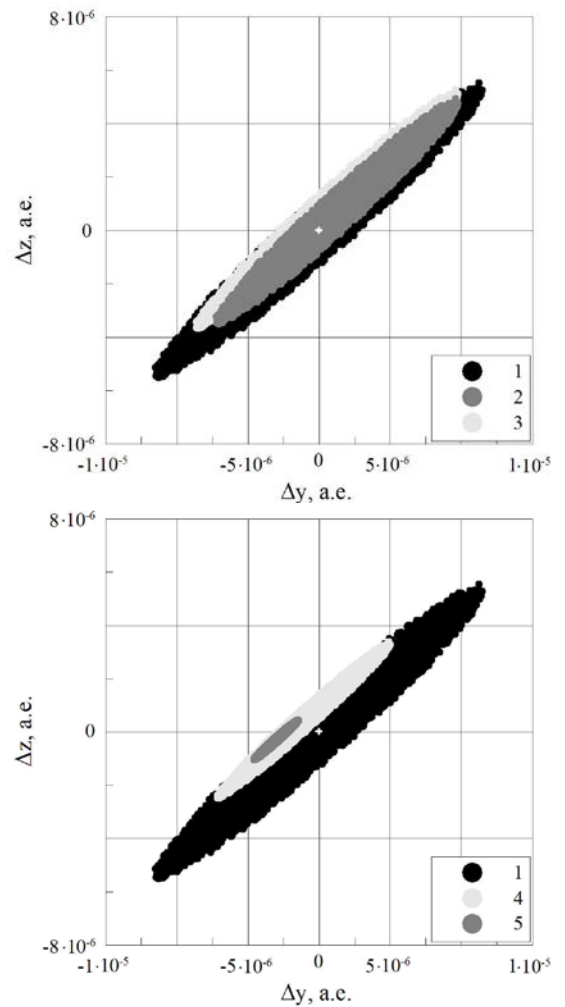


Рис. 1. Доверительные области астероида 2010 RX30 для реальной задачи НК

В табл. 2 приведены значения показателей точности, полученные решением модельной задачи для астероида 2010 RX30.

Таблица 2. Показатели точности в решении модельной задачи НК для астероида 2010 RX30

p_i	ε	U	β
$1/\sqrt{\Phi_i}$	0.23	0.021	1.05
$\sqrt{\rho_i}$	0.142	0.265	0.632
ρ_i	0.364	0.053	0.449
ρ_i^2	1.419	0.002	0.056

На рис 2 показана одна из проекций доверительных областей астероида 2010 RX30, построенных с рассматриваемыми весовыми множителями в модельной задаче. Черный цвет соответствует области, построенной с единичными весами, серый – области, построенной с использованием весовых множителей. Доверительные области приведены на рисунках

относительно моделируемого «истинного» решения. Полученная с единичной весовой матрицей НК-оценка обозначена треугольником, а НК-оценка, найденная с использованием весов – кругом.

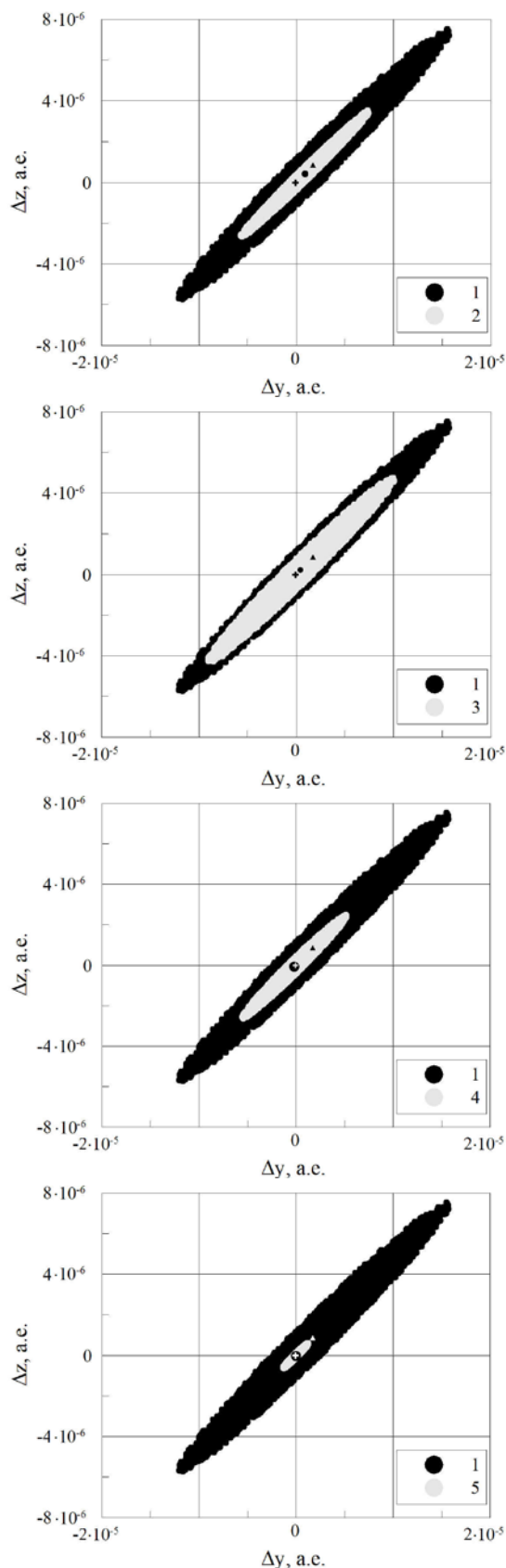


Рис. 2. Доверительные области астероида 2010 RX30 для модельной задачи НК

Представленные выше результаты численных экспериментов позволяют сделать следующие основные выводы.

Решение модельной задачи показывает, что все виды использованных весовых множителей заметно уменьшают размеры доверительной области, накрывая при этом заданные нами истинные значения параметров астероида. Видно также, что для некоторых вариантов весовых множителей уменьшение размеров доверительной области, характеризуемое показателем точности U , может быть значительным даже в случае больших смещений НК-оценок относительно истинных параметров, характеризуемых показателем точности β . Лучшими вариантами весовых множителей для астероида 2010 RX30 в модельной задаче оказываются множители $p_i = \rho_i^2$ и $p_i = 1/\sqrt{\Phi_i}$. Следует отметить, что выбор весовых множителей в таком виде для сближающегося с Землей астероида обусловлен снижением точности его наблюдений при приближении к Земле. Для таких объектов выбор лучших весовых множителей представляет собой более сложную задачу, чем, например, в случае объектов, имеющих несколько разных по точности групп наблюдений [2]. Разные варианты задания весовых множителей для сближающихся с Землей астероидов рассматривались также в работе [3].

Весовые множители (13) – (16), вводимые в реальные наблюдения, тоже приводят к уменьшению размеров доверительной области. Картина несколько отличается от результатов решения модельной задачи, но видно, что вариант с весовыми множителями $p_i = \rho_i^2$ также оказывается лучшим. Вопрос о том, накрывают ли доверительные области, построенные с введением в реальные наблюдения весовых множителей, точные параметры орбиты астероида, остается открытым, так как мы их не знаем. Чтобы решить этот вопрос, нужно в качестве более близких к точным параметрам использовать НК-оценку, полученную по значительно большей выборке наблюдений, или прогнозировать доверительные области на моменты наблюдений, не использованных при ее построении.

Численные эксперименты для других рассмотренных нами астероидов показали аналогичную картину.

Данное научное исследование (проект 8.1.54.2015) выполнено при поддержке Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

1. Черницов А.М., Тамаров В.А., Баранников Е.А. //Изв.вузов. Физика. – 2015. – № 10/2. – С. 13–19.
2. Черницов А.М., Тамаров В.А., Дубас О.М. //Изв.вузов. Физика. – 2007. – № 12/2. – С. 52–59.
3. Галушина Т.Ю., Кайзер Г.Т., Скрипниченко П.В. // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. – 2013. – № 4. – Т.3. – С. 57–62.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПОСОБА ПОСТРОЕНИЯ РАЗБРОСА ВОЗМОЖНЫХ РЕШЕНИЙ ПРИ УЛУЧШЕНИИ ОРБИТ АСТЕРОИДОВ

А. П. Батулин

НИИ ПММ ТГУ
634050, г.Томск, пр.Ленина-36
alex.baturin@sibmail.com

Данная работа продолжает исследования способа построения разброса возможных решений, описанного в [1], и посвящена исследованию устойчивости возможных решений в зависимости от длины мерного интервала между модельными наблюдениями.

Рассматриваемый способ заключается в построении множества так называемых «возможных решений» в пространстве определяемых начальных параметров движения, каждое из которых соответствует одному наблюдению астероида. Для этого сначала выполняется улучшение орбиты астероида методом наименьших квадратов по всем его астрометрическим наблюдениям, т.е. прямым восхождениям и склонениям. Далее на основе улучшенного вектора начальных параметров движения (как правило, прямоугольных координат и компонент скорости) для каждого наблюдения рассчитываются два модельных наблюдения, расположенные по обе стороны от него на некотором расстоянии во времени, которое обозначим через Δt . Таким образом строятся тройки наблюдений, в каждой из которых посередине расположено реальное наблюдение, а с обеих сторон от него на расстоянии Δt – два модельных наблюдения. Затем вычисляются возможные решения путем улучшения орбиты по каждой тройке наблюдений. Число полученных решений равно числу наблюдений астероида и каждое решение соответствует одному реальному наблюдению.

Описанный способ представляет собой попытку «перевести» наблюдения астероида из пространства наблюдаемых параметров (сферических координат: прямого восхождения и склонения) в пространство определяемых параметров, что позволит заметно упростить их дальнейший статистический анализ и построение области возможных движений.

Заметим, что улучшение орбиты по трем наблюдениям означает определение орбиты, проходящей точно через эти наблюдения с нулевыми невязками, однако, в отличие от определения предварительной орбиты, использует полную модель возмущающих сил. Эта модель включает в себя возмущения от больших планет, Плутона и Луны, координаты которых извлекаются из эфемерид DE433 (<ftp://ssd.jpl.nasa.gov/pub/eph/planets/>). Для численного интегрирования уравнений движения применяется метод Эверхарта 19 порядка, все вычисления в работе выполняются с 19-значной десятичной разрядностью (с использованием 80-битовой арифметики с плавающей точкой), для компиляции программ применяется свободно распространяемый компилятор «GNU-фортран» (<http://gcc.gnu.org/wiki/GFortranBinaries>).

Для исследования устойчивости вычисления возможных решений в зависимости от длины мер-

ного интервала Δt из числа нумерованных астероидов были выбраны случайным образом два объекта (их номера были сгенерированы как случайные числа): №173827 и №286104. Оба объекта наблюдались в нескольких оппозициях, но для получения возможных решений были использованы наблюдения только первой оппозиции. Информация об этих наблюдениях и результатах улучшения орбиты приведена в табл. 1.

Таблица 1. Информация о наблюдениях

Астероид	N	T , сут	σ_0
№173827	53	90	0.67"
№286104	34	49	0.58"

Здесь N – число наблюдений первой оппозиции; T – охватываемый ими интервал времени; σ_0 – остаточная среднеквадратическая ошибка после улучшения орбиты. Астероиды имеют следующие элементы орбиты: $a = 3.01$ а.е., $e = 0.159$, $i = 9.49^\circ$ (объект №173827) и $a = 2.24$ а.е., $e = 0.228$, $i = 4.96^\circ$ (объект №286104). Периоды обращения астероидов: №173827 – 5.2 года, №286104 – 3.4 года. Наблюдения астероидов и начальные элементы орбиты были взяты с сайта Центра малых планет (http://minorplanetcenter.net/db_search).

Для обоих объектов разброс возможных решений строился при различных значениях интервала времени Δt , а именно, этот интервал задавался в виде $\Delta t = kT$, причем коэффициент k пробегал значения от 0.1 до 3 с шагом 0.1. Это означает, что мерный интервал между двумя модельными наблюдениями в каждой тройке, равный $2\Delta t$, при варьировании k составлял от 0.2 до 6 мерных интервалов T , охватываемых реальными наблюдениями. Начальная эпоха для всех возможных решений задавалась одинаковой и равной начальной эпохе координат и компонент скорости, улучшенных по всем наблюдениям первой оппозиции. Положение начальной эпохи выбиралось примерно в середине интервала наблюдений.

После построения разбросов вычислялись разности в векторе положения (Δr) и скорости (Δv) всех N возможных решений, соответствующих всем парам соседних значений k . Таким образом было выполнено исследование устойчивости получаемых возможных решений по отношению к длине задаваемого интервала между модельными наблюдениями, так как если эти решения устойчивы, то при соседних значениях k они должны быть практически одинаковыми или очень близкими.

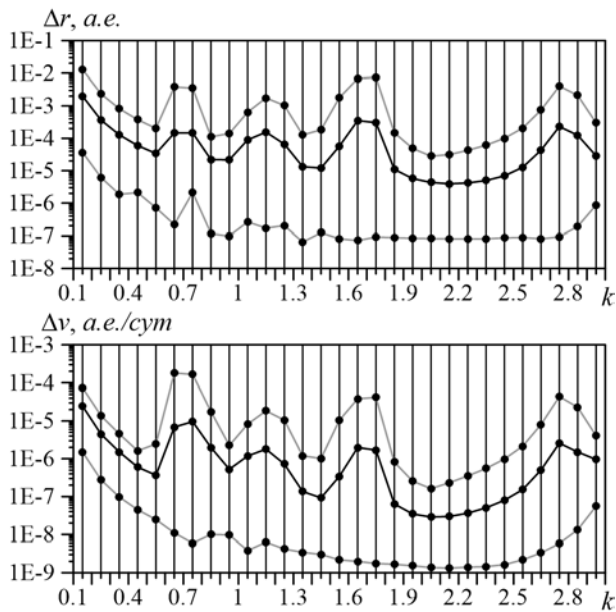


Рис. 1. Разности возможных решений астероида №173827 при соседних значениях k

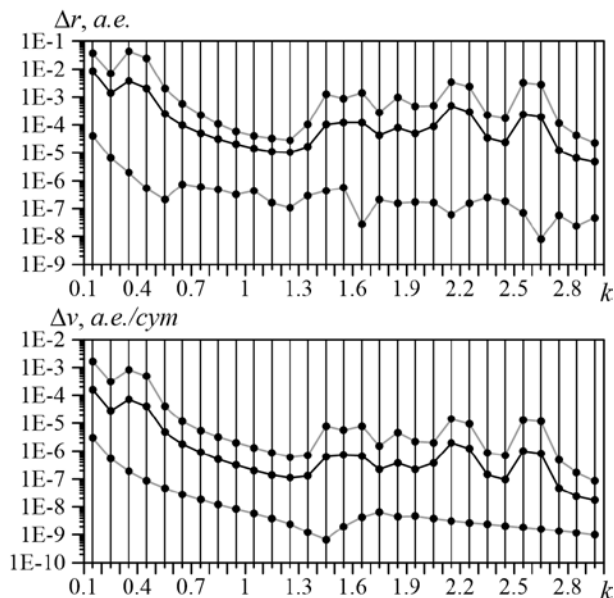


Рис. 2. Разности возможных решений астероида №286104 при соседних значениях k

Результаты приведены на рис. 1 для объекта №173827 и на рис. 2 для объекта №286104. В верхней части рис. 1 и 2 приведены разности возможных решений в векторе положения (Δr), в нижней части – в векторе скорости (Δv). Средняя кривая, изображенная черным цветом, соответствует разности «соседних» (относительно k) возможных решений, усредненной для всех N наблюдений астероида. Верхняя и нижняя кривые, изображенные серым цветом, соответствуют максимальному и минимальному значению этой разности для всех N наблюдений. Значения Δr и Δv помещены между значениями k (над малыми метками горизонтальной оси), так как они соответствуют двум значениям k (слева и

справа), являясь разностями «соседних» возможных решений.

Как видно из рис. 1 и 2, разности «соседних» возможных решений при всех значениях k остаются довольно велики. Так, для обоих объектов среднее значение Δr (черная кривая на верхних графиках) остается больше 10^{-6} а.е., а среднее значение Δv (черная кривая на нижних графиках) – больше 10^{-8} а.е./сут. Хотя для обоих объектов, как это видно из рис. 1 и 2, наблюдается тенденция к дальнейшему уменьшению средних значений Δr и Δv , это уменьшение выражено довольно слабо и не приводит их к приемлемо малой величине (хотя бы порядка 10^{-10} а.е. для Δr и 10^{-12} а.е./сут для Δv). Из этого следует, что возможные решения заметным образом зависят от величины мерного интервала, задаваемого между двумя модельными наблюдениями и устранить эту зависимость путем увеличения его длины практически невозможно.

Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что рассмотренный способ построения разброса возможных решений является неустойчивым по отношению к величине интервала времени, задаваемого между модельными наблюдениями, так как при различной величине этого интервала получаются различные возможные решения. Поэтому в дальнейшем представляет интерес разработка способа получения возможных решений, не зависящих от величины этого интервала. Одним из предполагаемых вариантов решения этой задачи представляется способ, основанный на дополнении состава каждого наблюдения некоторыми параметрами, вычисляемыми на основе улучшенной по всем наблюдениям орбиты, число которых обеспечивает возможность определения (улучшения) орбиты по одному наблюдению. Например, в наиболее распространенном случае астрометрических наблюдений, когда наблюдаемыми параметрами являются прямые восхождения и склонения объекта, каждое наблюдение можно дополнить еще четырьмя параметрами, вычисляемыми на основе улучшенной по всем наблюдениям орбиты: производными по времени от прямого восхождения и склонения, расстоянием до наблюдателя и его производной по времени. Тогда каждое наблюдение будет содержать шесть параметров, что обеспечит возможность улучшения орбиты по одному этому наблюдению и вообще устранил необходимость вычисления дополнительных модельных наблюдений, а следовательно и задания мерного интервала между ними.

Данное научное исследование (проект 8.1.54.2015) выполнено при поддержке Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

1. Батурин А.П. Исследование способа отбраковки наблюдений астероидов, основанного на получении разброса возможных решений // Изв. вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 10/2. С. 20–27.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ, ОБРАЗОВАВШИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ РАСПАДА АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ

Т.Ю. Галушина, А.Г. Александрова

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 36, к. 10

E-mail: volna@sibmail.com, aleksann@sibmail.com

Введение. Одним из способов противодействия астероидной опасности является уничтожение объекта путем его подрыва. В этом случае моделирование распада астероида и исследование динамики фрагментов поможет определить, будут ли представлять опасность для Земли образовавшиеся осколки. Однако взрыв объекта непосредственно перед сближением может привести к падению большого числа осколков на Землю. В работе [1] предложен более безопасный способ – разрушение опасного астероида сразу после предыдущего тесного сближения.

Данная работа является продолжением исследования [1] и в ней рассматривается динамическая эволюция фрагментов распада, образовавшихся в результате взрыва модельного астероида, сближающегося с Землей (АСЗ). Особое внимание уделено такому явлению как резонансный возврат – объектом взрыва является АСЗ, движущийся в орбитальном резонансе с Землей, изучаются резонансные характеристики образовавшихся частиц.

Объект взрыва. Для моделирования взрыва был выбран модельный астероид из достоверной области астероида 99942 Апофис, полученной на основе наблюдений до 2009 года [2]. Рассматриваемый объект проходит 13 апреля 2029 года на расстоянии 36838 км от геоцентра, а 13 апреля 2036 – 1270 км, т.е. фактически сталкивается.

Под влиянием тесного сближения 2029 года модельный астероид входит в орбитальный резонанс 6/7 с Землей, что приводит к резонансному возврату [3] через 7 лет и столкновению.

На рис. 1. показана резонансная щель $\alpha = k_1 n_a - k_2 n_\oplus$ (а) и критический аргумент $\beta = k_1 \lambda_a - k_2 \lambda_\oplus - (k_1 - k_2) \omega_a - (k_1 - k_2) \Omega_a$ (б) для рассматриваемого объекта на интервале времени (2029, 2036 гг). Здесь n_a, n_\oplus – средние движения, $\lambda_a, \lambda_\oplus$ – средние долготы астероида и Земли соответственно, ω_a и Ω_a – аргумент перигея и долгота восходящего узла астероида, k_1, k_2 – целые числа (в данном случае $k_1 = 7, k_2 = 6$). Астероид регулярно проходит через значение точной соизмеримости $\alpha = 0$, причем на всем рассматриваемом интервале $|\alpha| \leq 40''/\text{сут.}$ Критический аргумент колеблется около значения $\beta_{\text{ср}} = 78^\circ$ с небольшой амплитудой порядка 22° .

Диаметр астероида брался равным 200 м, а плотность – $\rho = 2500 \text{ кг/м}^3$ (соответствующая веществу типа монолитного скального гранита), так что астероид в соответствии с заданной моделью

распада полностью разрушается на осколки размером до 10 м.

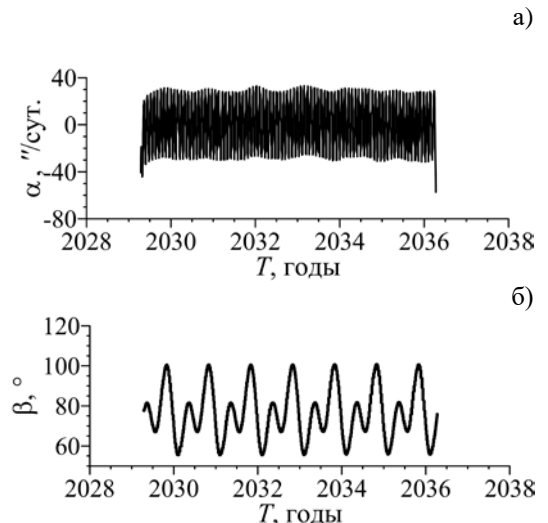


Рис. 1. Резонансная щель (а) и критический аргумент для объекта взрыва (б)

Как уже упоминалось выше, наиболее оптимальным является разрушение опасного астероида сразу после предыдущего тесного сближения, в соответствии с этим в качестве момента взрыва была выбрана дата 14 апреля 2029 года.

Моделирование взрыва.

Координаты фрагментов астероида в момент взрыва полагались равными координатам родительского тела, а формирование начального пространственного распределения частиц по скоростям проводилось с помощью «Численной модели распада» [4], разработанной авторами статьи. Приведем основные формулы.

Компоненты скорости определяются по формуле:

$$\begin{aligned} \dot{x}_{10} &= v_1 + v \cos \tau, \\ \dot{x}_{20} &= v_2 + v \sin \tau \cos \phi, \\ \dot{x}_{30} &= v_3 + v \sin \tau \sin \phi, \end{aligned} \quad (1)$$

где v_1, v_2, v_3 – компоненты скорости астероида в гелиоцентрической системе координат, v – модуль вектора скорости фрагментов распада относительно родительского тела. Параметры τ и ϕ задают направление вектора скорости фрагмента относительно родительского тела и рассматриваются как случайные величины, определяемые с помощью метода обратных

функций по заданным функциям плотности распределения [1,4]:

$$f(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \varphi \in [0, 2\pi] \quad (2)$$

$$f(\tau) = \sin \tau, \tau \in [0, \pi/2] \quad (3)$$

Распределение τ (3) приведено для взрыва, направленного по направлению движения, поскольку, как показано в работе [1] такой вариант является наиболее оптимальным на участке траектории ухода от Земли.

Величина скорости фрагментов относительно родительского тела v (м/с) задается следующей функцией плотности распределения [1]:

$$f(v) = \frac{3}{2\sigma R^3} A^{3/\sigma} v^{-(3+\sigma)/\sigma} \left(1 - \frac{1}{2R} A^{1/\sigma} v^{-1/\sigma} \right), \quad (4)$$

$$\frac{A}{(2R)^\sigma} \leq v \leq \infty$$

где $A = 0.980 \cdot 10^6$, $\sigma = 1.74$, а R – радиус астероида (м).

Для упрощения функции распределения, была введена новая безразмерная случайная величина ξ :

$$\xi = \frac{1}{2R} A^{1/\sigma} v^{-1/\sigma}, v = \frac{A}{(2R)^\sigma} \xi^{-\sigma}, \quad (5)$$

В соответствии с [4] функция плотности распределения для ξ имеет вид:

$$f(\xi) = 12\xi^2(1-\xi), 0 \leq \xi \leq 1, \quad (6)$$

тогда функцию распределения можно определить по формуле:

$$F(\xi) = \xi^3(4-3\xi), 0 \leq \xi \leq 1, \quad (7)$$

а величина ξ находится из уравнения:

$$\xi^3(4-3\xi) - \gamma = 0, \quad (8)$$

где γ – случайная величина от 0 до 1.

В «Численной модели распада» ξ вычисляется итерационным способом.

На рис. 2 сплошной линией показана функция плотности распределения по скоростям, построенная по формуле (4), а диаграммой, полученная в результате моделирования.

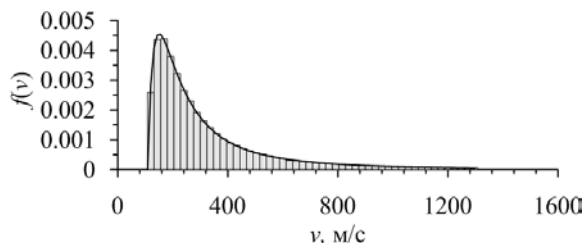


Рис. 2. Функции плотности распределения v

Более подробно данная модель описана в работах [1,4].

Моделирование орбитальной эволюции потока частиц.

При исследовании орбитальной эволюции потока частиц использовался высокоточный программный комплекс «ИДА», предназначенный для исследования динамики астероидов и разработанный в НИИ ПММ ТГУ [5]. Всего была рассмотрено движение 100 тыс. фрагментов распада на интервале от 2029 до 2040 года.

Моделирование эволюции частиц осуществлялось путем численного интегрирования уравнений их движения методом Эверхарта. Модель сил соответствует модели, используемой при исследовании движения разрушаемого астероида, и включает влияние больших планет, Плутона, Луны, Цереры, Паллады, Весты и сжатия Земли. В процессе исследования выявлялись тесные сближения и столкновения с Землей, отдельное внимание уделялось частицам, движущимся в окрестности орбитальных резонансов с Землей.

Результаты исследования орбитальной эволюции фрагментов астероида показаны в табл. 1–2. В табл. 1 представлена статистика тесных сближений и столкновений частиц с Землей. Для каждого года приведены: число частиц, проходящих через сферу тяготения Земли N_{tyg} (радиус сферы тяготения ≈ 255812 км) и падающих на нашу планету N_{coll} ; минимальное расстояние до геоцентра d_{min} , определяемое по всем осколкам; и резонанс с Землей, в котором движутся рассматриваемые объекты. Результаты показывают, что в сумме в разные годы (2032, 2035, 2036) падают всего 7 фрагментов.

Таблица 1. Оценки последствий взрыва

Год	N_{tyg}	N_{coll}	d_{min} , км	k_2/k_1
2030	1	0	81328	–
2031	1	0	43934	–
2032	2	1	4433	2/3
2033	1	0	99914	3/4
2034	18	0	12893	4/5
2035	94	2	1905	5/6
2036	143	4	777	6/7
2037	1	0	172932	5/8
2038	4	0	61313	7/9

Наибольшее число сближений и столкновений происходит в 2036 году, что соответствует падению исходного объекта. Все эти фрагменты в 2029 году попадают в резонанс 6/7, что и приводит к сближению или столкновению в 2036. С другой стороны, было выявлено 4919 обломков, движущихся в окрестности резонанса 6/7 с 2029 по 2036 год. Все эти объекты испытывают сближение с Землей в 2036 году в пределах 0.07 а.е.

Аналогичная картина наблюдается и для других резонансных соотношений, за небольшим исключением. Например, один из фрагментов проходит через сферу тяготения Земли в 2030 и в 2031 годах, а сближение 2032 года заканчивается столкновением. Однако, в отличие другой частицы, проходящей через сферу тяготения в 2032 году, он

не вступает в орбитальный резонанс с нашей планетой.

Всего было выявлено 7604 фрагмента, которые входят в различные резонансы с Землей в 2029 году, то есть почти 8% частиц движутся в том или ином резонансе. 169 объектов движутся в резонансе на всем рассматриваемом интервале (до 2040 года), для остальных время нахождения в окрестности соизмеримости средних движений варьируется от 2-х до 10-ти лет.

В табл. 2 представлен перечень всех выявленных резонансов с указанием числа движущихся в них частиц N . Максимальные рассматриваемые значения k_1 и k_2 составили 10. Самыми населенными являются резонансы 6/7 и 5/6, которые приводят к сближению с Землей в 2036 и 2035 годах соответственно. Данные результаты хорошо согласуются с приведенными в табл. 1.

Таблица 2. Карта резонансов

k_2/k_1	N	k_2/k_1	N
1/2	2	4/7	1
1/3	1	5/6	2059
2/3	19	5/7	17
1/7	1	5/8	4
3/4	65	6/7	4919
3/5	6	7/9	149
3/7	2	7/10	23
4/5	335		

Заключение.

В работе смоделирован взрыв астероида, движущегося в окрестности резонанса 6/7 с Землей. В результате взрыва порядка 8% фрагментов вошли

в различные резонансы с Землей, в том числе почти 5% – в резонанс 6/7, что приводит к сближению с нашей планетой в 2036 году. Кроме того было выявлено 7 частиц, которые движутся по орбитам, приводящим к столкновению с Землей. Принимая во внимание общее число рассмотренных фрагментов (100 тысяч), можно считать такой результат удовлетворительным и метод предотвращения столкновения приемлемым.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 15-02-02868 а.

Литература

1. Александрова А.Г., Галушина Т.Ю., Прищепенко А.Б., Холшевников К.В., Четкин В.М. О превентивном разрушении опасного астероида // *Астрономический журнал*. 2016. Том 93. № 6. С. 595–602.
2. Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю. Исследование движения астероида (99942) Апофис с использованием многопроцессорной вычислительной системы СКИФ Cyberia // *Космические исследования*, 2010, том 48, № 5, с. 419–426.
3. Valsecchi G.B., Milani A., Gronchi G.F., Chesley, S.R. Resonant returns to close approaches: Analytical theory // *Astronomy and Astrophysics*. 2003. V.408. P. 1179–1196
4. Александрова А.Г., Галушина Т.Ю. Численное моделирование процесса формирования потоков частиц, образовавшихся в результате распада на орбите космических объектов // *Изв. Вузов. Физика*. 2015. Т.58. № 10/2. С. 47 – 53.
5. Быкова Л.Е., Галушина Т.Ю., Батурин А.П. Прикладной программный комплекс «ИДА» для исследования динамики астероидов // *Изв. Вузов. Физика*. 2012. Т.55. № 10/2. С. 89 – 96.

ВЫВЕДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА НА ВЫСОКИЕ ОРБИТЫ ИСКУССТВЕННОГО СПУТНИКА ЛУНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СХЕМЫ ТРЕХИМПУЛЬСНОГО ПЕРЕХОДА

Е. С. Гордиенко^(1, 3), В. В. Ивашкин^(2, 3)

(1) ФГУП «НПО им. С.А. Лавочкина»

141400, г. Химки, Московская область, ул. Ленинградская, д. 24

(2) ИПМ им. М.В. Келдыша РАН»

125047, Москва, Миусская пл., д. 4

(3) МГТУ им. Н.Э. Баумана

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

E-mail: gordienko.evgenyy@gmail.com, ivashkin@keldysh.ru

В ряде задач освоения Луны возникает необходимость построения высоких околополярных околокруговых орбит искусственных спутников Луны, например для создания лунной информационно-навигационной орбитальной системы [1]. В работе, развивающей [2], выполнен анализ оптимальных по максимуму конечной массы КА траекторий перехода на такие орбиты.

Постановка задачи. Определяется оптимальный (по максимуму конечной массы КА на орбите ИСЛ или минимуму суммарной характеристической скорости) переход с начальной селеноцентрической гиперболической орбиты на конечную высокую круговую орбиту ИСЛ с заданными величинами большой полуоси $a(t_f)=a_f=R_M+H_f$ ($=4 - 8$ тыс. км), эксцентриситета $e(t_f)=e_f=0$ и наклонения к плоскости лунного экватора $i(t_f)=i_f$; здесь R_M – средний радиус Луны, H_f – высота орбиты ИСЛ. Конечная масса КА m_f и характеристическая скорость V_f связаны формулой К.Э. Циолковского. Задана начальная масса КА m_0 (≈ 2040 кг) и начальная скорость «на бесконечности». Рассмотрен диапазон конечных наклонений от 60° до 120° . Для определенности, приведем результаты для конечной полярной орбиты $i_f = 90^\circ$. При низкой орбите ИСЛ оптимальным является одноимпульсный переход. В данном случае оптимальным оказался перелет с тремя импульсами. Пусть N – число импульсов скорости при перелете. В работе дано сравнение случаев $N=1$ и $N=3$ при переходе на орбиту ИСЛ.

Одноимпульсный вариант торможения. В данном случае расстояние в начальном периселении равно a_f . Для перехода на орбиту ИСЛ двигательная установка КА (ДУ) в периселении сообщает тормозной импульс, получается конечная орбита (рис. 1).

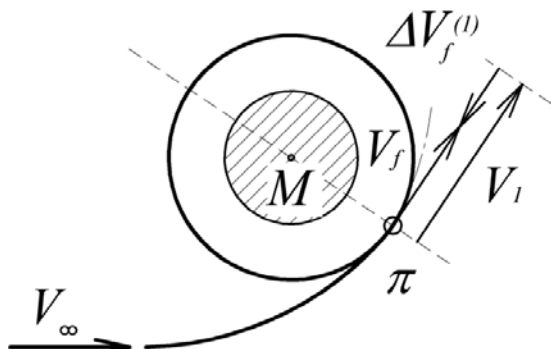


Рис. 1. Схема одноимпульсного перелета

Время и дата полета к Луне выбираются так, чтобы в момент перехода на орбиту ИСЛ была видимость КА с наземных станций слежения (для России – в Медвежьих озерах и Уссурийске). В основном варианте КА переходит на орбиту ИСЛ 29.09.2016 года (это соответствует минимальным затратам топлива для полета на Луну в 2016 году). В табл. 1 приведены основные энергетические характеристики одноимпульсного перехода, при этом время перелета $\Delta t_{3-л} \approx 4.6$ суток, величина вектора скорости на бесконечности $V_\infty = 821.627$ м/с.

Таблица 1. Основные характеристики одноимпульсного перелета

m_0 , кг	a_f , тыс. км	$\Delta V_f^{(1)}$, м/с	$m_f^{(1)}$, кг
2039.736	4	661.737	1627.286
	5	634.239	1642.634
	6	615.697	1653.064
	7	605.129	1659.039
	8	597.337	1663.458

Индекс (1) означает, что приведены величины для одноимпульсного решения. Здесь и далее в расчетах массы КА используются следующие параметры ДУ: удельный импульс $P_{уд} = 298.7$ с, скорость истечения $W_e = P_{уд} g_0$, где $g_0 = 9.80665$ м/с² – ускорение свободного падения.

Трехимпульсный вариант торможения. Известно, что в случае кеплеровского поля при достаточно большом расстоянии в апоцентре переходных орбит энергетически оптимальным будет трехимпульсный перелет с начальной селеноцентрической гиперболической орбиты на конечную орбиту [2 – 5]. Рассмотрим схему этого перелета (рис. 2). Первый, тормозной импульс ΔV_1 сообщается на минимально возможном расстоянии от центра Луны r_1 ($< a_f$), в периселении P_1 начальной орбиты T_0 , и получается вытянутая эллиптическая орбита T_1 . После этого КА летит от Луны на максимально возможное расстояние от Луны r_2 ($> a_f$), в апоцентр этой орбиты T_1 , где будет точка P_2 приложения второго импульса ΔV_2 , который будет ускоряющим, увеличивает расстояние в перицентре P_3 орбиты T_2 до радиуса a_f конечной орбиты ИСЛ T_f . Третий, тормозной импульс ΔV_3 сообщается в перицентре орбиты T_2 и переводит КА на конечную орбиту ИСЛ T_f . Все импульсы – апсидальные.

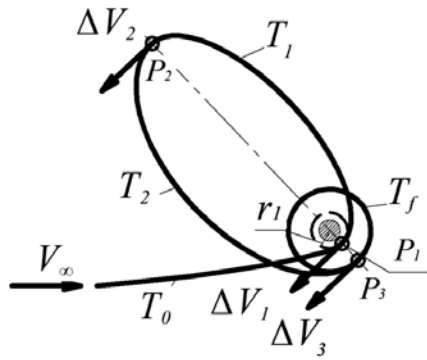


Рис. 2. Трехимпульсный маневр торможения КА у Луны

Анализ задачи трехимпульсного перехода в кеплеровском случае. Анализ характеристик трехимпульсного перехода был проведен в три этапа. На первом этапе анализа движение КА происходит в центральном ньютоновском поле притяжения Луны (кеплеровский случай), и рассматривается импульсное приближение.

Сравнение одноимпульсного и трехимпульсного переходов. Имеем задачу оптимального схода с гиперболической орбиты с известной величиной V_∞ на заданную околокруговую орбиту ИСЛ.

Если задано максимальное расстояние r_{\max} ($> a_f$) и минимальное расстояние r_{\min} ($< a_f$) при переходе с гиперболической орбиты с заданной скоростью «на бесконечности» V_∞ на круговую, то известно [2 – 5], что для оптимальной траектории перехода все импульсы будут апсидальными, при этом сообщается (рис. 1, 2) либо один, либо три импульса ($r_{\pi j}$, $r_{a j}$ – расстояния в пери- и апоцентре орбиты T_j):

а) при $V_\infty < V^* = (2\mu_M/r_{\max})^{1/2}$ (μ_M – гравитационный параметр Луны) оптимальна траектория одноимпульсного перехода с тангциальным импульсом на конечной орбите;

б) при $V_\infty > V^*$ оптимальной будет траектория трехимпульсного перехода, причем для нее:

$$r_1 = r_{\pi 0} = r_{\pi 1} = r_{\min}; r_2 = r_{a 1} = r_{a 2} = r_{\max}; r_3 = r_{\pi 2} = a_f.$$

Первый импульс сообщается в периселении подлетной гиперболической орбиты T_0 на минимально возможном расстоянии r_{\min} , второй – в апоселении высокоэллиптических орбит T_1 и T_2 на максимально возможном расстоянии r_{\max} , третий – в перипентре конечной орбиты;

в) при $V_\infty = V^*$ имеет место независимость (по сумме V_f импульсов скорости) трехимпульсного перехода $T_0 \rightarrow T_1 \rightarrow T_2 \rightarrow T_f$ от начального перипентрического расстояния в диапазоне

$$r_{\min} \leq r_{\pi 0} \leq a_f.$$

При $\mu_M = 4902.79944 \text{ км}^3/\text{с}^2$, $r_{\max} = 50$ тыс. км критическая скорость $V^* = 442.845 \text{ м/с}$. Для заданных нами условий величина асимптотической скорости равняется $V_\infty = 821.627 \text{ м/с}$, следовательно, имеем случай б), и оптимальной будет трехимпульсная траектория перехода на орбиту ИСЛ. При уменьшении r_{\max} скорость V^* возрастает. Если r_{\max} равно $r^* = 2\mu_M/V_\infty^2 \approx 14.5$ тыс. км, то $V_\infty = V^*$. Поэтому, когда $r_2 > r^*$, то вариант $N=3$ лучше, чем $N=1$.

Теоретический анализ показал, что для данной задачи трехимпульсного перехода в кеплеровском

поле суммарная характеристическая скорость V_f уменьшается с увеличением r_2 и уменьшением r_1 . В данной работе это было подтверждено и практическим анализом. При этом, при $r_2 > r^* \approx 14.5$ тыс. км, переход с $N=3$ энергетически лучше, чем $N=1$. Для всех значений a_f из диапазона 4 – 8 тыс. км при изменении r_2 от 45 до 60 тыс. км выигрыш случая $N=3$ в сравнении со случаем $N=1$ по скорости δV_f составляет от 17 до 108 м/с и по массе δm_f – от 9.8 до 62.2 кг.

При $r_{\max} = 60$ тыс. км для всех заданных вариантов конечной орбиты a_f оптимальным вариантом перехода с $N=3$ в центральном поле Луны является вариант с расстоянием $r_2 = 60$ тыс. км. Однако такое расстояние r_2 находится у границы сферы действия Луны, где велико влияние возмущений от гравитационных полей Земли и Солнца. Поэтому основным для анализа был выбран вариант с несколько меньшим радиусом в удаленной точке, равным $r_2 = 50$ тыс. км. В качестве опорного выбран вариант трехимпульсного перехода в центральном поле Луны с параметрами, характеризующими траекторию перелета КА на орбиту ИСЛ: $r_1 = 1838.57$ км, $r_2 = 50$ тыс. км, $r_3 = 6$ тыс. км. Для него суммарная характеристическая скорость $\Delta V_f^{(2)} = 548.689 \text{ м/с}$, конечная масса КА $m_f^{(2)} = 1691.315 \text{ кг}$.

Модель поля. При учёте возмущений траектория КА определяется в рамках задачи четырёх тел (КА, Земля, Луна с учётом её гармоник и Солнце) численным интегрированием системы дифференциальных уравнений движения точки в невращающейся селеноцентрической геоэкваatorialной системе прямоугольных координат OXYZ. При этом используется среднее равноденствие и средний геоэквактор стандартной эпохи J2000.0. Уравнения движения КА имеют вид:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\mu_M}{r^3} \mathbf{r} + \sum_{i=1}^2 \mu_i \left(\frac{\mathbf{r}_i - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}|^3} - \frac{\mathbf{r}_i}{r_i^3} \right) + \mathbf{a}_M + \frac{\mathbf{P}}{m}, \quad (1)$$

где \mathbf{r} , \mathbf{P} , m – селеноцентрический радиус-вектор, вектор тяги и масса КА; μ_i и \mathbf{r}_i – гравитационные параметры и радиус-векторы возмущающих небесных тел, $i=1$ соответствует возмущению от притяжения Земли, а $i=2$ – от Солнца; $\mathbf{a}_M = \{a_{Mx}, a_{My}, a_{Mz}\}$ – возмущающее ускорение от нецентральности поля тяготения Луны с разложением в ряд 8×8 .

Анализ трехимпульсного перелета с учетом гравитационных возмущений. На втором этапе анализ проведен с учетом возмущений от Земли и Солнца, а также гармоник поля Луны. При этом рассматривается импульсный случай, когда величина тяги неограниченна, а трехимпульсный переход рассматривается как биэллиптический переход с обеспечением селенографического наклонения конечной орбиты КА i_f . Движение КА описывается дифференциальными уравнениями (1). Дата подлета к Луне T_f : 29.09.2016 года. Рассмотрены варианты подлета КА к Луне: с севера N и с юга S . Здесь приведены результаты для случая подлета КА к Луне из северной полусферы N .

Кратко опишем методику решения задачи трехимпульсного перехода на орбиту ИСЛ. Полагаем, что уже получена гиперболическая траектория с заданным вектором \mathbf{V}_∞ . Двигаясь по ней, КА достигает периселения в момент t_0 , при этом заданы расстояние в периселении (в точке P_1) r_1 (1838.57 км) и параметры конечной круговой орбиты: радиус $r_f (=a_f)$ и наклон к плоскости лунного экватора $i_f (=90^\circ)$. Наклонение начальной гиперболической орбиты подлета не задано, оно варьируется так, чтобы обеспечить заданную величину наклонения конечной орбиты. Определим энергетические характеристики трехимпульсного перехода при наличии возмущений.

Первый, тормозной, импульс сообщается в точке P_1 противоположно скорости, величина его меняется так, чтобы обеспечить заданное расстояние r_2 в апоселении эллиптической орбиты T_1 с допустимой ошибкой до $\varepsilon(r_a)=10$ м. Второй, разгонный, импульс сообщается в точке P_2 по скорости. Его величина меняется так, чтобы обеспечить нужное расстояние в периселении эллиптической орбиты T_2 (в точке P_3), равное большой полуоси конечной орбиты ИСЛ: $r_3=r_f=a_f$, с допустимой ошибкой до $\varepsilon(r_a)=10$ м. Далее, в периселении орбиты T_2 , в точке P_3 , сообщается третий, тормозной, импульс скорости ΔV_3 так, чтобы получилась круговая орбита ИСЛ радиуса a_f .

В соответствии с радиус-вектором \mathbf{r}_3 и вектором скорости \mathbf{V}_3 в точке P_3 после приложения импульса $\Delta \mathbf{V}_3$ определяются элементы полученной орбиты T_3 , в частности её наклонение i_3 . Определяется рассогласование Δi_f этого наклонения с заданной конечной величиной i_f :

$$\Delta i_f = i_3 - i_f. \quad (2)$$

Наклонение i_0 начальной гиперболической орбиты меняется так, чтобы конечное наклонение i_3 равнялось заданному i_f , $|\Delta i_{f0}| < \varepsilon(i_f)$, где $\varepsilon(i_f)=0.001^\circ$. Сходимость получается хорошей. Задача решается за 4-5 итераций.

Важным свойством перехода при учете возмущений является то, что теперь, в отличие от кеплеровского случая, зависимость суммарной характеристической скорости V_f от промежуточного расстояния r_2 не является монотонно убывающей. Так, при подлете с севера N для разных радиусов конечной орбиты a_f существуют оптимальные значения расстояния r_2 , при которых достигается минимальное значение суммарной скорости V_f . Для всех вариантов конечной орбиты они равны ~ 45 тыс. км. Отметим, для случая подлета из южной полусферы S зачастую возможно монотонное убывание суммарной характеристической скорости V_f с увеличением расстояния r_2 до 60 тыс. км.

Оптимальные значения суммарной скорости V_f при $N=3$ заметно меньше одноимпульсных значений. Выигрыш оптимального перехода при $N=3$ по сравнению с вариантом $N=1$ при учёте гравитационных возмущений составил по суммарной характеристической скорости $\sim 42-85$ м/с и по конечной массе КА $\sim 24-49$ кг.

Анализ трехимпульсного перелета с учетом гравитационных возмущений и конечности тяги двигателя. На третьем этапе анализ проведен с учетом возмущений от полей Земли, Солнца, Луны с учетом ее нецентральности с разложением в ряд 8×8 , а также конечности величины тяги (тяга $P=420$ кГс). Был построен итерационный алгоритм для определения траектории перелета, учитывающий «конечность» тяги и возмущения гравитационного поля. В этом случае варьируются времена работы двигателя при сохранении общей схемы предыдущего алгоритма.

Показано, что выбором управления можно добиться того, что энергетические оптимальные характеристики трехимпульсного перехода при учёте возмущений и конечности тяги будут мало отличаться от их значений в кеплеровском варианте и импульсном приближении. При этом гравитационные потери δV_{gr} не превышают 1 м/с.

Для дат полета из диапазона [26.09.16; 26.09.17] был проведён анализ влияния возмущений от гравитационных полей Земли и Солнца на характеристики трехимпульсного перехода. Главное влияние оказывает поле Земли, меньшее – поле Луны с гармониками, а поле Солнца практически не изменяет характеристики перехода.

На характеристическую скорость перехода также влияет вариант подлета к Луне – либо из северной N , либо из южной S полусфер. В рассмотренной серии перелетов более выгодным чаще оказывается подлет из южной полусферы S (для 7 из 8 лучших дат подлета к Луне). Анализ результатов показал, что выигрыш трехимпульсного перехода над одноимпульсным по δV_f варьируется от ~ 85 м/с до ~ 120 м/с, а по массе Δm_f – от ~ 49 кг до ~ 70 кг. Для 6 вариантов оптимальное значение $r_2 \sim 55$ тыс. км.

Анализ подтверждает энергетическую предпочтительность трехимпульсного перелета по сравнению с одноимпульсным. Выбором даты подлета к Луне можно дополнительно уменьшить энергетические затраты.

Литература

1. Болкунов А. И., Сердюков А. И., Игнатович Е. И., Балашова Н. Н., Синцова Л. Н., Золкин И. А. Выбор орбитальной группировки для лунной информационно-навигационной обеспечивающей системы. М.: Технический журнал «Полет», 2012. № 3. С. 52–59.
2. Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В. Анализ оптимального трехимпульсного перехода на орбиту искусственного спутника Луны // Инженерный журнал: наука и инновации. 2016, вып. 3. 18 с. DOI 10.18698/2308-6033-2016-03-1472.
3. Ивашкин В.В. Оптимальные траектории импульсного перехода при наличии ограничений по радиусу. – Космические исследования, 1966. т. 4, № 4. С. 510 – 521.
4. Основы теории полета космических аппаратов под редакцией Г.С. Нариманова, М.К. Тихонравова, М. Машиностроение 1972 год, 610 с.
5. Ивашкин В.В. Оптимизация космических манёвров при ограничениях на расстояния до планет. М.: Наука, 1975, 392 с.
6. Машиностроение. Энциклопедия. Под ред. К.В. Фролова и др. М.: Машиностроение. Ракетно-космическая техника, 2012, т.IV-22, кн.1. 925 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ СПУТНИКА АСТЕРОИДА АПОФИС

В.В. Ивашкин^{1,2}, А. Лан²

¹ Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша, РАН
125047, Москва, Миусская пл., д. 4

² Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-Бауманская ул., д. 5
E-mail: Ivashkin@keldysh.ru seatu_angel@126.com

Организация экспедиции к астероидам, в частности, к сближающимся с Землей, - актуальная проблема современной космонавтики. В развитие [1, 2], в работе в рамках исследования характеристик возможной экспедиции к астероиду Апофис выполнен анализ орбитального движения космического аппарата (КА) вокруг астероида.

В соответствии с рассмотренной схемой полета [3], полагаем, что после подлета к астероиду КА переходит на низкую орбиту спутника Апофиса радиусом ~0,5 км и, двигаясь по этой орбите в течение ~7-30 суток, проводит исследование характеристик астероида, а затем направляется назад к Земле, чтобы доставить на Землю грунт Апофиса и другие результаты исследований. Кроме того, предполагается (по предложению НПО им. С.А.Лавочкина) выведение специального мини-КА на более удаленную орбиту спутника астероида, чтобы после отлета основного КА к Земле продолжить измерения и уточнение орбиты Апофиса в течение более длительного времени, ~ нескольких лет. Цель работы – исследовать, можно ли так выбрать орбиты основного КА и мини-КА, чтобы они в течение указанных времен двигались около Апофиса пассивно, без коррекций.

Нами были учтены три типа возмущений: притяжение удаленных небесных тел (Солнце, Земля, Луна, Венера, Юпитер), несферичность Апофиса и давление солнечного света. Аналитические приближенные способы решения подобной задачи предполагают обычно одно- или двухкратное осреднение и более простые случаи возмущений [4]. Поэтому нами принят численный метод на основе интегрирования уравнений движения КА относительно астероида с учетом данных возмущений:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V}; \\ \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{a}_0 + \mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2 + \mathbf{a}_3. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь: \mathbf{r} (x, y, z), \mathbf{V} (V_x, V_y, V_z) – радиус-вектор и вектор скорости КА в невращающейся прямоугольной системе координат OXYZ, μ_A – гравитационный параметр астероида Апофис; $\mathbf{a}_0 = -\mu_A \mathbf{r}/r^3$ – центральное ускорение, r – модуль вектора \mathbf{r} ; $\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ – возмущающие ускорения от притяжения удаленных небесных тел, несферичности Апофиса и давления солнечного света.

Для повышения точности расчета возмущающие ускорения от удаленных тел \mathbf{a}_{1j} вычисляются в модифицированной форме [5], близкой к методу Энке. Векторы положения небесных тел

относительно Солнца берутся из Эфемериды DE421; вектор положения Апофиса определяется по соответствующему сайту JPL. Гравитационный параметр Апофиса взят в диапазоне $\mu_A = 1.8 - 2.86 \text{ м}^3/\text{с}^2$ (масса Апофиса $2.7 - 4.3 \cdot 10^{10} \text{ кг}$). Средний радиус Апофиса, соответствующий однородному шару с массой астероида, принят равным $R_A = 160 \text{ м}$. Начальная орбита КА взята круговой с радиусом r_0 в диапазоне 0.5-2 км (скорость 6-3 см/с, орбитальный период ~15-116 час для $\mu_A = 1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$).

Для анализа влияния несферичности астероида на данном этапе использована приближенная модель однородного удлинённого эллипсоида вращения. Формы реальных малых небесных тел (малых астероидов, ядер комет) часто близки к такой [6, 7]. Наблюдения астероида Апофис также показали [8], что он геометрически и динамически близок к удлинённому эллипсоиду вращения. Так, оценка отношений главных осей динамически эквивалентного однородного эллипсоида дала $b_A/a_A \approx 1.06 (\pm 0.02)$, $c_A/a_A \approx 1.5 (\pm 0.2)$, здесь a_A, b_A, c_A – малая, средняя, большая полуоси эллипсоида для Апофиса. Поэтому мы приняли, что $a_A \approx b_A$, удлинение $\alpha = c_A/a_A \approx 1.3 - 1.7$, и выполнили анализ для $\alpha = (1.3; 1.5; 1.7)$. Основное внимание уделили варианту $\alpha = 1.7$.

Для определения возмущения \mathbf{a}_2 сначала получаем его во вращающейся Системе Координат (СК), связанной с центром масс астероида и ориентированной по главным осям астероида, используя формулы для компонент ускорения «вытянутого» эллипсоида вращения в элементарных функциях [1, 2, 7, 9]. Данное ускорение затем преобразуется в невращающуюся СК в уравнениях (1). Для этого надо знать собственное вращение астероида.

Учитывая, что в большинстве случаев малые небесные тела вращаются вокруг малой оси эллипсоида инерции, оси максимального момента инерции [10, 11] и режим вращения Апофиса близок к этому [8], мы рассмотрели на данном этапе анализа случай одноосного вращения вокруг малой оси \mathbf{a}_A с периодом $P = 30,56 \text{ ч.}$ как основной вариант, и эта ось вращения имеет постоянную ориентацию в пространстве по вектору кинетического момента \mathbf{K} , заданному в эклиптической системе координат долготой $\lambda \approx 250^\circ$ и широтой $\beta \approx 75^\circ$ [8]. Обозначим его через \mathbf{K}_A .

При расчете ускорения от светового давления \mathbf{a}_3 принято, что плоскость солнечных панелей основного КА перпендикулярна направлению

солнечных лучей и коэффициент тени определяется с учетом формы астероида как вытянутого эллипсоида вращения. При этом численные данные для КА приняты по согласованию с НПО им. С.А.Лавочкина. Для основного КА взято: миделева средняя площадь КА $F_{SC} = 5 \text{ м}^2$, площадь панелей батарей $F_{SP} = 10 \text{ м}^2$, коэффициенты отражения для КА и панелей солнечных батарей $C_{SC}=1.4-1.5$, $C_{SP}=1.1$, масса КА $m_{SC} = 600 \text{ кг}$. Для мини-спутника принято, что он имеет форму шара с диаметром $D = 40 \text{ см}$, массой $m = 10 \text{ кг}$, для него $C_{SC} = 1.4-1.5$.

Для данной модели движения космических аппаратов и астероида выполнен численный анализ задачи движения КА в близкой окрестности астероида Апофис. Начальная основная дата взята $t_0=(23 \text{ апреля } 2020)$ [3]. Приведем сначала некоторые качественные результаты анализа движения КА у астероида под действием частных возмущений.

Анализ орбитального движения КА вокруг Апофиса с учетом возмущения только от удаленных небесных тел показывает, что влияние этого возмущения обычно весьма мало и усиливается с ростом начального радиуса орбиты r_0 . При этом отношение величины возмущающего ускорения от j -тела a_{ij} к модулю центрального ускорения a_0 имеет порядок r_0^{-3} , а отклонение расстояния от начального r_0 будет иметь порядок $\delta r_1 \sim A r_0^4$. Так, за ~ 9 лет изменение в расстоянии r от КА до центра масс астероида составляет: $\delta r_1 \sim 70 \text{ мм}$ для начального радиуса $r_0=1.0 \text{ км}$; $\delta r_1 \sim 0.4 \text{ м}$ для $r_0=1.5 \text{ км}$; и $\delta r_1 \sim 1.3 \text{ м}$ для $r_0=2 \text{ км}$. Нужно отметить, что через 9 лет, в апреле 2029 г, когда будет тесное сближение Апофиса с Землей, это возмущение a_1 за счет притяжения Земли резко увеличивается и орбита мини-спутника сильно изменяется. Обычно после этого сближения спутник улетает от астероида.

В случае учета влияния только несферичности Апофиса с увеличением начального радиуса орбиты r_0 возмущение в расстоянии от КА до центра астероида уменьшается. При вращении вокруг большой оси эллипсоида поле стационарно, и возмущение по расстоянию имеет порядок $\delta r_2 \sim B/r_0$ [12]. Если тело вращается вокруг малой оси, то поле нестационарно, характер возмущений сложнее, могут быть ситуации типа резонансных, когда возмущающее воздействие на КА приближается к импульсному. Но все же обычно возмущение остается небольшим, хотя и, как правило, заметно большим, чем возмущение от удаленных тел. Так, для варианта $\alpha=1.7$, $c_A=228 \text{ м}$, $\Omega_0=i_0=90^\circ$, $\mu_A=1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, для начального радиуса $r_0=1.5 \text{ км}$ при вращении астероида вокруг малой оси, ориентированной вдоль вектора \mathbf{K}_A , изменение в расстоянии r достигает за 9 лет $\sim 6 \text{ м}$.

Интересным оказалось влияние давления солнечного света. Выявлено, что если взять плоскость орбиты не очень удачно, например, $\Omega_0=0$ и тогда для принятой начальной даты направление от Солнца к астероиду будет близко к плоскости орбиты, то давление солнечного света будет сильно влиять на размеры орбиты. В этом случае на одной половине витка расстояние в апоцентре растёт, а на

другой половине расстояние в перигентре уменьшается, и КА быстро может столкнуться с поверхностью астероида или улететь от него. Поэтому для основного варианта t_0 взято

$$\Omega_0 \approx 90^\circ, i_0 \approx 90^\circ. \quad (2)$$

При этом для принятой даты t_0 начальное направление солнечного луча примерно ортогонально плоскости орбиты. В этом случае меняются, в основном, угловые параметры орбиты, а ее размеры оказываются довольно стабильными. Так, для мини-КА при $r_0=1.5 \text{ км}$, $\Omega_0=i_0=90^\circ$, $\mu_A=1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, изменение в расстоянии r достигает за 9 лет $\delta r_2 \sim -300/+400 \text{ м}$. При этом давление солнечного света вызывает прецессию орбиты КА, поворот плоскости орбиты КА по долготе восходящего узла Ω , так что нормаль к плоскости орбиты КА остается близкой к направлению на Солнце. Угол β между этими векторами в течение всего времени полета, до сближения с Землей в 2029 г, остается небольшим, в диапазоне $0 \leq \beta \leq 20$ град. за счет прецессии плоскости орбиты. Вследствие этого линейные параметры орбиты меняются слабо за 9 лет, расстояние в перигентре $r_\pi \approx 1.2 - 1.6 \text{ км}$, расстояние в апоцентре $r_a \approx 1.45 - 1.9 \text{ км}$, КА движется в окрестности астероида. В другом случае $\Omega_0 \approx 270^\circ$ время движения у Апофиса заметно меньше, чем при $\Omega_0 \approx 90^\circ$. Поэтому вариант (2) был принят основным.

Рассмотрим теперь основной случай - совместного влияния всех трех возмущений. Получены результаты для нескольких значений удлинения астероида, $\alpha=1.3-1.7$, при $\mu_A=1.8-2.86 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $i_0=\Omega_0=90^\circ$. Полагаем, что астероид вращается вокруг малой оси \mathbf{a}_A , направленной по вектору \mathbf{K}_A .

Отметим сначала основные качественные особенности движения КА у астероида. Сохраняется при учете всех возмущений отмеченная выше малость влияния возмущений от небесных тел на большей части полета, до сближения с Землей в 2029 г. Поэтому обычно основное влияние оказывают возмущения от несферичности и давления солнечного света. Сохраняется также свойство (2) оптимальности выбора плоскости орбиты примерно перпендикулярно к направлению солнечных лучей для обеспечения малости вариаций линейных размеров орбиты.

С точки зрения качественных особенностей движения КА у астероида важнейшим, по-видимому, следует признать эффект нелинейности вследствие корреляции между влиянием несферичности астероида и давления солнечного света. Это происходит, во-первых, из-за того, что несферичность астероида вызывает изменение орбиты КА, что может, как отмечено выше, заметно изменить возмущающее воздействие от солнечного света, и наоборот. Кроме того, несферичность формы астероида влияет на картину тени и, вследствие этого, меняется силовое воздействие света на движение КА. Суммарное изменение орбиты не получается суммированием частных вариаций. В результате при совместном действии возмущений ситуация может сильно ухудшиться по сравнению с вариантами частных возмущений. Так,

для начального радиуса $r_0 \sim 1$ км при учете возмущения только от солнечного света в течение ~ 9 лет мини-КА движется у Апофиса. Несферичность астероида одна также приводит к весьма небольшим вариациям орбиты. Но при совместном действии возмущений уже через $\sim 2-6$ лет КА «выдувается» светом от Апофиса или ударяется о его поверхность.

Влияние несферичности усиливается с уменьшением радиуса орбиты. Влияние давления света усиливается с увеличением радиуса орбиты, когда уменьшается влияние центрального притяжения и возмущения от несферичности. Поэтому на близких к поверхности астероида орбитах главным будет влияние несферичности, а для орбит с большим радиусом главным становится давление солнечного света. Здесь только надо учитывать корреляцию этих возмущений.

Другим интересным качественным результатом, важным и с практической точки зрения, явилось выявление «оптимального» начального радиуса r_0 орбиты КА, для которого, при правильном выборе начальной ориентации орбиты (2), суммарные возмущения будут малыми, и КА в течение довольно длительного времени остается в окрестности астероида. Для рассмотренного мини-КА оптимальным является начальный радиус $r_0 \sim 1.5$ км, тогда при $\mu_A = 1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $\alpha = 1.3-1.7$, $\Omega_0 = i_0 = 90^\circ$ мини-КА движется у Апофиса в течение $T \approx 9$ лет, до сближения с Землей в 2029 г. Если же при $\alpha = 1.7$ $r_0 = 0.9$ км, то $T \approx 1.2$ года; если $r_0 = 2.0$ км, то $T \approx 80$ сут. После этого обычно КА улетает от астероида. При $r_0 \approx 1$ км есть локальный максимум этого времени, из-за, возможно, близости орбиты КА к синхронной.

Для основного КА при $r_0 = 0.5$ км выбором начальной ориентации орбиты КА (2) удается обеспечить достаточно большое время T движения КА вблизи Апофиса. Оно меняется с ростом удлинения α : от 136 сут. для $\alpha = 1.3$ до 88 сут. для $\alpha = 1.5$ и до 38 сут. для $\alpha = 1.7$. В конце этого времени КА соударяется с астероидом.

При анализе, для повышения надежности результатов довольно широко проварьирован ряд основных параметров задачи: масса и орбита КА, ее плоскость, размер и эллиптичность, масса, удлинение, параметры вращения астероида, в частности, период P вращения астероида. Варьировался также начальный момент t_0 движения спутника Апофиса. При этом рассмотрены варианты с началом движения КА как до, так и после сближения в 2029 г. Основные результаты анализа при этом сохраняются. На рис. 1 для типичного варианта $\mu_A = 1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $\alpha = 1.7$, $r_0 \sim 1.5$ км, $\Omega_0 = 93.2^\circ$, $i_0 = 87.3^\circ$ (при этом начальная орбита ортогональна направлению солнечных лучей) приведено изменение со временем полета основной характеристики орбиты КА – расстояния от мини КА до центра масс астероида с 2004 г. до 2029 г. Устойчивое движение зонда сохраняется в течение 25 лет, вплоть до тесного сближения с Землей в 2029 г. Только после этого КА отлетает от астероида под действием сильного возмущения от Земли.

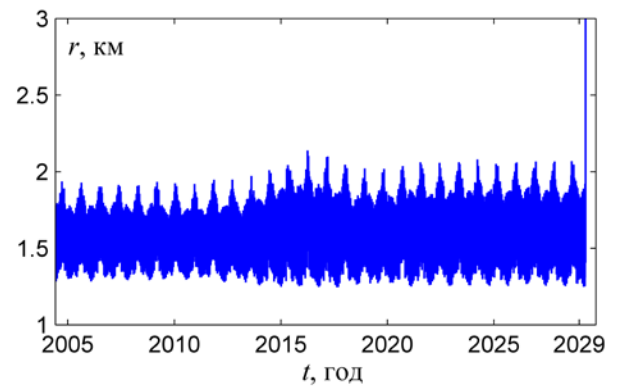


Рис. 1. Изменение со временем полета с 2004 г. по 2029 г. расстояния от КА до центра Апофиса

Рассмотрен также вопрос устойчивости решений. Выявлено, что при малом радиусе орбиты КА, $r_0 \sim 0.5$ км, а также при большом радиусе, $r_0 \sim 1.5$ км движение КА довольно устойчиво. В зоне среднего радиуса, при $r_0 \sim 1$ км, когда возмущения от несферичности и светового давления соизмеримы и орбита КА близка к синхронной, наблюдается сильная зависимость решения от начальных данных и других параметров задачи

В заключение авторы выражают искреннюю признательность к.т.н. В.Г. Полю и к.т.н. А.В. Симонову за полезные обсуждения проблемы и данной работы. Авторы признательны магистру Гуо Пэн за помощь в проведении расчетов и совершенствовании вычислительной программы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивашкин В.В., Лан А. Исследование орбитального движения космического аппарата вокруг астероида Апофис // Окозоемная астрономия-2015. Труды международной конференции. 31 авг.-5 сент. 2015 г., п. Терскол – М.: Янус-К, 2015. С.175-180.
2. Ивашкин В.В., Лан А. Анализ орбитального движения космического аппарата вокруг астероида Апофис // ДАН. 2016. Т. 468. № 4. С. 120-125.
3. Ивашкин В.В., Крылов И.В., Лан А. // Астрон. вест. 2013. Том 47. № 4. С. 361-372.
4. Lantukh D., Russell R.P., and Broschart S. // Celest. Mech. Dyn. Astr. 2015. 121. Pp. 171-190.
5. Battin R.H. Astronautical guidance. McGraw-Hill Book Company, New York, San Francisco, Toronto, London, 1964.
6. Jewitt D.C., and Meech K.J. // Astrophysical Journal. 1988. V. 328. Pp. 974-986.
7. Ивашкин В.В. Модель орбитального движения КА вблизи ядра кометы. I // Ордена Ленина Институт прикладной математики имени М.В. Келдыша РАН. Препринт № 60, 1998. 32 с.
8. Pravec P., Scheirich P., Durech J., et al. // Icarus. 2014. V. 233. Pp. 48–60.
9. Дубошин Г.Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. М.: Наука, 1975. 799 с.
10. Голдстоун Г., Пул Ч., Сафко Дж. Классическая механика. 3-е изд. М.-Ижевск: НИЦ «регулярная и хаотическая динамика», Ижевский институт компьютерных исследований. 2012.-828 с.
11. Kaasalainen M. // Astronomy & Astrophysics. 2001. Vol. 376. Pp. 302-309.
12. Эльясберг П.Е. Введение в теорию полета искусственных спутников Земли. М.: Наука. 1966. 540 с.

АНАЛИЗ ПАРАМЕТРА MEGNO ДЛЯ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА ВОКРУГ АСТЕРОИДА АПОФИС

В.В. Ивашкин, П. Гуо

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН

125047, г. Москва, Миусская пл., д.4

E-mail: Ivashkin@keldysh.ru; 869792831@qq.com

1. Введение

В соответствии с моделью орбитального движения космического аппарата (КА) вокруг опасного для Земли астероида (99942) Апофис, рассмотренной в [1], и методикой определения параметра MEGNO (the Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbit), описанной в [2-6], в настоящей работе выполнен анализ связанных с данным параметром характеристик движения вокруг астероида основного КА и мини-спутника. При этом орбита КА и параметр MEGNO определяются путем совместного интегрирования уравнений движения КА вокруг вращающегося астероида в рамках возмущенной задачи двух тел, уравнений в вариациях и вспомогательных уравнений параметра MEGNO с учетом влияния больших тел солнечной системы, несферичности астероида, а также давления солнечного света. Анализ выполнен для разных случаев учета возмущений и параметров начальной орбиты КА, в том числе для случая полученного в [1] "устойчивого" движения мини-спутника вокруг астероида в течение несколько лет – до тесного сближения с Землей в 2029 г.

2. Численная модель движения КА

В работе принята численная модель движения КА в соответствии с [1] в рамках возмущенной задачи двух тел в невращающейся прямоугольной астероидоцентрической геоэкваatorialной системе координат. В модель сил были включены влияния больших небесных тел (Солнце, Земля, Луна, Венера, Юпитер), возмущение от несферичности Апофиса и давления солнечного света. Координаты больших небесных тел относительно Солнца на заданный момент времени определялись из эфемериды DE421. Вектор положения Апофиса относительно Солнца определяется по сайту JPL. Уравнения возмущенного движения КА вокруг астероида Апофис в данной СК имеют в виде:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{a}_0 + k_1\mathbf{a}_1 + k_2\mathbf{a}_2 + k_3\mathbf{a}_3, \quad (1)$$

где $\mathbf{r}(x, y, z)$, $\mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$ – радиус-вектор и вектор скорости КА, $\mathbf{a}_0 = -\mu_A/r^3 \mathbf{r}$ – центральное ускорение от притяжения астероида, $r=|\mathbf{r}|$, μ_A – гравитационный параметр астероида Апофис; \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 – возмущающие ускорения от притяжения больших небесных тел, несферичности астероида и давления солнечного света. Конкретное описание для вычисления этих ускорений можно найти в работе [1]; $k_i=(0;1)$ – коэффициенты для учета возмущений, $i=1, 2, 3$.

Отметим, что на данном этапе исследования для

анализа влияния несферичности астероида (\mathbf{a}_2) использована близкая к реальной модель однородного удлиненного эллипсоида вращения, для которой приняты отношения главных осей эквивалентного эллипсоида: $b_A/a_A=1$, удлинение $\alpha = c_A/a_A = 1.3 - 1.7$, здесь a_A , b_A , c_A – малая, средняя и большая полуоси эллипсоида для Апофиса и выполнен анализ для $\alpha = (1.3; 1.5; 1.7)$. В основном варианте модели принято, что астероид равномерно вращается вокруг его малой оси с периодом $T_A \approx 30.56$ ч. Направление оси вращения постоянно в пространстве, в эклиптической системе координат оно определяется углами долготы $\lambda \approx 250^\circ$ и широты $\beta \approx -75^\circ$. Гравитационный параметр Апофиса взят в диапазоне $\mu_A = 1.8 - 2.86 \text{ м}^3/\text{с}^2$ (масса Апофиса $2.7 - 4.3 \cdot 10^{10} \text{ кг}$). Средний радиус Апофиса, соответствующий однородному шару с массой астероида, принят равным $\rho_A = 160 \text{ м}$.

При учете светового давления \mathbf{a}_3 исследованы 2 варианта КА [1]. Для основного КА взято: масса $m_{SC} = 600 \text{ кг}$, миделевая средняя площадь КА $F_{SC} = 5 \text{ м}^2$, площадь панелей батарей $F_{SP} = 10 \text{ м}^2$, $C_{SP}=1.1$, $C_{SC}=1.4$, здесь C_{SC} , C_{SP} – коэффициенты отражения для КА и панелей батарей. Для мини-КА с радиомаяком взято, что он имеет форму шара с диаметром $D = 40 \text{ см}$, массой $m = 10 \text{ кг}$, для него $C_{SC} = 1.4$, $F_{SP}=0$.

В основном варианте начальной датой движения КА и астероида выбрано 23.04.2020 г., начальная орбита КА взята круговой с радиусом r_0 в диапазоне 0.5–2 км, наклонением $i_0=90^\circ$ и долготой восходящего узла $\Omega_0=90^\circ$ (при этом плоскость орбиты КА примерно ортогональна солнечным лучам, что необходимо для устойчивости движения КА [1]).

3. Алгоритм вычисления параметра MEGNO

Для анализа характеристик орбитального движения КА вокруг Апофиса применен алгоритм MEGNO-анализа. Подход MEGNO удобен, ибо позволяет достаточно точно разделять регулярный и хаотический режимы движения [2-6].

Пусть $\mathbf{q} = \{\mathbf{r}, \mathbf{v}\}$ есть 6-мерный вектор состояния КА на момент времени t . Тогда уравнения движения КА (1) в векторной форме можно записать как

$$d\mathbf{q}(t)/dt = \mathbf{f}(\mathbf{q}(t)), \quad t \geq 0. \quad (2)$$

Ляпуновское характеристическое число (LCN) определяется следующим образом

$$\lambda = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \ln(\delta(t)/\delta(0)) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t (\dot{\delta}(s)/\delta(s)) ds, \quad (3)$$

где $\delta = \{\delta \mathbf{r}, \delta \mathbf{v}\}$ – вектор вариаций, $\dot{\delta} = \dot{\delta} \cdot \delta / \delta$, $\delta = \|\delta\|$. Параметр MEGNO $Y(t)$ представляет собой взвешенную по времени интегральную форму LCN и вычисляется следующим образом

$$Y(t) = \frac{2}{t} \int_0^t (\dot{\delta}(s)/\delta(s)) ds. \quad (4)$$

Применяется также усреднённый параметр MEGNO

$$\bar{Y}(t) = \frac{1}{t} \int_0^t Y(s) ds. \quad (5)$$

Эволюция усреднённого параметра MEGNO во времени позволяет выявить различный характер орбит КА. Для хаотических орбит с экспоненциальным расхождением близких траекторий $\bar{Y}(t) > 2$. Для квазипериодических орбит $\bar{Y}(t)$ всегда равно 2, а для устойчивых орбит типа гармонического осциллятора $\bar{Y}(t) = 0$ [2-6]. В данном анализе мы исследовали в основном этот усреднённый параметр (5).

В задачах численного моделирования параметр MEGNO получается интегрированием уравнений движения КА (2) совместно с уравнениями в вариациях и еще двух уравнений:

$$\dot{\delta} = \mathbf{J} \cdot \delta, \quad \frac{d\gamma}{dt} = \frac{\dot{\delta} \cdot \delta}{\delta \cdot \delta} t, \quad \frac{dw}{dt} = \frac{2\gamma}{t}, \quad (6)$$

где $\mathbf{J} = \partial \mathbf{f}(\mathbf{q}) / \partial \mathbf{q}$ – матрица Якоби системы (2); γ и w – вспомогательные величины. После интегрирования уравнений (2) и (6) определяем параметр MEGNO и усреднённый параметр MEGNO на любой момент времени t [2-6]:

$$Y(t) = 2\gamma(t)/t, \quad \bar{Y}(t) = w(t)/t. \quad (7)$$

Опишем алгоритм вычисления матрицы Якоби \mathbf{J} в данной задаче:

$$\mathbf{J} = \frac{\partial \{\dot{\mathbf{r}}, \dot{\mathbf{v}}\}}{\partial \{\mathbf{r}, \mathbf{v}\}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \dot{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{r}} & \frac{\partial \dot{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{v}} \\ \frac{\partial \dot{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{r}} & \frac{\partial \dot{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{v}} \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Здесь

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{r}} = \mathbf{0}_{3 \times 3}, \quad \frac{\partial \dot{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{v}} = \mathbf{E}_{3 \times 3}, \quad (9a)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \dot{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{r}} = \frac{\partial \mathbf{a}_0}{\partial \mathbf{r}} + k_1 \frac{\partial \mathbf{a}_1}{\partial \mathbf{r}} + k_2 \frac{\partial \mathbf{a}_2}{\partial \mathbf{r}} + k_3 \frac{\partial \mathbf{a}_3}{\partial \mathbf{r}}, \\ \frac{\partial \dot{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{v}} = \frac{\partial \mathbf{a}_0}{\partial \mathbf{v}} + k_1 \frac{\partial \mathbf{a}_1}{\partial \mathbf{v}} + k_2 \frac{\partial \mathbf{a}_2}{\partial \mathbf{v}} + k_3 \frac{\partial \mathbf{a}_3}{\partial \mathbf{v}} \end{cases}, \quad (9b)$$

где $\mathbf{0}_{3 \times 3}$, $\mathbf{E}_{3 \times 3}$ – 3-мерная нулевая и единичная матрицы. Так как для нашей задачи ускорения \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 явно не зависят от вектора скорости \mathbf{v} , получаем

$$\frac{\partial \dot{\mathbf{v}}}{\partial \mathbf{v}} = \mathbf{0}_{3 \times 3}. \quad (10)$$

Тогда матрица Якоби имеет окончательный вид

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \mathbf{0}_{3 \times 3} & \mathbf{E}_{3 \times 3} \\ \mathbf{C} & \mathbf{0}_{3 \times 3} \end{bmatrix}, \quad (11)$$

здесь

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}_0 + k_1 \mathbf{C}_1 + k_2 \mathbf{C}_2 + k_3 \mathbf{C}_3, \quad (12)$$

$$\mathbf{C}_0 = \frac{\partial \mathbf{a}_0}{\partial \mathbf{r}}, \quad \mathbf{C}_1 = \frac{\partial \mathbf{a}_1}{\partial \mathbf{r}}, \quad \mathbf{C}_2 = \frac{\partial \mathbf{a}_2}{\partial \mathbf{r}}, \quad \mathbf{C}_3 = \frac{\partial \mathbf{a}_3}{\partial \mathbf{r}}. \quad (13)$$

Для нашей модели движения КА матрицы \mathbf{C}_0 , \mathbf{C}_1 , \mathbf{C}_2 , \mathbf{C}_3 являются симметричными, их следы равны 0:

$$\mathbf{C}_i = \mathbf{C}_i^T, \quad \text{tr}(\mathbf{C}_i) = 0, \quad i = 0, \dots, 3. \quad (14)$$

Поэтому матрица \mathbf{C} тоже симметрична, след ее равен нулю. Матрица Якоби имеет вид (11), её след также равен 0:

$$\mathbf{C} = \mathbf{C}^T, \quad \text{tr}(\mathbf{C}) = \text{tr}(\mathbf{J}) = 0. \quad (15)$$

Характеристическое уравнение

$$\det(\mathbf{C} - \lambda_c \mathbf{E}) = 0 \quad (16)$$

имеет 3 действительных характеристических корня λ_{Cj} ($\lambda_{C1} \geq \lambda_{C2} \geq \lambda_{C3}$). По расчетам, $\det(\mathbf{C}) > 0$, $\text{rank}(\mathbf{C}) = 3$:

$$\lambda_{C1} + \lambda_{C2} + \lambda_{C3} = \text{tr}(\mathbf{C}) = 0, \quad \lambda_{C1} \lambda_{C2} \lambda_{C3} > 0. \quad (17)$$

Отсюда следует:

$$\lambda_{C1} > 0, \quad \lambda_{C2} < 0, \quad \lambda_{C3} < 0. \quad (18)$$

Численный анализ показывает также, что $\lambda_{C2} \approx \lambda_{C3}$.

Ранг матрицы \mathbf{J} равен 6:

$$\det(\mathbf{J}) = -\det(\mathbf{C}) < 0, \quad \text{rank}(\mathbf{J}) = 6. \quad (19)$$

Ее характеристическое уравнение

$$\det(\mathbf{J} - \lambda_j \mathbf{E}_{6 \times 6}) = -\det(\mathbf{C} - \lambda_j^2 \mathbf{E}_{3 \times 3}) = 0 \quad (20)$$

имеет 6 корней λ_{ji} ($i=1, \dots, 6$). Из (20) следует, что λ_{ji}^2 являются корнями характеристического уравнения матрицы \mathbf{C} (16). Тогда между λ_{ji} ($i=1, \dots, 6$) и λ_{C1} , λ_{C2} , λ_{C3} имеются соотношения

$$\lambda_{j1} = -\lambda_{j2} = \sqrt{\lambda_{C1}}, \quad \lambda_{j3} = -\lambda_{j4} = \sqrt{\lambda_{C2}}, \quad \lambda_{j5} = -\lambda_{j6} = \sqrt{\lambda_{C3}}. \quad (21)$$

Из (18) и (21) получим, что $\lambda_{j1} > 0$, $\lambda_{j2} < 0$, λ_{j3} и λ_{j4} , λ_{j5} и λ_{j6} являются сопряженными. Для системы дифференциальных уравнений в вариациях (6), собственные значения λ_{ji} ($i=1, \dots, 6$) характеризуют структуру их решений.

4. Численные результаты

Для численного анализа данной задачи была выполнена серия расчетов. Рассмотрено несколько вариантов прямой и обратной орбит КА с начальным радиусом $r_0 = 1$ км, в которых период вращения астероида составляет $T_a = 30.56$ ч и $T_a = T_{KA}$, а также $T_a = T_{KA}/2$.

Для начала, рассмотрим основной вариант № 1: для мини-спутника, удлинение эллипсоида $\alpha = 1.7$, $\mu_a = 1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $k_1 = k_2 = k_3 = 1$, $i_0 = 90^\circ$, $\Omega_0 = 90^\circ$, $r_0 = 1$ км, при этом период начальной орбиты КА $T_{KA} = 41.14$ ч., период вращения астероида $T_a \approx 30.56$ ч. Задаем начальное отклонение $\delta_0 = [10^{-7} \text{ км}, 2 \times 10^{-7} \text{ км}, 3 \times 10^{-7} \text{ км}, 0 \text{ км/с}, 0 \text{ км/с}, 0 \text{ км/с}]$. Интервал времени – [0, 2года].

На рис. 1 приведен усреднённый параметр $\bar{Y}(t)$ в зависимости от времени полета КА для варианта № 1. Зависимость \bar{Y} от t близка к монотонно возрастающей, максимальное значение $\bar{Y} \approx 4.5$, оно достигается около конца данного интервала времени. При этом максимальное радиальное отклонение орбиты $\max(|\delta r|) = 0.012$ км, здесь $\delta r = \delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{r}/r$. Также получаем что λ_{C1} имеет среднее

интегральное значение около 3.84×10^{-9} , среднее значение $\lambda_{C2} = \lambda_{C3} \approx -1.92 \times 10^{-9}$. В Табл. 1 приведены для нескольких вариантов их основные характеристики, в частности $\max \bar{Y}(t)$, $|\delta r|(t)$.

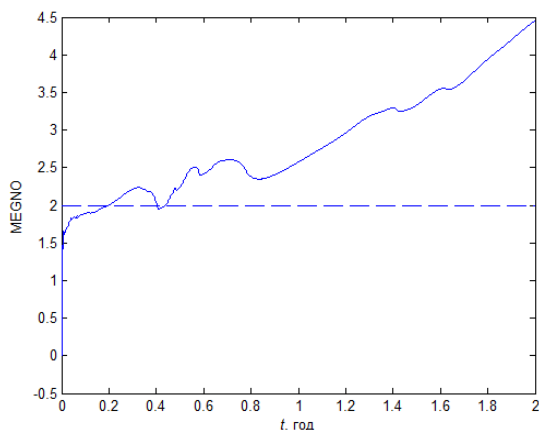


Рис. 1. Эволюция усреднённого параметра MEGNO во времени полета КА для варианта № 1 ($\alpha=1.7$, $\mu_A = 1.8 \text{ м}^3/\text{с}^2$, $k_1=k_2=k_3=1$, $r_0=1 \text{ км}$, $\Omega_0=90^\circ$)

Для вариантов № 1÷4 $T_a=30.56 \text{ ч}$, $\Omega_0=90^\circ$, прямая орбита КА. В вариантах № 5÷7 $T_a=30.56 \text{ ч}$, $\Omega_0=270^\circ$, обратная орбита КА. Для вариантов № 8÷10 $T_a=T_{KA}=41.14 \text{ ч}$, $\Omega_0=90^\circ$, имеем прямую орбиту КА с резонансом 1:1. В вариантах № 11÷13 $T_a=T_{KA}=41.14 \text{ ч}$, $\Omega_0=270^\circ$, обратная орбита, с резонансом 1:1. Для вариантов № 14÷16 $T_a=T_{KA}/2=20.57 \text{ ч}$, $\Omega_0=90^\circ$, имеем прямую орбиту с резонансом 1:2. В вариантах № 17÷19 $T_a=T_{KA}/2=20.57 \text{ ч}$, $\Omega_0=270^\circ$, имеем обратную орбиту с резонансом 1:2.

На основании приведенных в таблице данных можно отметить следующие результаты:

1) Лучшие характеристики по устойчивости движения и показателю MEGNO имеют варианты 1-4, для которых орбиты нерезонансные и прямые. При этом показатель MEGNO меньше ~ 4.5 , $|\delta r|$ меньше $\sim 12 \text{ мм}$. Анализ [1] показал, что в этом случае при оптимальном выборе радиуса орбиты, $r_0 \sim 1.5 \text{ км}$, движение устойчиво в течение несколько лет, до 2029 г.

2) Из разных вариантов с учетом возмущений заметно худшие характеристики имеет случай учета всех трех возмущений.

3) Наихудшие характеристики имеют варианты 5, 8, 11, 14, 17, для которых учитываются все возмущения и или орбита обратная, или есть резонанс. В этих случаях показатель MEGNO превышает 20, вариация $|\delta r|$ также очень велика.

5. Выводы

В работе описано численное моделирование MEGNO-анализа для исследования характеристик орбитального движения КА вокруг астероида Апофис с учетом возмущений и вращения астероида. Получены численные результаты анализа для разных случаев учета возмущений и для разных параметров начальной орбиты КА, в том числе,

направления движения КА, разных резонансных периодов вращения астероида. Анализ показал, что при совместном действии на КА возмущений от дальних небесных тел, от несферичности астероида и от светового давления движение КА может быть сильно неустойчивым. Выбор плоскости и радиуса орбиты КА, а также резонанс орбитального движения КА и вращения астероида влияют на устойчивость движения КА.

Таблица 1. Максимальные значения параметра MEGNO и радиального отклонения от начальной орбиты для разных вариантов условий задачи

№	T_a (ч)	Ω_0 (°)	k_1	k_2	k_3	\max (\bar{Y}) $t \rightarrow t_f$	\max $ \delta r $ (км)
1	30.56	90	1	1	1	4.5	1.2E-02
2			1	1	0	1.7	8.6E-06
3			1	0	0	2.0	8.1E-08
4			1	0	1	2.0	3.7E-05
5		270	1	1	1	29.1	4.4E+22
6			1	1	0	3.5	5.4E+00
7			1	0	1	2.0	5.2E-05
8	41.14 (T_{KA})	90	1	1	1	33.1	3.5E+22
9			1	1	0	6.0	2.8E-02
10			1	0	1	2.0	3.7E-05
11		270	1	1	1	24.9	9.8E+15
12			1	1	0	8.7	8.5E-01
13			1	0	1	2.0	5.2E-05
14	20.57 ($\frac{1}{2} T_{KA}$)	90	1	1	1	22.2	6.8E+10
15			1	1	0	3.0	1.6E-04
16			1	0	1	2.0	3.7E-05
17		270	1	1	1	34.2	6.7E+20
18			1	1	0	3.5	3.4E-03
19			1	0	1	2.0	5.2E-05

Гуо Пэн признателен Китайскому Комитету CSC за поддержку обучения в аспирантуре ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

Литература

- Ивашкин В.В., Лан Аньци. Анализ орбитального движения космического аппарата вокруг астероида Апофис // Доклады Академии наук. 2016. Том 468. № 4. С. 403-407.
- Cincotta P.M. and Simó C. Simple tools to study global dynamics in non-axisymmetric galactic potentials-I // Astron. Astrophys. Suppl. 2000. Vol. 147. Pp. 205-228.
- Hinse T.C., Christou A.A., Alvarellos J.L.A., Goździewski K. Application of the MEGNO technique to the dynamics of Jovian irregular satellites // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2010. Vol. 404. Pp. 837-857.
- Раздымакина О.Н. Алгоритмическое и программное обеспечение для определения параметра хаотичности MEGNO в задачах динамики астероидов // Изв. Вузов. Физика. 2011. № 6/2. С. 31-38.
- Maffione N.P., Giordano C.M., Cincotta P.M. Testing a fast dynamical indicator: The MEGNO // International Journal of Non-Linear Mechanics. 2011. Vol. 46:23. 34 p.
- Cincotta P.M., Giordano C.M. Theory and applications of the Mean Exponential Growth factor of Nearby Orbits (MEGNO) method // Lecture notes in Physics. 2014. 38 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕРОЯТНОСТНОЙ МОДЕЛИ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ, СБЛИЖАЮЩИХСЯ С ЗЕМЛЕЙ

Г.Е. Самбаров, О. М. Сюсина

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,
E-mail: kleo77@sibmail.com

Одной из значимых задач небесной механики является исследование движения астероидов, сближающихся с Землей. Это объясняется той угрозой, которую могут представлять данные объекты для жителей Земли. Вследствие того, что наблюдения, используемые для определения параметров орбит астероидов, отягощены ошибками измерений, исследование движения данных объектов может быть только вероятностным. Это означает, что мы можем найти лишь приближенные значения параметров орбит объектов, называемых номинальными, и указать некоторую область возможных значений параметров (доверительную область), каждая точка которой согласуется с имеющимися наблюдениями [1,2]. При этом модель сил, используемая в дифференциальных уравнениях движения астероидов, может содержать различный набор возмущающих ускорений в зависимости от типа орбиты объекта и его возможных сближений с другими планетами. Применение менее полной модели может привести к систематическим ошибкам и как следствие непопадание изучаемого объекта в область возможных параметров. Это особенно недопустимо при исследовании столкновения астероидов с Землей.

В настоящей работе рассмотрен метод, с помощью которого можно на выбранном интервале времени оценить влияние возмущающих ускорений на точность построения областей возможных движений астероидов [3,4,5]. Это позволяет в ряде случаев заметно упростить модели движения астероидов, сохраняя необходимую точность при построении областей возможных значений параметров их орбит на больших интервалах времени. Оценки эффективности данного метода получены на примере исследования движения астероидов, сближающихся с Землей. Для данных объектов также была оценена вероятность их столкновения с Землей.

Показатель точности модели сил. Одним из способов оценивания влияния возмущающих ускорений на точность построения доверительных областей является следующий показатель

$$\varepsilon_{otm} = \frac{1}{l}. \quad (1)$$

Вектор \bar{l} определяется с помощью соотношения (2)

$$l = (\bar{\varepsilon} / \bar{\varepsilon})^{1/2}, \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon} = (\hat{\mathbf{q}}^* - \hat{\mathbf{q}})^T [\mathbf{R}^T(\hat{\mathbf{q}}) \mathbf{W} \mathbf{R}(\hat{\mathbf{q}})] (\bar{\mathbf{q}} - \hat{\mathbf{q}})$; $\hat{\mathbf{q}}$ и $\hat{\mathbf{q}}^*$ – оценки наименьших квадратов, полученные для полной и неполной модели движения; $\bar{\varepsilon} = \sigma_0^2 k_\gamma^2$; σ_0

– среднеквадратическая ошибка единицы веса для полной модели движения; величина k_γ оценивается с помощью статистик $F(m; n-m)$ распределения Фишера; $\mathbf{R}(\mathbf{q}) = \partial \mathbf{d}(\mathbf{q}) / \partial \mathbf{q}$ – матрица частных производных; \mathbf{W} – весовая матрица.

Данный показатель позволяет учитывать размеры доверительных областей и смещения оценок параметров номинальных орбит объекта, определяемых для полной и неполной моделей возмущающих сил не только для начальной области, но и для ее отображения во времени. Очевидно, что значения $\varepsilon > 1$ определенно указывают на большие смещения относительно друг друга оценок параметров $\hat{\mathbf{q}}$ и $\hat{\mathbf{q}}^*$.

Сравнение полученного показателя с некоторым пороговым значением $\bar{\varepsilon}$ позволяет оценить степень влияния возмущающих ускорений. По нашим численным оценкам $\bar{\varepsilon}$ следует выбирать в интервале $0.01 < \bar{\varepsilon} < 0.1$.

Определение вероятности столкновения. Среди астероидов, сближающихся с Землей, особую опасность представляют астероиды, которые, попадая при движении по своей орбите в сферу действия Земли, оказываются от нее на прицельном расстоянии, равном так называемому радиусу захвата. Его можно вычислить при помощи следующего соотношения

$$b^2 = q^2 \left(1 + \frac{U_\infty^2}{U^2} \right), \quad (3)$$

где b – прицельное расстояние, q – минимальное расстояние от гиперболической траектории до центра Земли, U – геоцентрическая скорость движения астероида в момент входа в сферу действия Земли, U_∞ – его параболическая скорость относительно Земли

$$U_\infty = \sqrt{\frac{2GM_\oplus}{R_\oplus}}. \quad (4)$$

Здесь G – гравитационная постоянная, M_\oplus – масса Земли, R_\oplus – экваториальный радиус Земли.

Прицельное расстояние, соответствующее значению $q = R_\oplus$, при котором траектория астероида коснется поверхности Земли, называют радиусом захвата. Очевидно, что при меньших значениях прицельного расстояния столкновение неизбежно. Поэтому вероятность столкновения исследуемого астероида с Землей можно оценить как отношение числа точек (виртуальных

астероидов), которые в процессе эволюции сталкиваются с Землей, к общему числу точек определяющих доверительную область [6]. В данной работе мы рассмотрели два способа построения доверительных областей: в первом способе, случайные точки заполняют весь объем доверительной области, во втором – только ее граничную поверхность [1,2].

Численный эксперимент. В качестве объектов исследования были выбраны 4 астероида, сближающиеся с Землей на очень близкие расстояния. В таблице 1 приведены некоторые характеристики объектов. Здесь N – количество наблюдений; $\Delta\dot{O}$ – мерный интервал объекта; r_{\min} – минимальное расстояние объекта до Земли в момент времени t_{\min} .

Таблица 1. Объекты исследования

Объект	N	$\Delta\dot{O}$, сут.	Момент сближения и минимальное расстояние до Земли	
			t_{\min}	r_{\min} , а.е.
2004 FU162	4	0.03	31.03.2004	0.00008369
2008 TS26	20	0.11	09.10.2008	0.00008353
2011 MD	1555	74.2	27.06.2011	0.00012466
2016 AH164	44	4.97	12.01.2016	0.000178251

Полная модель сил для данных объектов включала в себя: притяжение от восьми больших планет, Плутона, Луны, сжатие от Земли и Солнца, релятивистские эффекты от Солнца. С помощью показателя (1) мы оценили влияние каждого возмущающего ускорения. В качестве порогового было взято значение $\bar{\varepsilon}_{om} = 0.01$. Рассмотрим только «малые» возмущающие ускорения, которыми в ряде случаев можно пренебречь. В таблице 2 приводятся значения показателя ε_{om} , полученные при неучете влияния возмущения от Луны, релятивистских эффектов от Солнца, сжатия Земли и сжатия Солнца в пределах мерного интервала. Как видно из таблицы, показатель ε_{om} выше порогового значения при неучете возмущения от Луны для объектов 2008 TS26, 2011 MD, 2016 AH164 и при неучете возмущения от сжатия Земли для объекта 2011 MD. В таблице данные значения выделены полужирным начертанием. На рисунках 1-4 приведены начальные доверительные области для данных объектов, построенные на основе полной модели движения (обозначены черным цветом) и на

основе модели движения без учета одного из возмущения (серый цвет).

Таблица 2. Показатель точности моделей сил ε_{om}

Объект	2004 FU162	2008 TS26	2011 MD	2016 AH164
Возмущение				
Луна	$6 \cdot 10^{-5}$	0.0394	13.317	0.1196
Сжатие Земли	$3 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-6}$	0.461	$2 \cdot 10^{-6}$
Сжатие Солнца	$2 \cdot 10^{-11}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-8}$
Релятивистские эффекты от Солнца	$2 \cdot 10^{-10}$	$4 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$

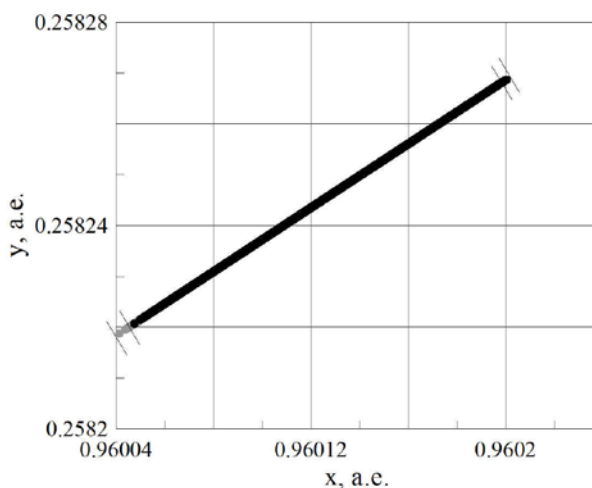


Рис 1. Начальные доверительные области для астероида 2008 TS26 для полной модели (черный цвет) и без учета возмущения от Луны (серый цвет).

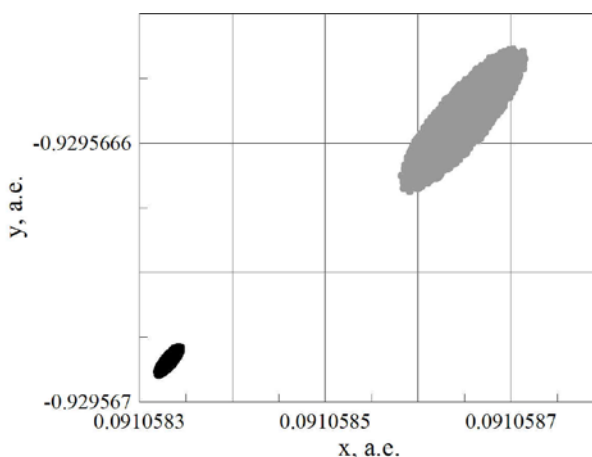


Рис 2. Начальные доверительные области для астероида 2011 MD для полной модели (черный цвет) и без учета возмущения от Луны (серый цвет).

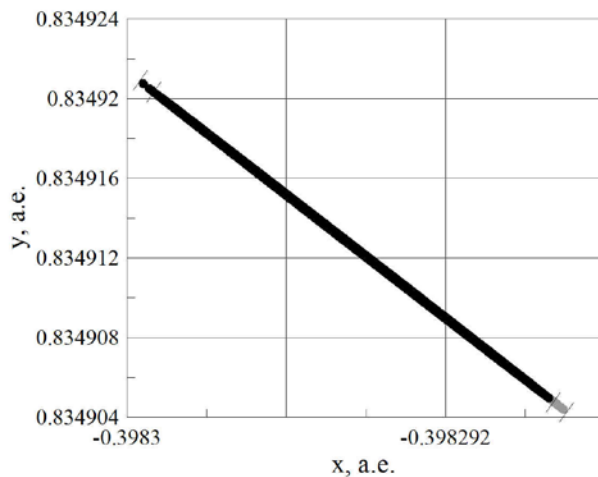


Рис 3. Начальные доверительные области для астероида 2016 AH164 для полной модели (черный цвет) и без учета возмущения от Луны (серый цвет).

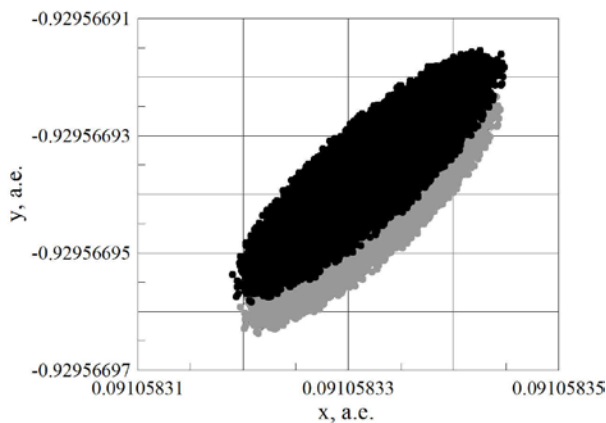


Рис 3. Начальные доверительные области для астероида 2011 MD для полной модели (черный цвет) и без учета возмущения от сжатия Земли (серый цвет).

Представленные графики хорошо согласуются со значениями ε_{otn} , представленными в таблице 2. Значения показателя больше единицы свидетельствуют о значительном расхождении доверительных областей (рис. 2). В случае, когда показатель ε_{otn} меньше единицы, наблюдается небольшое смещение доверительных областей друг относительно друга (рис 1, рис. 3, рис. 4). На рисунках 1 и 3 смещение доверительных областей выделено чертами. Чем больше значение показателя ε_{otn} , тем больше будет смещение областей друг относительно друга. При значениях показателя ε_{otn} меньше 0.01 доверительные области накладываются друг на друга.

В таблице 3 приведены результаты расчета вероятности сближения объектов с Землей. В 1 способе случайные точки полностью заполняли весь объем доверительной области, во втором – только ее граничную поверхность [1,2]. Все доверительные области определялись 10000 точек.

Таблица 3. Соотношение количества столкновительных точек к общему числу точек

Объект	1 способ	2 способ
2004 FU162	0.07%	1.64%
2008 TS26	0%	0%
2011 MD	0%	0%
2016 AH164	0%	0%

Для астероида 2004 FU162 вероятность столкновения с Землей составила 1.64% при задании доверительных областей граничной поверхностью. По нашим исследованиям такой способ является более эффективным при построении доверительных областей и в дальнейшем для оценивания вероятности столкновения объекта с планетами [1,6]. Размер 2004 FU162 был порядка 6-10 м. Если бы астероид не пролетел мимо, то он взорвался бы в верхних слоях атмосферы, не причинив никакого ущерба человечеству.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 16-32-00191 мол_а.

Литература

1. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209–222.
2. Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A. Construction of Confidence Regions in Problem on Probabilistic Study into Motion of Minor Bodies of the Solar System // Solar Syst. Res., 2012, vol. 46, no. 3, pp. 195–207.
3. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А., Самбаров Г.Е. Способ оценки влияния модели сил на систематическую ошибку определения областей возможных движений астероидов // Изв. вузов. Физика. Томск: Изд-во ТГУ, 2013. Т. 56. № 6/3. С. 235–237.
4. Самбаров Г.Е., Сюсина О.М. Оценивание влияния ошибок модели движения астероидов, сближающихся с Землей, на точность построения доверительных областей // Вестник СибГАУ. 2014. №4(56), С. 111–118
5. Самбаров Г.Е., Черницов А.М., Тамаров В.А. Оценивание влияния сжатия Земли и Солнца на точность вероятностной модели движения астероидов, наблюдавшихся в одной оппозиции // Изв. вузов. Физика. Томск: Изд-во ТГУ, 2014. Т. 57. № 10/2. С. 33–42.
6. Черницов А.М., Тамаров В.А., Сюсина О.М. Об оценивании вероятности столкновений астероидов с планетами // Изв. вузов. Физика. 2013. № 10/2. С. 126 – 131.
7. Батурин А.П. Выявление столкновительных орбит астероидов с помощью условной минимизации доверительного коэффициента // Изв. Вузов. Физика. 2014. Т. 57. №10/2. С. 82-87.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ЗАДАЧ ОЦЕНИВАНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНО ОПАСНЫХ АСТЕРОИДОВ, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ОДНОЙ ОППОЗИЦИИ

О. М. Сюсина

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36,

E-mail: kleo77@sibmail.com

При решении задачи построения начальной доверительной области возможных параметров орбиты астероида важную роль играет предварительная оценка степени нелинейности решаемой при этом задачи наименьших квадратов (НК). Оценивание нелинейности позволяет сделать выбор между линейным либо нелинейным методом для построения доверительной области [1,2]. Во всех случаях, когда это оправданно, предпочтительнее применять линейные методы. В классе линейных оценок такие методы являются самими простыми и могут быть строго обоснованы. При значительной степени нелинейности задач НК построение начальных доверительных областей с помощью линейных подходов неправомерно, и необходимо использовать более трудоемкие нелинейные методы. Определить степень нелинейности задачи оценивания можно сравнением ряда показателей нелинейности с заданным пороговым значением [3,4,5]. Сильная нелинейность в задачах построения начальных доверительных областей характерна для астероидов, наблюдавшихся в одной оппозиции. В данной работе приводятся результаты определения степени нелинейности решаемых задач для астероидов, принадлежащих к классу потенциально опасных и наблюдавшихся в одной оппозиции. Исследовано также влияние отбраковки наблюдений и введения весовых множителей на изменение степени нелинейности задачи построения начальных доверительных областей.

Алгоритм оценивания нелинейности Задача наименьших квадратов, используемая для определения начальных параметров движения объектов, сводится к решению задачи минимизации целевой функции $\Phi(\mathbf{q})$:

$$\min \{\Phi(\mathbf{q})\} = \min \{[\mathbf{d}(\mathbf{q}) - \mathbf{d}^*]^T \mathbf{W}[\mathbf{d}(\mathbf{q}) - \mathbf{d}^*]\}, \quad (1)$$

где $\mathbf{d}(\mathbf{q})$ – расчетная N -мерная вектор-функция измеряемых параметров; \mathbf{d}^* – N -мерный вектор измерений этих параметров; \mathbf{q} – m -мерный вектор начальных параметров; \mathbf{W} – весовая матрица.

Степень нелинейности решаемой задачи НК можно оценить по отклонениям граничной уровневой поверхности, определяемой уравнением (2)

$$\Phi(\mathbf{q}) = [\mathbf{d}(\mathbf{q}) - \mathbf{d}^*]^T \mathbf{W}[\mathbf{d}(\mathbf{q}) - \mathbf{d}^*] = \Phi(\bar{\mathbf{q}}) + \sigma_0^2 (k_\gamma)^2, \quad (2)$$

от граничной поверхности эллипсоида (3)

$$(\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}})^T [\mathbf{R}^T(\bar{\mathbf{q}}) \mathbf{W} \mathbf{R}(\bar{\mathbf{q}})] (\mathbf{q} - \bar{\mathbf{q}}) = \sigma_0^2 (k_\gamma)^2. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_0 = \sqrt{\frac{\Phi(\bar{\mathbf{q}})}{N-m}}$ – среднеквадратическая

ошибка единицы веса, величина k_γ оценивается с помощью статистик $F(m; n-m)$ распределения Фишера, $\mathbf{R}(\mathbf{q}) = \partial \mathbf{d}(\mathbf{q}) / \partial \mathbf{q}$ – матрица частных производных.

Наиболее строго оценить отклонения друг от друга поверхностей, определяемых уравнениями (2) и (3), можно путем сравнения плотного множества точек на поверхности (3) с точками на поверхности (2). Для этого необходимо сначала отобразить случайные точки, составляющие доверительную область, на эти поверхности. Решение данной задачи для всех точек области (доверительная область должна содержать не менее 10000 точек [1,2]) является трудоемким с вычислительной точки зрения. Поэтому, следуя Барду [6], мы осуществляли оценивание только в вершинах доверительного эллипсоида. Таким образом, одним из способов оценивания меры нелинейности в задаче построения доверительных областей может служить следующий показатель нелинейности [7]

$$\chi = \max \left| 1 - \frac{1}{\bar{l}_i} \right|. \quad (4)$$

Значения параметра \bar{l}_i определялись из решения нелинейного уравнения

$$F(\mathbf{q}) = \Phi(\mathbf{q}) - \Phi_F = 0, \quad (5)$$

где $\Phi_F = \Phi(\bar{\mathbf{q}}) \left(1 + \frac{(k^*)^2}{n-m} \right)$ – значение целевой

функции на поверхности доверительной области; $\mathbf{q} = \bar{\mathbf{q}} + l(\mathbf{q}^i - \bar{\mathbf{q}})$; \mathbf{q}^i – вершины «доверительного» эллипсоида. Уравнение (5) решается для каждой точки \mathbf{q}^i относительно параметра l каким-нибудь итерационным методом, например, методом Ньютона [8].

Пороговое значение $\bar{\chi}$ выбирается на интервале [0.01; 0.1]. При значениях показателя нелинейности $\chi \leq \bar{\chi}$ задача построения начальной доверительной области считается слабо нелинейной. При $\chi > \bar{\chi}$ – сильно нелинейной.

Численные результаты Проведенное нами исследование для 478 потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одном появлении, (данные на март 2016 года) показало, что для 58 (~12.1% от общего числа) объектов наблюдается

сильная нелинейность ($\chi > 0.1$). Следовательно, начальные области возможных значений параметров орбит для этих объектов следует определять только нелинейными методами. Для 326 объектов (~93.7%) задача оценивания является слабонелинейной ($\chi < 0.01$), что позволяет для данных объектов строить начальные области возможных значений в рамках линейной теории оценивания. Метод построения областей возможных значений для объектов с нелинейностью $0.01 < \chi < 0.1$ следует выбирать в зависимости от степени значимости решаемой задачи. Для данных 478 объектов на рисунке 1 представлена зависимость показателя нелинейности χ от мерной дуги ΔT астероида.

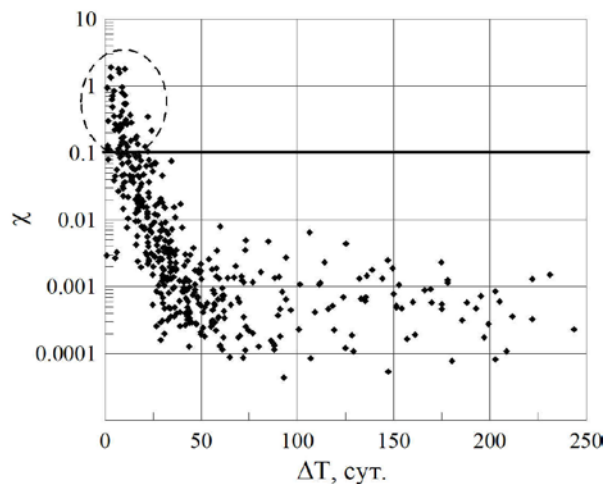


Рис. 1. Значения показателя нелинейности для 478 объектов

Как видно из данного рисунка, сильная нелинейность характерна для объектов с длиной дуги менее 30 суток. На графике данные объекты выделены пунктирным овалом.

В таблице 1 приведены объекты, для которых характерна значительная нелинейность ($\chi > 0.1$). Для данных объектов было осуществлено исследование влияния проводимой отбраковки наблюдений на изменение степени нелинейности решаемой задачи. Некоторые результаты отбраковки наблюдений представлены в таблице 2.

Здесь в первом столбце таблицы приведено название объекта, во втором – номер выборки наблюдений (значение $n=0$ соответствует основной выборке), в третьем – шестом – количество наблюдений N , мерный интервал ΔT , среднеквадратическая ошибка единицы веса σ_0 и показатель нелинейности χ для данной выборки наблюдений.

Как видно из таблицы 2, отбраковка наблюдений приводит лишь к незначительному уменьшению значения показателя нелинейности задачи построения начальных доверительных областей.

Кроме того, нами было исследовано влияние задания весовой матрицы на изменение степени нелинейности задачи построения начальных

доверительных областей. Для этого мы рассмотрели три способа задания весовых матриц [09,10,11]. В первом способе задавалась единичная весовая матрица $\mathbf{P} = \mathbf{I}$. Во втором способе в качестве весовой матрицы применялась следующая диагональная весовая матрица $\mathbf{P} = \mathbf{P}_1$, элементы которой определялись по формуле:

$$p_{ii}^* = \sigma^2 / \sigma_j. \quad (6)$$

Здесь $\sigma_j = \sqrt{\left((\alpha_j(\mathbf{q}) - \alpha_j^*) \cos \delta_j^*\right)^2 + \left(\delta_j(\mathbf{q}) - \delta_j^*\right)^2}$, α_j^* и δ_j^* – измеренные значения угловых положений объекта; $\alpha_j(\mathbf{q})$ и $\delta_j(\mathbf{q})$ – расчетные значения измеряемых параметров; j – номер измерения; σ – постоянный множитель.

Таблица 1. Объекты с нелинейностью $\chi > 0.1$.

1979 XB	2004 GE2	2010 UG7
1997 VG6	2004 KE17	2011 AT26
1998 QA62	2004 LY5	2011 BT59
1998 SH2	2005 UR	2011 CC22
1998 SL36	2006 BX147	2011 KE
1998 SZ27	2006 HV5	2011 KU15
1999 FR19	2006 QJ65	2011 WR46
1999 TO13	2006 TA8	2014 JS54
1999 TT16	2007 FT3	2014 MR26
2000 JF5	2007 VZ137	2014 MV67
2001 FB90	2008 KE6	2014 NJ65
2001 GL2	2008 UV99	2015 KO120
2001 VB	2009 AC16	2015 PM307
2001 XP31	2009 AE16	2015 XE352
2002 AS4	2009 HA21	
2002 EU11	2009 KD3	
2002 GM5	2009 LQ	
2002 LX64	2009 SN	
2002 MR3	2009 VQ44	
2003 AC23	2010 JJ41	
2003 WP21	2010 LK34	
2003 YH136	2010 LZ63	

Таблица 2. Результаты отбраковки наблюдений

Объект	n	N	ΔT , сут.	σ_0 , уг.с	χ
1997 VG6	0	55	16.3	7.785	0.2010
	1	50	14.9	0.886	0.1323
	2	48	14.9	0.697	0.1283
2001 FB90	0	38	11.5	1.627	0.3856
	1	36	11.5	0.847	0.1636
	2	35	11.1	0.353	0.08349
2011 KU15	0	21	8.9	0.853	0.3409
	1	20	8.9	0.602	0.2335
	2	19	8.8	0.492	0.1966
2011 WR46	0	128	10.7	0.597	0.1030
	1	123	10.7	0.260	0.095
2014 MR26	0	17	6.0	0.715	77.063
	1	16	6.0	0.406	22.163

В третьем способе задавалась весовая матрица $\mathbf{P} = \mathbf{P}_2$, диагональные элементы которой определялись по формуле (7)

$$p_{ii}^* = r_j. \quad (7)$$

Здесь r_j – расстояние объекта до Земли в момент времени t_j , соответствующий j -тому наблюдению.

В таблице 3 приведены результаты ведения весов для нескольких астероидов с показателем нелинейности, превышающим допустимое значение. Здесь χ – показатель нелинейности, полученный при введении единичной весовой матрицы $\mathbf{P} = \mathbf{I}$, χ_1 – показатель нелинейности, полученный при введении весовой матрицы $\mathbf{P} = \mathbf{P}_1$, χ_2 – показатель нелинейности, полученный при введении весовой матрицы $\mathbf{P} = \mathbf{P}_2$.

Таблица 3. Результаты введения весовой матрицы

Объект	χ	χ_1	χ_2
1999 FR19	0.1132	0.0808	0.0767
1999 TT16	0.2774	0.1190	0.2718
2000 JF5	0.3621	0.3735	0.3682
2001 FB90	0.3856	0.3170	0.3619
2011 KU15	0.3409	0.1220	0.2734
2011 WR46	0.1030	0.1045	0.0945
2014 MR26	77.063	26.102	66.464

Результаты проделанных численных экспериментов позволяют сделать вывод, что отбраковка наблюдений и введение весовых множителей лишь незначительно изменяет показатель нелинейности. Следовательно, для потенциально опасных астероидов, представленных в таблице 1, решение задачи построения начальных доверительных областей следует осуществлять только с помощью нелинейного способа построения.

Данное научное исследование (проект 8.1.54.2015) выполнено при поддержке Программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

1. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Построение доверительных областей в задаче вероятностного исследования движения малых тел

- Солнечной системы // Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 3. С. 209–222.
2. Syusina O.M., Chernitsov A.M., Tamarov V.A. Construction of Confidence Regions in Problem on Probabilistic Study into Motion of Minor Bodies of the Solar System // Solar Syst. Res., 2012, vol. 46, no. 3, pp. 195–207.
3. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Анализ способов оценивания нелинейности в задачах построения областей возможных движений астероидов // Изв. вузов. Физика. 2013. Т. 56 № 6/3. С. 232 – 234.
4. Черницов А.М., Сюсина О.М., Тамаров В.А. Оценивание нелинейности в задаче построения доверительных областей движения потенциально опасных астероидов, наблюдаемых в одной оппозиции // Изв. вузов. Физика. Томск: Изд-во ТГУ, 2014. Т. 57. № 12. С. 139–145.
5. Chernitsov, A. M.; Syusina, O. M.; Tamarov, V. A. Estimation of Nonlinearity in the Problem of Constructing Confidence Regions for Movement of Potentially Hazardous Asteroids Observed in One Opposition // Russian Physics Journal, V 57, Issue 12, pp.1776-1783
6. Бард Й. Нелинейное оценивание параметров. М.: Статистика, 1979. 349 с.
7. Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Новый приближенный показатель нелинейности в задачах построения доверительных областей движения астероидов // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55 № 10/2. С. 27 – 33.
8. Баранников Е.А., Сюсина О.М., Черницов А.М., Тамаров В.А. Методы определения граничных точек доверительных областей в задаче исследования движения астероидов // Изв. вузов. Физика. 2013. № 10/2. С. 119 – 125.
9. Черницов А.М., Тамаров В.А., Дубас О.М. Влияние ошибок в задании весовых матриц на точность определения доверительных областей движения астероидов // Изв. вузов. Физика. Приложение. Небесная механика и прикладная астрономия. 2007. Т.50. № 12. С. 52-59.
10. Галушина Т.Ю., Кайзер Г.Т., Скрипниченко П.В. Исследование вероятностной орбитальной эволюции астероида 2012 DA14 с использованием наблюдений, выполненных в АО УрФУ // Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества. 2013. № 4. Т. 3. С. 57–62.
11. Аксенов А. А, Батурин А. П. Уточнение координат, получаемых по данным спутниковых навигационных систем, с помощью введения степеней весовых коэффициентов // Материалы конф. "Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики" 25-27 ноября 2015 г. – Томск. С. 81-82.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ВЕКОВЫХ РЕЗОНАНСОВ И ОРБИТАЛЬНАЯ ЭВОЛЮЦИЯ НЕУПРАВЛЯЕМЫХ ОБЪЕКТОВ ГНСС

И. В. Томилова

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, д. 36, к. 10

E-mail: irisha_tom@mail.ru

Работа посвящена исследованию особенностей структуры вековых резонансов отработавших объектов глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) ГЛОНАСС и GPS.

В настоящее время по данным сайта www.glonass-svoevp.ru орбитальная группировка навигационной системы GPS состоит из 31 спутника, а система ГЛОНАСС из 24 спутников. Спутники обеих ГНСС расположены на наклонных орбитах в области МЕО (Medium Earth Orbits). Как показано в работах [1, 2] на движение объектов, расположенных в данной области околоземного пространства, значительное влияние оказывают вековые резонансы.

Объект исследования и начальные данные. В качестве объектов исследования были выбраны все существующие в настоящее время спутники навигационных систем ГЛОНАСС и GPS в предположении, что все они потеряли управление 8 января 2015 г.

Информация о начальных координатах, выбранных ИСЗ, взята из эфемерид, полученных с сайта www.glonass-svoevp.ru на 00.00 UTC 8 января 2015 г. Скорости объектов были найдены как производные по времени от полинома Лагранжа 12 степени, аппроксимирующего координаты объектов.

Методика исследования. Моделирование орбитальной эволюции и параметров MEGNO для спутников ГЛОНАСС и GPS с использованием, полученных начальных координат и скоростей, проводилось при помощи программного комплекса «Численная модель движения систем ИСЗ» [3] на кластере «СКИФ Cyberia» НИ ТГУ. В процессе моделирования учитывались возмущения от гармоник геопотенциала до 10 порядка и степени, а также возмущения от Луны и Солнца. Интервал интегрирования 100 лет.

Для получения структуры вековых резонансов использовалась аналитическая методика выявления вековых резонансов, подробно описанная в [4]. Для удобства приведем коротко суть методики.

Запишем аргументы возмущающих функций для однократно и двукратно осредненной ограниченной задачи трех тел:

$$\begin{aligned}\underline{\psi} &= (l - 2p' + q')M' - (l - 2p)\omega + \\ &\quad + (l - 2p')\omega' - \bar{m}(\Omega - \Omega'), \\ \underline{\underline{\psi}} &= (l - 2p')\omega' - (l - 2p)\omega - \bar{m}(\Omega - \Omega'),\end{aligned}\quad (1)$$

Условие возникновения резонанса можно представить в следующем виде

$$\underline{\dot{\psi}} \approx 0, \quad \underline{\underline{\dot{\psi}}} \approx 0. \quad (2)$$

Выражения (2) будем называть резонансными соотношениями.

Полагая индексы равными $l = 2, p, p', m = 0, 1, 2, q, q' = -1, 0, 1$, получим полный спектр резонансных соотношений низких порядков, который можно разделить на следующие группы: апсидально-нодальные резонансы связанные с Луной или Солнцем, резонансы связанные со средним движением третьего тела (Луны или Солнца) и резонанс типа Лидова-Козаи.

Наличие резонанса оценивается по степени малости резонансного соотношения (2) и характеру эволюции во времени его резонансного аргумента (1). Резонанс считается устойчивым если резонансный аргумент испытывает либрационное изменение и неустойчивым при циркуляционном изменении.

Структура вековых резонансов и орбитальная эволюция. Применяя методику, описанную выше, для всех рассматриваемых объектов была построена и проанализирована эволюция всех резонансных соотношений и соответствующих им критических аргументов, а также эволюция большой полуоси a , наклона i и эксцентриситета e .

Все объекты навигационной системы ГЛОНАСС на рассматриваемом интервале времени подвержены влиянию резонанса Лидова-Козаи ($\dot{\psi} = \dot{\omega} \approx 0$) и двух апсидально-нодальных резонансов, связанных с Солнцем ($\dot{\underline{\psi}} = \dot{\omega} \pm \dot{\omega}'_S \approx 0$), которые в виду малости и неопределенности $\dot{\omega}'_S$ можно также считать резонансом Лидова-Козаи. В орбитальной динамике наблюдается незначительный рост эксцентриситета орбиты (максимум до $e = 0.033$), который как показано в [4] является характерной особенностью влияния резонанса Лидова-Козаи. Само же движение спутников системы ГЛОНАСС является регулярным на выбранном интервале времени, о чем свидетельствует осредненный параметр MEGNO ($\bar{Y}_{\text{макс}}$), который приблизительно равен 2 для данных спутников. Для наглядности на рис. 1 приведем пример эволюции наклона i , эксцентриситета e , большой полуоси a и эволюции параметров MEGNO (осредненный параметр показан пунктирной линией, неосредненный – сплошной линией), а на рис. 2 – пример эволюции резонансного соотношения $\dot{\underline{\psi}} = \dot{\omega} \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента $\psi = \omega$.

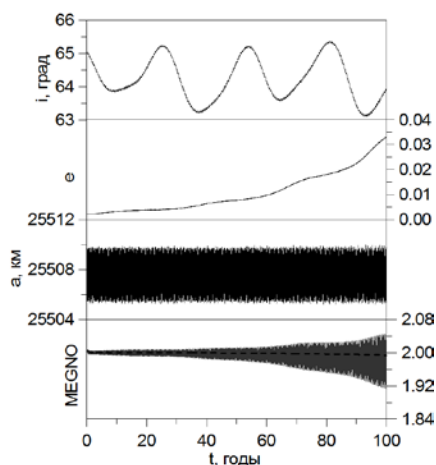


Рис. 1. Орбитальная эволюция объекта навигационной системы ГЛОНАСС

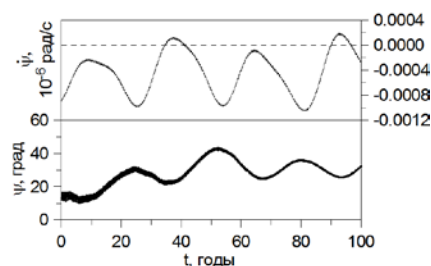


Рис. 2. Эволюция резонансного соотношения $\psi = \dot{\omega} \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента для объекта системы ГЛОНАСС

Не смотря на близкое расположение в орбитальном пространстве, навигационных систем ГЛОНАСС и GPS их объекты имеют различную структуру резонансных возмущений. Анализ результатов, полученных для объектов системы GPS, показан в табл. 1.

Таблица 1. Структура вековых резонансов для объектов системы GPS

№ спут.	Апсидально-нодальные резонансы, связанные с Луной	Апсидально-нодальные резонансы, связанные с Солнцем	Резонанс Лидова-Козаи	$e_{\text{макс}}$	Макс. MEGNO ($\bar{Y}_{\text{макс}}$)
1.	1	1	+	0.0133	12.58
2.	1	1		0.0889	5.28
3.	7	2	+	0.0047	9.84
4.	1	1		0.0380	10.52
5.	1	1		0.0548	9.21
6.	1	1		0.0288	6.39
7.	1	1		0.0909	7.28
8.	1	1		0.1201	2.07
9.	1	1	+	0.0100	2.10
10.	1	1		0.0404	10.28
11.	—	—		0.0175	9.92
12.	1	1		0.0222	5.26
13.	1	1		0.0276	1.99
14.	1	1		0.0328	3.98
15.	1	1		0.0290	8.48
16.	1	1		0.0169	8.24
17.	1	1	+	0.0251	1.97
18.	1	1		0.0559	4.25
19.	1	1		0.0171	8.68
20.	1	1		0.0160	2.01
21.	1	1		0.0603	9.31
22.	1	1	+	0.0263	2.08
23.	1	1		0.0798	5.61
24.	1	1		0.0119	9.77
25.	1	1		0.0060	8.65
26.	1	1		0.0107	8.77
27.	1	1	+	0.0519	2.05
28.	1	1		0.0495	4.28
29.	1	1		0.0281	2.76
30.	1	1		0.0645	7.88
31.	1	1		0.0513	6.74

В данной таблице для каждой группы резонансов и для каждого объекта приведено количество резонансов, критические аргументы которых испытывают либрационные изменения на рассматриваемом интервале времени. Наличие резонанса Лидова-Козаи отмечено знаком «+» в соответствующей колонке. Кроме того, в таблицах

приведены данные о максимальном значении эксцентриситета и осредненного параметра MEGNO, которые имеет спутник на интервале времени 100.

Из табл. 1 видно, что на объекты системы GPS оказывают влияние апсидально-нодальные резонансы, связанные с Солнцем и Луной. Спутники

системы GPS, в отличие от спутников ГЛОНАСС, в целом не подвержены влиянию резонанса Лидова-Козаи (за исключением шести спутников). Осредненный параметр MEGNO у 23 объектов GPS принимает значения больше 2, что говорит о хаотизации движения на рассматриваемом интервале времени. Причиной этого может служить наложение вековых резонансов одного спектрального класса [5], а также наличие резонансов, меняющих характер своего влияния с устойчивого на неустойчивый и наоборот. В качестве примера на рис. 3 приведена орбитальная эволюция спутника под номером 1 (табл. 1) навигационной системы GPS, а на рис. 4 – 7 эволюция некоторых резонансных соотношений и соответствующих им резонансных аргументов.

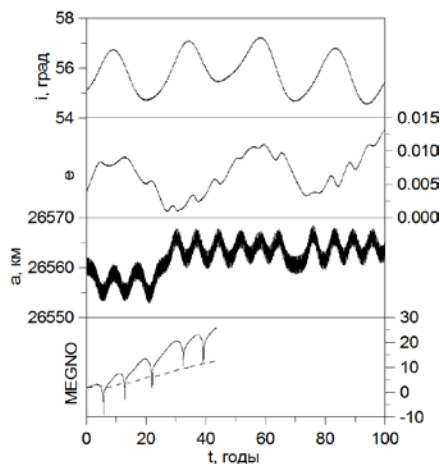


Рис. 3. Орбитальная эволюция объекта навигационной системы GPS

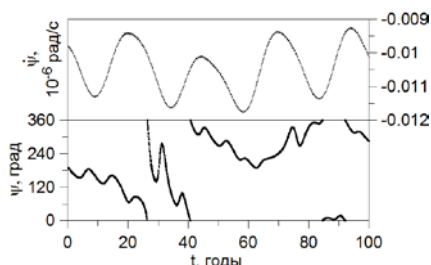


Рис. 4. Эволюция резонансного соотношения $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_L) + \dot{\omega} \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента

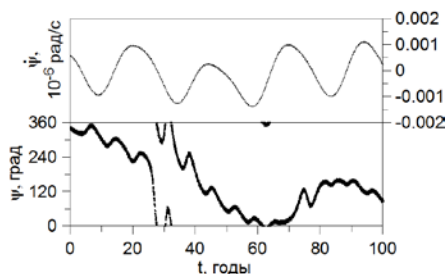


Рис. 5. Эволюция резонансного соотношения $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) + \dot{\omega} + \dot{\omega}'_S \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента

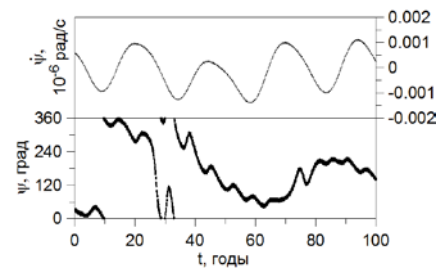


Рис. 6. Эволюция резонансного соотношения $\dot{\psi} = (\dot{\Omega} - \dot{\Omega}'_S) + 2\dot{\omega} + 2\dot{\omega}'_S \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента

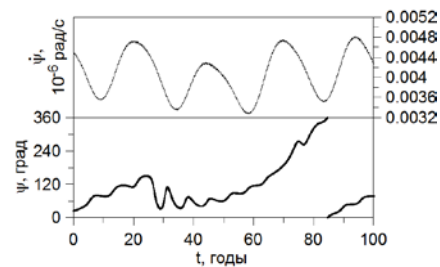


Рис. 7. Эволюция резонансного соотношения $\dot{\psi} = \dot{\omega} \approx 0$ и соответствующего ему критического аргумента (резонанс Лидова-Козаи)

Следует отметить, что именно такое поведение критического аргумента переходящее от циркуляции к либрации (рис. 4 – 6) или, наоборот, от либрации к циркуляции (рис. 7) приводит [4] к хаотизации движения отработавших искусственных спутников.

Исследование резонансной динамики спутников, у которых параметр MEGNO близок к 2 и подверженных влиянию вековых резонансов различных типов, необходимо продолжить на временном интервале, большем 100 лет.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (СП-1671.2016.3, конкурс СП-2016).

Литература

1. Rossi A. Resonant dynamics of Medium Earth Orbits: space debris//Celest. Mech. Dyn. Astr. 2008. V. 100 P. 267 – 286.
2. Бордовицына Т.В., Томилова И.В., Чувазов И.Н. Влияние вековых резонансов на долговременную орбитальную эволюцию неуправляемых объектов спутниковых радионавигационных систем в области МЕО//Астрон. вестник, 2012, Т. 46, № 5, с. 356 – 368.
3. Бордовицына Т.В., Александрова А.Г., Чувазов И.Н. Комплекс алгоритмов и программ для исследования хаотичности в динамике искусственных спутников Земли// Изв. вузов. Физика. 2010. № 8/2. С.14 – 21.
4. Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Особенности структуры вековых резонансов в динамике околоземных космических объектов// Изв. вузов. Физика. 2016. № 3. С.41 – 48.
5. Chirikov B.V. A universal instability of many-dimensional oscillator systems // Phys. Rep. 1979. Vol. 52. P. 263.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ КОРРЕЛЯЦИЙ ИОНОСФЕРНЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИЙ СИГНАЛОВ НАВИГАЦИОННЫХ СИСТЕМ В ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЯХ С ВЫСЫПАНИЯМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И АВРОРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

М.А.Баньщикова¹, И.Н.Чувашов¹, А.К.Кузьмин², Г.М.Крученицкий³

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27

E-mail: mba-tomsk@mail.ru, chuvashovin@gmail.com

²ФГБУН Институт космических исследований Российской академии наук
117997, г. Москва, ул. Профсоюзная 84/32

E-mail: alkkuzmin@mail.ru

³Центральная аэрологическая обсерватория (ЦАО Росгидромет),
141700, МО, г.Долгопрудный, ул. Первомайская, д.3,

E-mail: omd@cao-rhms.ru

Введение. Динамичные высыпания заряженных частиц в авроральном овале и полярной шапке во время суббурь и их электродинамические следствия (градиенты электронной концентрации, продольные токи, градиенты поперечных проводимостей) порождают неоднородности в ионосферной плазме. Прямыми индикаторами высыпаний частиц в различных секторах MLT на разных стадиях магнитосферных суббурь являются разнообразные структуры эмиссий полярных сияний различных масштабов. Распределения интенсивности свечения конкретных авроральных эмиссий с разной степенью точности отражают энергетические характеристики высыпающихся частиц [1]. Изображения этих распределений могут получаться как с поверхности Земли, так и с орбиты [2]. Радиосигналы (на пути от передатчика на навигационном спутнике до приемника на Земле), при протыкании возмущенной ионосферы испытывают сцинтилляции. Корреляционный анализ локаций сцинтилляций сигналов от навигационных спутников GPS, GLONASS и др. на разных частотах показывает весьма сложную связь с интенсивностью эмиссий в мелкомасштабных авроральных дугах и пятнах в полярной шапке, наблюдаемых с Земли. Обзор этих работ был представлен в [3].

Данная работа посвящена некоторым методическим аспектам анализа изображений авроральных эмиссий, которые получены со станции Южный полюс в [4] одновременно с локацией и измерениями сцинтилляций сигналов навигационных спутников, на которые мы посчитали необходимым обратить внимание в преддверии готовящегося орбитального эксперимента с гелиогеофизическим комплексом аппаратуры на борту КА Метеор-МП, нацеленным на исследования процессов в магнитосферно-ионосферной системе и их влияния на распространение сигналов в ионосфере [3].

Суть работы: 1. Т.к. в перспективном орбитальном эксперименте намечено получение распределений интенсивности эмиссий: $\lambda 630$ нм и $\lambda 427,8$ нм в угле поля зрения $2\omega=30^\circ$, то

предусматривается получение карт отношений интенсивностей I630/I427,8, которое функционально связано со средней энергией электронов E_{cp}^e [1], высыпающихся из ближней магнитосферы, и карт потока энергии электронов F_e в максимуме E-слоя ионосферы распределению интенсивности эмиссии $\lambda 427,8$ нм, а, в конечном счете, на выяснение влияния этих характеристик на распространении сигналов навигационных систем.

2. Учитывая, что высота эмиссии N_2^+ ($\lambda 427,8$ нм) $h=100$ км близка к высоте кислородной эмиссии $\lambda 557,7$ нм ($\sim 115-120$ км) см. рис. 4 в [5], наблюдаемой со станции Южный Полюс, мы решили проверить, как повлияет сопряжение по магнитному полю геометрически «соосных» элементов изображений каналов аврорального имаджера, регистрирующих пространственное распределение отношения интенсивностей эмиссий, если будем их сравнивать с отношением I630/I557,7, которое также функционально связано с E_{cp}^e [1].

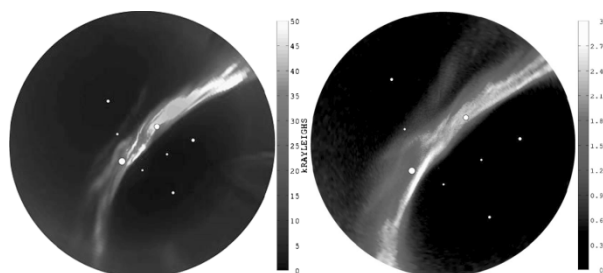


Рис. 1. Пример All-sky изображений $\lambda 557,7$ нм на высоте 120 км (слева) и $\lambda 630,0$ нм на высоте 200 км (справа), полученные со станции Южный полюс [4]. Справа от изображений приведены шкалы абсолютной интенсивности эмиссий в Рэлеях

На первом этапе работы было проведено масштабирование и совмещение, опубликованных в условных цветах в [4], четырех пар All-sky изображений авроральных эмиссий $\lambda 557,7$ и $\lambda 630,0$ нм. Для примера на рис. 1 представлена только одна пара изображений, обозначенная «д» в [4], полученных в 20.37.45 и 20.37.33 UT 09.08.2010 г. на станции Южный полюс на высотах 120 и 200 км соответственно. Пример результатов

их анализа приводится на рис. 3, 4. На рис. 1 белые точки маркируют места протыкания авроральных структур сигналами GPS [4], в которых наблюдались фазовые сцинтилляции в конкретные моменты времени близкие к моментам экспозиций.

1. Алгоритм идентификации элементов изображений. Для идентификации элементов в изображениях в первую очередь необходимо было определить масштаб изображения и размер каждого элемента. Учитывая, что изображения получены с поверхности Земли прибором с углом поля зрения близким к 180° на заданной высоте, схему определения размера элемента можно представить рисунком 2. Размер оцифрованных изображений составляет 586×586 элементов. Для определения размера изображения вычисляем длину дуги L окружности (Рис. 3) как

$$L = 2\alpha(R + H)\pi/180,$$

где H – высота изображения над поверхностью Земли радиуса $R = 6378137$ м. Угол α определяется из соотношения

$$\frac{R}{\sin \gamma} = \frac{R + H}{\sin(180 - \beta)}, \quad (1)$$

$\gamma = \pi - (\pi - \beta) - \alpha$, где угол поля зрения прибора равен $2 \cdot \angle \beta$, отсюда следует, что $\alpha = \beta - \gamma$. Из (1) получаем

$$\alpha = \beta - \arcsin\left(\frac{R \sin \beta}{R + H}\right).$$

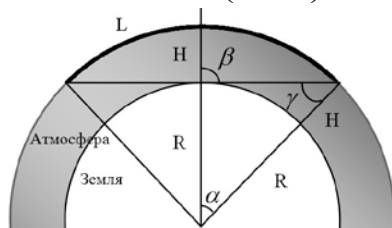


Рис.2. Схема вычисления длины дуги на высоте изображения

Размер элемента равен отношению длины дуги к количеству элементов по(ширине/длине) изображения. В нашем случае размер элемента изображения (Рис. 1), полученного на высоте 120 км равен 4268,7 м, а элемента изображения на высоте 200 км – 5550,3 м.

2. Отношение интенсивностей для каждого элемента изображений эмиссий. Теперь зная масштаб и ориентацию каждого изображения (верх – это направление на Гринвичский меридиан) и, считая, что центр изображений совпадает с координатами станции Южный полюс, выполним следующие действия: определим координаты каждого элемента относительно центра изображения; вычислим координаты элементов в геоцентрической системе координат; перейдем к геомагнитной системе координат; проведем трассирование вдоль геомагнитной силовой линии от каждого элемента изображения $\lambda 557,7$ нм до элемента изображения $\lambda 630$ нм.

Из-за отклонения от нормали и кривизны магнитных силовых линий (м.с.л.) вычислять отношение интенсивностей разновысотных эмиссий

при их геометрическом наложении физически неверно, т.к. высыпания частиц происходят вдоль м.с.л. Поэтому вычисляем матрицы сопряжений по м.с.л. всех элементов изображений $\lambda 557,7$ и $\lambda 630$.

Повторив действия в обратном порядке 3, 2, 1 для изображения $\lambda 630$, проведем идентификацию элементов и расчет их сопряжений вдоль м.с.л. с элементами изображения $\lambda 557,7$. Для обратного перехода на шаге 3 изображения были предварительно повернуты на угол запаздывания, который возникает из-за вращения Земли вследствие отличия моментов экспозиции изображений на известный интервал времени.

3. Трассирование вдоль магнитной силовой линии. Для построения матриц сопряжений всех элементов изображений эмиссий, полученных с разных высот, мы использовали процедуру трассирования, построенную на основе модели геомагнитного поля IGRF NASA, и пакета программ GEOPACK-2008 Н.А. Цыганенко [6].

Трассирование вдоль силовой линии магнитного поля выполнялось путем численного интегрирования системы дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{r}}{\partial s} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} = \mathbf{b}, \quad (2)$$

при условии, что касательная к каждой точке на силовой линии параллельна магнитному полю в той же самой точке. В уравнении (2) \mathbf{r} – вектор положения точки пространства относительно центра Земли, s – длина дуги вдоль м.с.л., \mathbf{B} – вектор магнитного поля, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/|\mathbf{B}|$ – единичный вектор параллельный м.с.л. Система уравнений (2) решалась численно методом Рунге-Кутты-Мерсона.

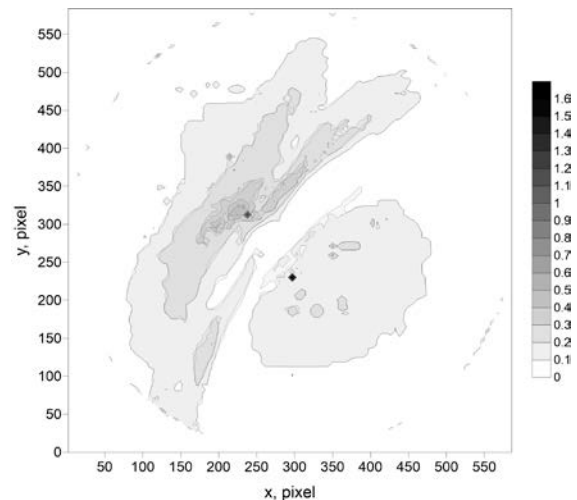


Рис. 3. Наложение друг на друга карт отношений интенсивности $I_{630}/I_{557,7}$ (см. текст)

4. Анализ численных результатов. В результате моделирования для изображений рисунка 1 были получены следующие результаты: 1) Построены карты отношений интенсивностей $I_{557,7}$ нм и $I_{630,0}$ нм в геометрическом сопряжении, когда элементы изображений находятся друг над другом. Как показали результаты, большая часть значений отношений интенсивностей не превышает 0.5. 2) Построены карты отношений интенсивностей

1557,7 нм I630,0 нм после процедуры трассирования вдоль м.с.л. Визуально отличия этих карт почти не заметны (в тексте карты не показаны), но после наложения карт друг на друга виднеется незначительное изменение контуров и отношения интенсивности с небольшим сдвигом (рис. 3) от 1 до 8 элементов, что соответствует расстояниям от ~5.5 до ~44.4 км на высоте свечения эмиссии $\lambda 630$ нм. Как и следовало ожидать, сопряжение разновысотных изображений по магнитному полю изменяет пространственную картину отношения интенсивностей разновысотных эмиссий по сравнению с той, которая получается при их геометрическом наложении. 3) На рис. 4 представлена увеличенная центральная часть изображений. Видно, что после процедуры трассирования происходит смещение элементов по осям. Для выбранной пары изображений смещение составило по оси X на 4 элемента, а по оси Y на 6 элементов, что соответствует ~22.2 км и ~33.3 км. Такие расстояния могут быть соизмеримы, а могут и значительно превосходить минимальный поперечный размер авроральных структур и «темных» промежутков между ними [2].

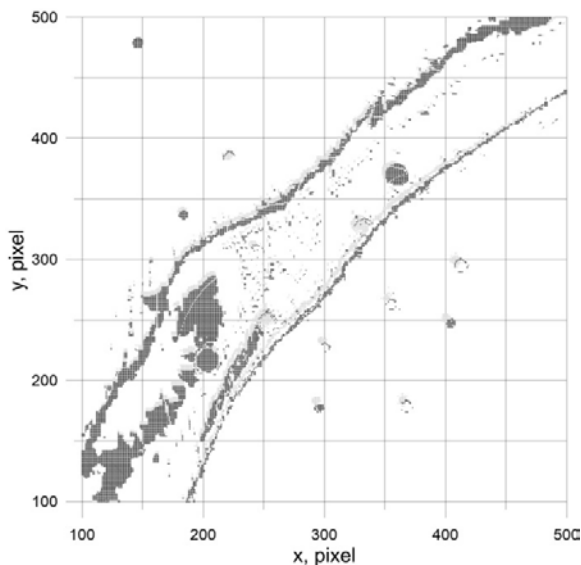


Рис. 4. Наложение изображений интенсивности 1557,7 нм на высоте 120 км (серые точки) и интенсивности 1630,0 нм на высоте 200 км (черные точки) после процедуры трассирования

Согласно [1], как следствие, изменяется распределение средней энергии электронов (функционально связанных с отношением интенсивности эмиссий), как минимум на несколько десятков эВ, по сравнению с распределением E_{cp}^e , рассчитанным по отношению интенсивностей эмиссий взятых при их геометрическом наложении. Такое отличие средней энергии высыпавшихся электронов может существенно повлиять на условия распространения сигнала и изменение индекса фазовых сцинтилляций при пересечении авроральных структур разных масштабов.

Заключение. Сопряжение элементов разновысотных изображений по магнитному полю уточняет пространственную картину отношения

интенсивностей разновысотных эмиссий от той, которая получается при их геометрическом наложении, что, в конечном счете, приведет к существенному уточнению E_{cp} , рассчитываемой на основе отношений.

Результаты проработок рассмотренных аспектов нацелены в перспективе на уточнение локаций конкретных элементов изображений разновысотных эмиссий при их сопряжении по магнитному полю с положением ц.м. КА, что позволит более корректно дистанционно (с орбиты) картографировать энергетические характеристики высыпавшихся частиц (при решении обратной задачи). При этом результаты измерений энергетических характеристик частиц непосредственно на спутнике Метеор-МП будут сопоставляться (при решении прямой задачи) с характеристиками, полученными дистанционно, в подножной точке магнитной силовой линии, положение которой будет рассчитываться в каждом изображении авроральных эмиссий на соответствующих высотах. Детальный корреляционный анализ позиций ионосферных сцинтилляций с распределениями E_{cp}^e высыпавшихся электронов, их потока энергии, градиентов N_e , создаваемых в максимуме E-области, и градиентов поперечных проводимостей ионосферы, вычисленными на основе изображений авроральных эмиссий. Мы уверены, что описанная методика уточнения E_{cp}^e позволит приблизить выяснение причинно-следственных связей сцинтилляций радиосигналов, проходящих через структуры полярных сияний.

Литература

1. Козелов Б.В., Иванов В.Е., Сергиенко Т.И. Вариации интенсивности эмиссий полярных сияний в области совместных высыпаний электронов и протонов: возможности диагностики параметров потоков частиц // Геомагн. Аэроном., Т. 42, № 4, С. 513–518, 2002.
2. Кузьмин А.К. Спектрофотометрическая диагностика характеристик авроральной ионосферы с орбит перспективных российских космических аппаратов. Препринт ИКИ РАН, Пр-2161, 49 с., 2011. <http://new.cosmos.ru/sites/default/files/books/2011kuzmin.pdf>
3. Кузьмин А.К., Баньшикова М.А., Доброленский Ю.С., Крученицкий Г.М., Маслов И.А., Мерзлый А.М., Моисеев П.П., Потанин Ю.Н., Чувашов И.Н. Характеристики создаваемого орбитального имаджера Авровизор-ВИС/МП и перспективы использования авроральных изображений для исследований процессов в полярной ионосфере и оптического контроля неоднородности условий, влияющих на распространение сигналов. Сб. ИКИ РАН «Практические аспекты гелиогеофизики», стр. 114–133, 2016. (<http://iki.cosmos.ru/books/2016gelioph.pdf>)
4. Kinrade J., Mitchell C.N., Smith, N.D., Ebihara Y., Weatherwax A.T., Bust G.S. GPS phase scintillation associated with optical auroral emission: First statistical result from the geographic South Pole // Journal of Geophysical Research: Space Physics, Vol. 118, 2490–2502, 2013.
5. Dashkevich Zh.V., Ivanov V.E., Khudukon B.Z. Features of stable diffuse arcs observed by means of auroral arcs tomography. Ann. Geophys., 25, pp.1131–1139, 2007.
6. Tsyganenko, N.A., “Magnetic Field Model, FORTRAN Routines, Geopack2008”, <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/modeling.html>, <http://geo.phys.spbu.ru/~tsyganenko/Geopack-2008.html>

ОЦЕНКИ МАСШТАБОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕНАХ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕРМОГРАФИИ

М. В. Агафонцев¹, Е. Л. Лобода¹, О. В. Матвиенко¹, В. В. Рейно²

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет,
636050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36.

²Институт оптики атмосферы СО РАН им. В.Е. Зуева,
634055, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1.

E-mail: kim75mva@gmail.com, loboda@mail.tsu.ru, matvolegv@mail.ru, reyno@iao.ru

Введение. Наиболее часто процессы, связанные с горением, реализуются в турбулентном режиме. Движение фронта пламени, совместно с потоком газа, происходит с изменяющимся значением скорости, которая состоит из осредненной и пульсационной составляющей. Таким образом, во время движения фронта пламени, он принимает сложную форму. Площадь поверхности пламени возрастает, что приводит к увеличению скорости выгорания реагентов. Турбулентное горение представляет собой нестационарный процесс турбулентного смешения продуктов сгорания со свежей смесью и воспламенение ее вследствие повышения температуры. Масштаб турбулентности и величина турбулентных пульсаций являются параметрами, которые влияют на механизм горения в турбулентных потоках.

Несмотря на многочисленные исследования [7-11], проблема точного описания турбулентного горения остается одной из самых сложных проблем. Метод бесконтактного экспериментального исследования турбулентных пламен может дать ответы на ряд вопросов, связанных со структурой, режимом и процессами, протекающими при турбулентном режиме горения.

Экспериментальные исследования спектров изменения температуры и оценка размеров температурных неоднородностей. В качестве горючих материалов применялись жидкие топлива (бензин, спирт) и растительные горючие материалы (древесина сосны, березы, смесь полевых растений). Влагосодержание растительных горючих материалов составляло 9,2 %, значение которого определялось при помощи анализатора влажности AND MX-50 с точностью 0,01%. Масса слоя определялась при помощи электронных весов AND HL-400 с точностью 0,1 г и варьировалась от 50 г до 200 г.

Съемка процесса горения производилась при помощи тепловизора JADE J530SB с узкополосным оптическим фильтром со спектральным интервалом 2,5-2,7 мкм, выбранным на основании спектров излучения пламени и рекомендаций [12], позволяющим измерять температуру в диапазоне 583-1773 К с частотой регистрации 170 кадров/с. Расстояние от тепловизора до центра пламени составляло 1,5 м.

Для оценки размеров неоднородностей производилась кадровая обработка термограмм, где в каждом кадре выбирались хорошо выраженные температурные неоднородности в

факеле пламени и при помощи инструментов программного обеспечения Altair определялись их размеры. На рисунке 1 на примере пламени, образующегося при горении дизельного топлива показаны крупные температурные неоднородности в пламени и инструменты по определению их геометрических размеров. Т.к. температурные неоднородности имеют неправильную геометрическую форму и изменяются в размерах и форме во времени, то в качестве конечного результата измерения размера неоднородности в некоторый момент времени бралось среднее значение по нескольким измеренным направлениям.

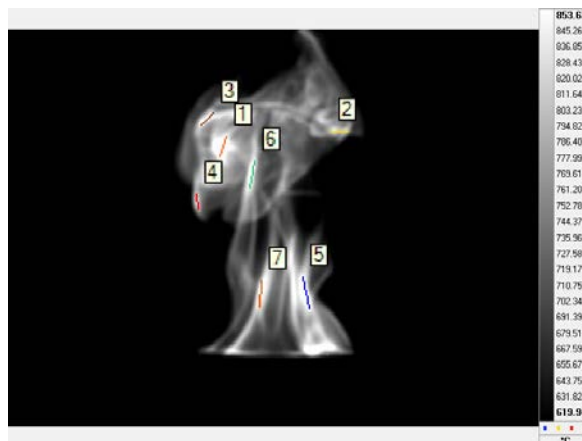


Рис. 1. Измерение размеров температурных неоднородностей в пламени, образующемся при горении дизельного топлива.

Теоретические оценки масштабов турбулентности для течения в пламени. Для оценки параметров турбулентности в пламени в первом приближении можно использовать следующий подход. Согласно гипотезе Т. фон Кармана [13] поля пульсационных составляющих скорости во всех точках течения подобны друг другу, то есть отличаются только масштабами времени и длины. Таким образом, в качестве аналога масштабов времени и длины были использованы масштабы частоты турбулентных пульсаций и удельной кинетической энергии турбулентных пульсаций (турбулентной кинетической энергии).

Турбулентность пламени проявляется не только пульсациями скорости и давления, но также пульсациями температуры и состава горячей смеси. Поскольку все эти процессы взаимосвязаны будем

считать, что частоты турбулентных пульсаций гидродинамических и теплофизических параметров в пламени совпадают:

$$f_D = f_T = f. \quad (1)$$

Из гипотезы подобия полей пульсаций температуры и скорости также следует

$$\frac{\langle u'_i u'_i \rangle}{\langle T T' \rangle} = \frac{U^2}{T^2} \quad (2)$$

Из формулы (1) следует, что отношение осредненных значений квадратов пульсационных величин скорости и температуры относятся между собой также как квадраты осредненных значений скорости и температуры.

Для характеристики интенсивности турбулентности в потоке обычно используется параметр Tu , представляющий отношение кинетической энергии турбулентности к кинетической энергии осредненного течения: $Tu = 2k / U^2$. С использованием соотношения (1) интенсивность турбулентности в пламени может быть оценена как:

$$Tu = \frac{2k}{U^2} = \frac{\langle T T' \rangle}{T^2}. \quad (3)$$

Для определения величины турбулентной кинетической энергии пламени необходимо знать кинетическую энергию осредненного потока. Для этого воспользуемся условием энергетического баланса. Химическая энергия продуктов сгорания переходит в кинетическую энергию подъема перегретых газов, которая в свою очередь преобразуется в потенциальную энергию факела пламени:

$$\frac{\rho U^2}{2} = \rho g L. \quad (4)$$

Сравнение результатов двух проведенных оценок. В таблице 1 представлены результаты теоретических оценок масштабов турбулентности для течения в пламени и результаты измерения размеров температурных неоднородностей в пламени.

Таблица 1. Сравнение результатов экспериментальных измерений размеров температурных неоднородностей и результатов теоретических расчетов масштабов турбулентности по спектрам изменения температуры.

Тип горючего	L, m	f±Δf, Hz	b±Δb, m	b _{exp} ±Δb _{exp} , m
Спирт	0.3	16±1	0.0032±0.002	0.0033±0.0015
Бензин	0.7	4.8±0.8	0.025±0.005	0.024±0.004
		8.6±0.5	0.014±0.001	0.015±0.003

Смесь растительных горючих материалов	1.2	3.2±0.2	0.049±0.003	-
		4.5±0.5	0.035±0.004	-
		5.8±0.5	0.027±0.002	0.018±0.008
Древесина сосны	1.2	4±1	0.051±0.01	-
		7±0.1	0.029±0.004	0.011±0.007
Древесина березы	1.2	5±1	0.036±0.007	-
		10±0.5	0.017±0.002	0.017±0.002

Сравнивая значения двух оценок, представленные в таблице 1 видно, что размеры температурных неоднородностей совпадают, однако больший разброс значений по сравнению с теоретическими расчетами обусловлен погрешностями, которые возникают при обработке термограмм. Погрешность определяется двумерностью полученных термограмм, в сравнении с трехмерностью исследуемого процесса.

Исходя из вышеизложенного можно сделать вывод, что для оценки масштабов турбулентности течения химически реагирующего газа можно применять методы термографии с помощью которых можно получать спектр изменения температуры в исследуемой среде, а по полученному спектру с помощью приведенных в данной работе соотношений получать оценочные значения масштабов турбулентности.

Вывод.

1. Полученные размеры температурных неоднородностей имеют сходство с полученными на основании спектров изменения температуры масштабами турбулентности.

2. Определяющим механизмом сжигания топлива является микрообъемное горение в турбулентных вихрях, согласно гипотезе Сполдинга.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ № МД-5754.2015.1, гранта РФФИ № 15-01-00513_а и программы ОФН РАН «Фундаментальные проблемы электродинамики и волновой диагностики атмосферы».

Литература

1. Loboda E.L., Reyno V.V., Vavilov V.P. The Use of Infrared Thermography to Study the Optical Characteristics of Flames from Burning Vegetation // Infrared Physics and Technology 67 (2014). P. 566-573.
2. Лобода Е.Л., Рейно В.В. Влияние коэффициента излучения пламени на измерение температур ИК - методами при горении лесных и степных горючих материалов при различном влагосодержании. Частотный анализ изменения температуры // Оптика атмосферы и океана, 2011, No 11. С. 1002-1006.

3. Lewis, B. and G. Elbe, Combustion, Flames and Explosions of Gases. 3 ed. 1987: Academic Press.
4. Warnatz J. Combustion / J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble. – Berlin: Springer, 1999. – 300 p.
5. Shelkin, K.I., Influence of tube non-uniformities on the detonation ignition and propagation in gases // JETP 10, 823-827 (1940).
6. Damköhler G. Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen // Zs. Elektrochem. 1940. V. 46. P. 601.
7. Gran, I. R., Ertesvåg, I. S. and Magnussen, B. F. Influence of Turbulence Modeling on Predictions of Turbulent Combustion // AIAA Journal, Vol. 35, No 1, p. 106, 1996.
8. Lilleheie, N. I., Byggstøl and Magnussen, B. F. Numerical Calculations of Turbulent Diffusion Flames with Full Chemical Kinetics // Task Leaders Meeting, IEA, Amalfi, Italy, 1988.
9. Bray, K.N.C., Champion, M., Libby, P.A. & N., Swaminathan 2006 Finite rate chemistry and presumed pdf models for premixed turbulent combustion // Combustion and Flame 146, pp. 665–673.
10. Егоров А.Г., Тизлов А.С., Ниязов В.Я., Архипов В.А., Матвиенко О.В. Исследование влияния закрутки спутного высокоскоростного потока воздуха на геометрические параметры алюминиево-воздушного факела // Химическая физика, 2014, Т. 33, № 10. С. 58-61.
11. Архипов В.А., Егоров А.Г., Иванин С.В., Маслов Е.А., Матвиенко О.В. Численное моделирование аэродинамики и горения газовзвеси в канале с внезапным расширением // Физика горения и взрыва. 2010. Т. 46. № 6. С. 39-48.
12. Лобода Е.Л., Рейно В.В., Агафонцев М.В. Выбор спектрального интервала для измерения полей температуры в пламени и регистрации экранированных пламенем высокотемпературных объектов с применением методов ИК-диагностики // Известия вузов. Физика, 2015. № 2. Т. 58. С. 124-128.
13. Schlichting, H., Gersten, K. : Grenzschicht - Theorie, Springer Verlag, 10th edition (2006), ISBN-13: 978-354023004

ЗАПОЛНЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО КАНАЛА ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

М.П. Бессонова

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: filina.mari@mail.ru

Процесс заполнения канала вязкой жидкостью реализуется при изготовлении изделий из полимерных материалов методом литья под давлением на этапе заполнения пресс-форм. Для данного процесса характерно наличие эволюционирующей свободной поверхности. С целью повышения эффективности технологического процесса и снижения производства изделий с дефектами, необходимо исследование движения свободной поверхности. В настоящей работе исследуется процесс заполнения вертикального плоского канала вязкой жидкостью в поле силы тяжести. Направление потока совпадает с направлением действия гравитационных сил.

Рассмотрим задачу о течении вязкой жидкости в плоском вертикальном канале со свободной поверхностью. Сила тяжести действует по направлению потока. На рис. 1 представлена область решения. В начальный момент времени свободная поверхность имеет плоскую горизонтальную форму и расположена на достаточном расстоянии от входной границы, что позволяет исключить её влияние на характер потока в окрестности входа. Инерционные силы пренебрежимо малы по сравнению с вязкими силами, т.е. число Рейнольдса имеет малые значения.

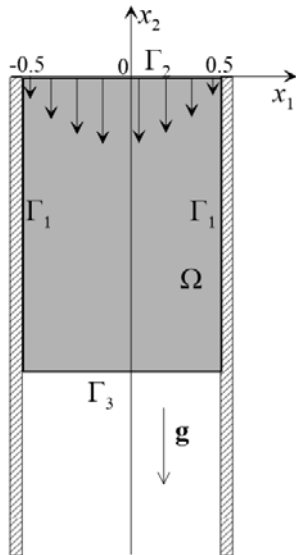


Рис. 1. Область решения

Математическая постановка задачи о ползущем течении вязкой жидкости в поле силы тяжести включает в себя систему уравнений Стокса

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad i, j = 1, 2, \quad (1)$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

и граничные условия на Γ_1 :

$$u_i = 0, \quad (3)$$

на Γ_2 :

$$u_1 = 0, u_2 = \frac{3}{2}(x_1^2 - 1), \quad (4)$$

на Γ_3 :

$$t_i = \text{St} x_2 n_i, \quad (5)$$

где $\sigma_{ij} = -p_m \delta_{ij} + 2\dot{e}_{ij}$ – компоненты тензора напряжений, $p_m = p - \text{St} x_2$ – модифицированное

давление, p – давление, $\text{St} = \frac{\rho(\mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_2)L^2}{\mu U}$ – число

Стокса, \mathbf{e}_2 – единичный вектор оси x_2 ,

$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ – компоненты тензора скоростей

деформаций, $t_i = \sigma_{ij} n_j$ – компоненты вектора

напряжений, n_j – компоненты внешней нормали к

свободной поверхности, L – полуширина канала,

U – средняя скорость потока, μ – коэффициент

динамической вязкости, ρ – плотность. Все

выражения записаны в безразмерных переменных.

Величины L , U и $\frac{\mu U}{L}$ являются масштабами

скорости, длины и давления соответственно.

Выражение (5) представляет собой динамическое

граничное условие. Для отслеживания формы

свободной поверхности используется кинематическое

граничное условие, которое в Лагранжевой форме имеет вид:

$$\frac{dx_i}{dt} = u_i. \quad (6)$$

Для численного решения поставленной задачи

используется непрямой метод граничных элементов

[1], согласно которому система уравнений в частных

производных заменяется эквивалентной системой

гранично-интегральных уравнений:

$$u_i(x) = \int_{\Gamma} G_{ij}(x, \xi) \phi_j(\xi) d\Gamma(\xi), \quad (7)$$

$$t_i(x) = \int_{\Gamma} F_{ij}(x, \xi) \phi_j(\xi) d\Gamma(\xi),$$

где $\phi_j(\xi)$ – плотность фиктивных источников,

распределенных по границе области течения Γ .

Функции G_{ij} и F_{ij} являются фундаментальными

сингулярными решениями уравнений Стокса для

скорости и напряжений и определяются следующими формулами [2]:

$$G_{ij}(x, \xi) = -\frac{1}{4\pi} \left[\delta_{ik} \ln \frac{1}{r} + \frac{y_i y_k}{r^2} \right], \quad F_{ij}(x, \xi) = \frac{y_i y_j y_k n_k}{\pi r^4}. \quad (8)$$

Для решения используются постоянные элементы. В результате дискретизации уравнения (7) принимают вид:

$$u_i(x^p) = \sum_{q=1}^N \varphi_j^q \Delta G_{ij}^{pq}, \quad (9)$$

$$t_i(x^p) = \sum_{q=1}^N \varphi_j^q \Delta F_{ij}^{pq},$$

где N – число граничных элементов, x^p – середина элемента p . В случае постоянных элементов интегралы от фундаментальных решений $\Delta G_{ij}^{pq} = \int_{\Delta \Gamma^q} G_{ij}(x^p, \xi) d\Gamma(\xi)$, $\Delta F_{ij}^{pq} = \int_{\Delta \Gamma^q} F_{ij}(x^p, \xi) d\Gamma(\xi)$,

вычисляются аналитически. Методика вычисления изложена в [3].

При заполнении вертикального канала вязкой жидкостью характер реализуемого течения и эволюция свободной поверхности определяется величиной параметра St .

В случае малых значений параметра St ($0 < St < 2$) реализуется так называемый режим полного заполнения. Жидкость непрерывно натекает на стенки канала, сплошным образом заполняя его. Свободная поверхность, имеющая в начальный момент плоскую горизонтальную форму, с течением времени вытягивается и приобретает установившуюся форму. В этом случае характер течения качественно совпадает с характером потока, реализуемого при заполнении канала в направлении, противоположном действию силы тяжести.

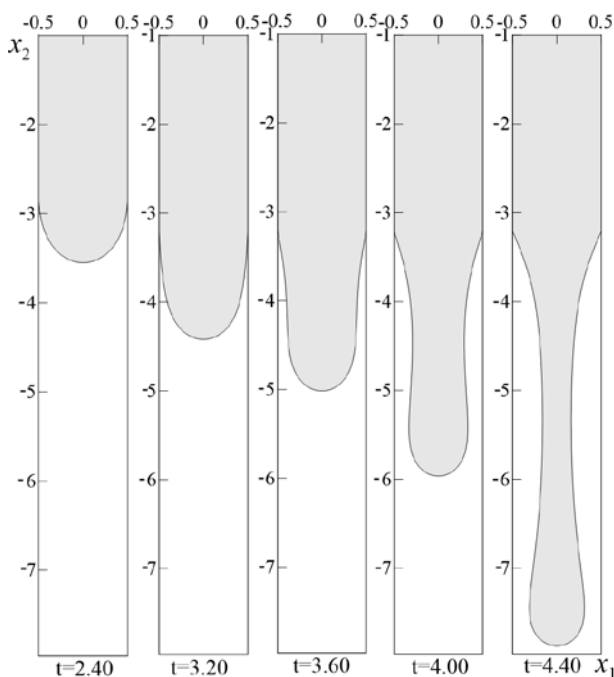


Рис. 2. Эволюция формы свободной поверхности при $St=3$

При $St \geq 3$ (рис. 2 – 4), начиная с некоторого момента времени, режим сплошного заполнения переходит в струйный режим течения.

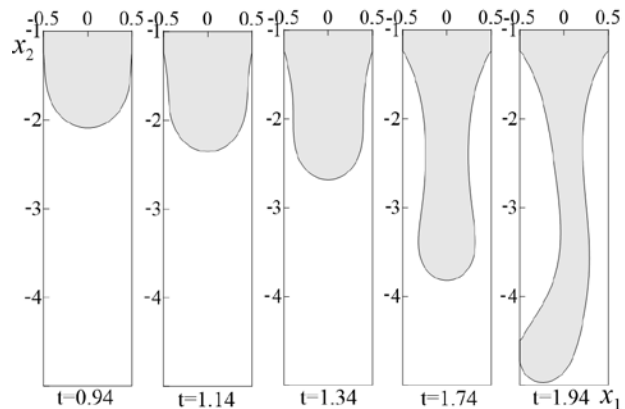


Рис. 3. Эволюция формы свободной поверхности при $St=5$

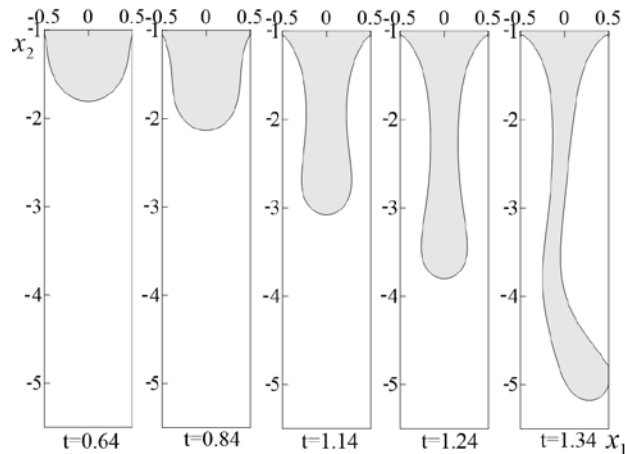


Рис. 4. Эволюция формы свободной поверхности при $St=10$

Свободная поверхность приобретает форму с каплевидным образованием и с увеличением величины параметра St наблюдается уменьшение поперечного размера струи. При возрастании значения числа Стокса переход к струйному режиму происходит за меньшее время. Кроме этого, с течением времени нарушается симметрия течения и происходит касание твёрдой стенки, что приводит к появлению воздушных полостей при заполнении канала и дефектов формируемого изделия.

Литература

1. Бреббия К., Теллес Ж., Вроубел Л. Методы граничных элементов. М.: Мир, 1987. 524 с.
2. Ладыженская О.А. Математические вопросы динамики вязкой несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1970. 288 с.
3. Ponomareva M.A., Filina M.P., Yakutenok V.A. The indirect boundary element method for the two-dimensional pressure- and gravity-driven free surface Stokes flow // WIT Transactions on Modelling and Simulation. 2014. Т. 57. С. 289-304.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ГАЗОФАЗНОЙ АДДИТИВНОЙ ТЕХНОЛОГИИ

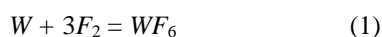
Р. В. Брендаков, А. В. Шваб, В. Н. Брендаков

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Томск, пр. Ленина 36, ТГУ ФТФ
E-mail: vnbrendakov@mephi.ru

Газофазную технологию получения изделий из металла можно условно представить в виде двух последовательных процессов. Процесс обработки порошкообразного металла элементарным фтором с образованием фторидов, и процесс восстановления газообразных фторидов металла водородом, при котором формируется изделие сложной формы из металла. Рассмотрим эти два взаимосвязанных процесса по отдельности.

Широкое использование изделий из металлического вольфрама в различных отраслях народного хозяйства обусловлено уникальными свойствами этого металла. С помощью физического и математического моделирования процесса получения газообразного гексафторида вольфрама можно решить задачу по созданию импортозамещающей технологии передела металлического вольфрама. Фторидная технология передела вольфрама позволяет наносить различные покрытия и изготавливать изделия из вольфрама разнообразной формы, которые невозможно получить традиционными методами.

Процесс фторирования металлического вольфрама осуществляется в соответствии с химической реакцией, представленной формулой



Для того, чтобы реализовать процесс фторирования, газообразный фтор пропускают над слоем металлического вольфрама. Проходя по активной зоне реактора, фтор взаимодействует с порошкообразным вольфрамом, в результате чего образовывается гексафторид вольфрама (WF_6). В результате такой реакции, концентрация фтора в газовом потоке постепенно уменьшается за счет уменьшения количества фтора и разбавления его образующимся WF_6 . Уменьшение концентрации фтора в двухкомпонентной смеси ведет к уменьшению скорости реакции фторирования. При этом, в соответствии со стехиометрическим коэффициентом по формуле (1), происходит уменьшение скорости газового потока. В качестве лимитирующих факторов, которые оказывают существенное влияние на скорость массообменных процессов, а, следовательно, и на эффективность процесса фторирования в целом, можно рассматривать подвод фтора к поверхности взаимодействия, скорость реакции фторирования и отвод гексафторида из реакционной зоны.

Если лимитирующей стадией процесса фторирования является подвод фтора к поверхности взаимодействия, то концентрация фтора на поверхности становится равной нулю, и уравнение массоотдачи можно записать в виде:

$$-dM/dt = \alpha \beta_F C_F S,$$

где M – масса фторируемого вольфрама, α – стехиометрический коэффициент реакции (1), β_F – коэффициент диффузии для фтора, C_F – концентрация фтора в основном газовом потоке, S – поверхность фторирования твердой фазы.

В другом предельном случае, когда лимитирующей стадией является собственно процесс фторирования, а подвод фтора к поверхности не оказывает заметного влияния, то интенсивность процесса фторирования можно записать в виде некоторой скорости реакции фторирования:

$$-dM/dt = \rho_W V S,$$

где ρ_W – истинная плотность металлического вольфрама, V – скорость реакции фторирования.

Если лимитирующей является стадия диффузионного отвода гексафторида вольфрама от поверхности фторирования, а сам процесс фторирования не оказывает видимого влияния на общую скорость процесса, то концентрация ключевого компонента (WF_6) на поверхности взаимодействия будет практически равна единице. При этом величина скорости процесса фторирования будет определяться интенсивностью внешней массопередачи:

$$-dM/dt = \beta_{WF} (1 - C_{WF}) S,$$

где β_{WF} – коэффициент диффузии ключевого компонента смеси, C_{WF} – концентрация гексафторида вольфрама в основном газовом потоке.

В случае, когда диффузионные и кинетические факторы имеют одинаковый порядок влияния на интенсивность процесса фторирования, концентрация ключевого компонента на поверхности взаимодействия меньше предельной концентрации, равной единице, а концентрация фтора у этой поверхности ниже концентрации в основном потоке. Значения концентраций компонент газового потока на поверхности фторирования можно определить из условия равенства общей скорости процесса фторирования всем скоростям частных процессов:

$$\alpha \beta_F (C_F - C'_F) S = \beta_{WF} (C'_{WF} - C_{WF}) S = \rho_W V S, \quad (2)$$

где C'_F и C'_{WF} – концентрации соответствующих компонент смеси на поверхности реакции фторирования.

Таким образом, математическая модель процесса получения газообразного гексафторида вольфрама,

представляющая собой систему дифференциальных уравнений в частных производных, типа уравнений переноса, записанных для компонент вектора скорости, энтальпии и концентрации ключевого компонента смеси, а также уравнение неразрывности, может быть решена численно, при известных граничных условиях. С учетом балансовых соотношений (2), достаточно знать алгоритм расчета скорости реакции фторирования V , чтобы выразить значения концентраций компонент смеси на поверхности фторирования через характеристики потока в расчетной области, тем самым итерационно замыкая задачу.

В работе [1] предложена формула для расчета скорости реакции фторирования:

$$V = K C'_F, \quad (3)$$

где K – константа скорости реакции фторирования.

Как показывает практика, эта константа сохраняет значение только при заданных условиях. Например, в работе [2] прямо сказано «Здесь через разность между температурой на реагирующей поверхности и температурой газового потока выражена скорость реакции фторирования вольфрама. Разность температур тем больше, чем больше скорость реакции». А в работе [3] приводится таблица по зависимости значения константы реакции фторирования от температуры в зоне реакции (T) и гранулометрического состава (δ) порошка металлического вольфрама. Проведенный регрессионный анализ имеющихся экспериментальных данных позволил построить функциональную зависимость для константы скорости реакции фторирования:

$$K(\delta, T) = 180 \cdot \delta^{-0,073} \cdot e^{-\frac{3970}{T}}. \quad (4)$$

Формулы (2), (3), (4) позволяют получить замкнутую систему дифференциальных уравнений, составляющих математическую модель процесса фторирования металлического вольфрама. Для оценки работоспособности полученной модели были выполнены тестовые расчеты, результаты которых представлены на рисунке 1.

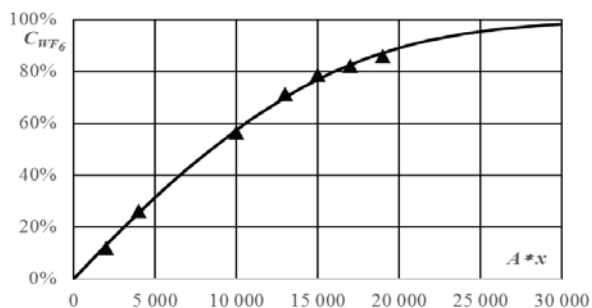


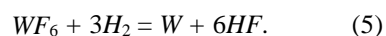
Рис 1. Зависимость концентрации ключевого компонента смеси от длины зоны реакции, сплошная линия – расчет по модели, \blacktriangle – данные работы [4]

Хорошее соответствие расчета и экспериментальных данных позволяет сделать вывод об адекватности созданной модели. Эта

модель позволяет проводить численные исследования по выбору оптимальных условий осуществления процесса фторирования порошков тугоплавких металлов.

Процесс восстановления фторидов вольфрама водородом является составной частью фторидной технологии передела вольфрама. В настоящее время существует определенная заинтересованность исследователей в изучении этого процесса. Это связано с широким использованием изделий из металлического вольфрама в различных отраслях народного хозяйства, что обусловлено уникальными свойствами этого металла. С помощью физического и математического моделирования процесса восстановления гексафторида вольфрама водородом можно решить задачу по созданию импортозамещающей технологии передела металлического вольфрама. Фторидная технология передела вольфрама позволяет наносить различные покрытия и изготавливать изделия из вольфрама разнообразной формы, которые невозможно получить традиционными методами. Процесс восстановления фторидов вольфрама водородом можно отнести к процессам CVD (Chemical Vapor Deposition – химическое осаждение из газовой фазы). Полномасштабное использование CVD технологий для получения металлических изделий и покрытий ограничивается проблемами, связанными с трудной доступностью исходных компонент для исследований, и недостаточностью информации об их основных термических характеристиках. Следовательно, математическое описание процесса массопереноса исходных компонент, обеспечивающее оптимальное значение их концентраций в газовом потоке и в зоне осаждения, является актуальной задачей.

Процесс восстановления гексафторида вольфрама водородом осуществляется в соответствии с химической реакцией, представленной формулой:



Математическая модель процесса восстановления должна описывать нестационарные процессы тепло и массообмена при движении двухкомпонентной смеси в реакционной зоне. В работе рассматривается плоский канал, представленный на рис. 2, в который вертикально, через нижнее входное сечение поступает смесь двух газообразных веществ, гексафторида вольфрама и водорода при начальной температуре T_0 . Соотношение концентраций этих газов соответствует стехиометрическому коэффициенту по уравнению (5). Считаем эту смесь первой компонентой, с массовой концентрацией во входном сечении равной единице. Второй компонентой, присутствующей в рассматриваемой рабочей зоне, будем считать фтористый водород, появляющийся в результате протекания реакции (5) вблизи нагретой подложки, расположенной на левой боковой границе с постоянной температурой T_w . Толщиной слоя металла, образующегося на подложке, ввиду его малого размера, можно в расчетах пренебречь.

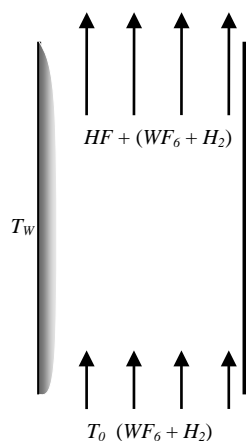


Рис. 2 Схема рабочей зоны

С учетом принятых допущений уравнения конвективного тепло - и массопереноса в плоском канале имеют вид:

$$\begin{aligned} c\rho\left(\frac{\partial\theta}{\partial\tau}+u\frac{\partial\theta}{\partial z}\right) &= \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial\theta}{\partial x}\right); \\ \frac{\partial C}{\partial\tau}+u\frac{\partial C}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z}\left(D\frac{\partial C}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left(D\frac{\partial C}{\partial x}\right); \\ \theta &= \frac{T-T_0}{T_w-T_0}; \end{aligned} \quad (6)$$

где c , ρ , λ – теплоемкость, плотность и теплопроводность газового потока, соответственно; C , D – массовая концентрация и коэффициент диффузии ключевого компонента потока, представленного смесью ($WF_6 + 3H_2$).

Для квазистационарного профиля скорости стабилизированного течения газа в плоском канале, с учетом формулы (1) можно записать выражение:

$$\begin{aligned} u &= 6\bar{u} \cdot \left[\frac{x}{x_{max}} - \left(\frac{x}{x_{max}} \right)^2 \right]; \\ \bar{u} &= \bar{u}_0 / 2 \cdot (3 - C); \end{aligned}$$

где \bar{u} – усредненная по сечению канала скорость газового потока, x_{max} – значение поперечной координаты на правой границе рассматриваемой области, \bar{u}_0 – средняя по сечению входа скорость.

Таким образом, математическая модель процесса восстановления гексафторида вольфрама водородом, представляющая собой систему дифференциальных уравнений в частных производных (6) может быть решена численно, при известных граничных условиях. С учетом уравнения химической реакции (5), достаточно знать алгоритм расчета скорости реакции восстановления v_w , чтобы выразить значения концентраций компонент смеси на поверхности подложки через характеристики потока в расчетной области, тем самым замыкая задачу.

В работе [5] предложена формула для расчета скорости осаждения вольфрама из смеси $WF_6 + H_2 + HF$ при атмосферном давлении:

$$v_w = \frac{3,6 \cdot 10^{19} N_{H_2} N_{WF_6} e^{-\frac{58500}{RT}}}{\left(\frac{1}{\rho} + \frac{21500}{\sqrt{T}} N_{H_2} e^{\frac{840}{RT}} + \frac{25600}{\sqrt{T}} N_{WF_6} e^{\frac{6700}{RT}} + \frac{20000}{\sqrt{T}} N_{HF} e^{\frac{4180}{RT}} \right)^2 T^3}.$$

При выводе этой формулы были сделаны следующие допущение, во-первых, считается, что процесс осаждения вольфрама происходит при постоянной температуре, во-вторых, что адсорбционные равновесия в системе достигаются значительно быстрее, чем протекает химическая реакция, т.е. в любой момент времени имеет место определенное соотношение между парциальным давлением данного компонента реакции в газовой фазе и долей реакционной поверхности, занятой его молекулами. Сравнение большого числа экспериментальных данных [6, 7] с результатами теоретических расчетов по данному уравнению показали удовлетворительное соответствие в широком интервале варьирования параметров процесса. В диффузионной области экспериментальные данные расположились ниже, чем рассчитанные по представленной выше формуле.

С учетом всех ограничений и сделанных допущений был выполнен тестовый расчет изменения толщины слоя вольфрама по длине подложки в сравнении с экспериментом ♦ [5]. Результат представлен на рис. 3.

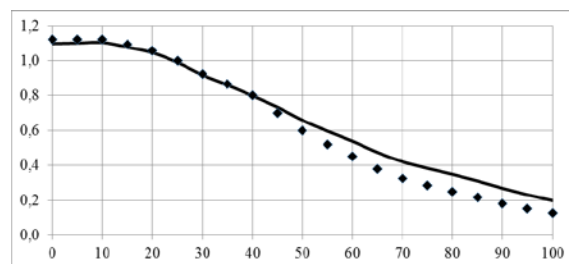


Рис. 3. Изменение слоя вольфрама по длине подложки

Хорошее соответствие расчета и экспериментальных данных позволяет сделать вывод об адекватности созданной модели. Эта модель позволяет проводить численные исследования по оптимизации процесса восстановления фторидов тугоплавких металлов.

Литература

1. Королев Ю.М., Столяров В.И. Восстановление фторидов тугоплавких металлов водородом. М., Металлургия, 1981, 184 с.
2. Патент №2310608 - Способ получения гексафторида вольфрама. Авторы: Галата А.А., Крупин А.Г., Кузьминых С.А., Лазарчук В.В., Мариненко Е.П., Рудников А.И., Хохлов В.А. Дата публикации 20.11.2007.
3. Korolev Yu. M. // International Symposium on Inorganic fluorides: Chemistry and Technology. 2014. Tomsk: TPU Publishing. P.75.
4. Агноков Т.Ш., Королев Ю.М., Сви́дeрский М.Ф., Соловьев В.Ф., Столяров В. И Петранин Н.П., Победаш Н.В. В сб. Химия и технология молибдена и вольфрама, вып. 4. с.22 – 31. Нальчик, КБГУ, 1978.
5. Королев Ю.М., Столяров В.И. Восстановление фторидов тугоплавких металлов водородом. М., Металлургия, 1981, 184 с.
6. Голованов Ю.Н., Кадымет С.Н., Красовский А.И. и др. - Электронная техника. Технология, организация производства и оборудование. 1971, вып. 3 (43), С. 56-60.
7. Neiberlein V.A. – J. Amer. Ceramic. Soc. Bulletin, 1965, v. 48, № 1, pp. 14-17.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ РЕЖИМОВ ЕСТЕСТВЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ ТРАПЕЦИЕВИДНОЙ ФОРМЫ

Н. С. Гибанов, М. А. Шеремет

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: fire9n@mail.ru

Введение

В последнее время внимание многих исследователей обращено к режимам конвективного теплопереноса. Основной причиной тому является широта приложений, в которых данный механизм переноса энергии занимает определяющее положение. В свете интенсивного развития микроэлектроники изучение гидродинамики и теплопереноса в замкнутых областях при наличии локальных источников энергии представляется важной задачей [1]. Известно, что геометрические характеристики локальных тепловыделяющих элементов, расположенных в узлах и блоках радиоэлектронной аппаратуры и электронной техники, оказывают существенное воздействие на формирующиеся тепловые режимы, уровень которых отражается на функциональных возможностях всего устройства.

На данном этапе развития научного знания имеется не так много работ, посвященных исследованиям процессов естественной конвекции в замкнутых трехмерных областях при наличии локальных источников тепловыделения [2–6].

Представленная работа посвящена численному моделированию ламинарных режимов естественно-конвективного теплопереноса в замкнутой кубической полости при наличии локального источника энергии трапецевидной формы.

Физическая и математическая модель

Рассматриваемая расчетная область представляет собой замкнутую кубическую полость с двумя охлаждающими вертикальными стенками, имеющими постоянную минимальную температуру. Остальные вертикальные и горизонтальные стенки являются адиабатическими. На нижней границе полости расположен локальный источник энергии трапецевидного сечения с постоянной максимальной температурой. Режим течения, возникающий в полости вследствие разницы температур между нагревателем и охлаждающими стенками, является ламинарным. Внутри рассматриваемой области находится газ, который считается ньютоновской несжимаемой жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. Процесс теплопереноса в области решения описывается безразмерными уравнениями Буссинеска в переменных «векторный потенциал – вектор завихренности – температура» [7]:

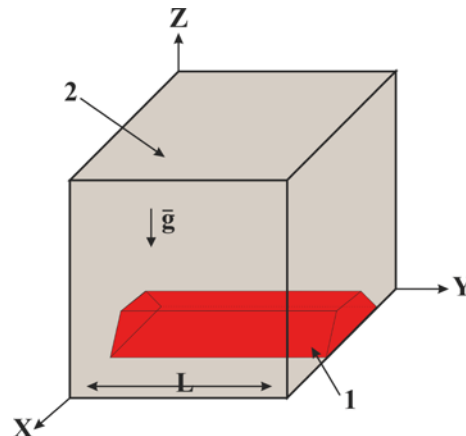


Рис. 1. Расчетная область. 1 – локальный источник энергии, 2 – внутренняя часть полости, заполненная газом

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_x}{\partial z} - \\ & - \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial u}{\partial y} - \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} = \\ & = \sqrt{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \theta}{\partial y}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega_y}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_y}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_y}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_y}{\partial z} - \\ & - \omega_x \frac{\partial v}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial v}{\partial y} - \omega_z \frac{\partial v}{\partial z} = \\ & = \sqrt{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 \omega_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_y}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial \theta}{\partial x}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \omega_z}{\partial \tau} + u \frac{\partial \omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial \omega_z}{\partial z} - \\ & - \omega_x \frac{\partial w}{\partial x} - \omega_y \frac{\partial w}{\partial y} - \omega_z \frac{\partial w}{\partial z} = \\ & = \sqrt{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 \omega_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_z}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi_x}{\partial z^2} &= -\omega_x, \\ \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} &= -\omega_y, \\ \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi_z}{\partial z^2} &= -\omega_z, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \\ = \frac{1}{\sqrt{\text{Ra} \cdot \text{Pr}}} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь x, y, z – безразмерные декартовы координаты; τ – безразмерное время; u, v, w – безразмерные составляющие компоненты вектора скорости; $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ – безразмерные составляющие вектора завихренности; ψ_x, ψ_y, ψ_z – безразмерные компоненты векторного потенциала; θ – безразмерная температура; Ra – число Рэлея; Pr – число Прандтля.

Начальные условия для сформулированной задачи (1) – (5) были рассмотрены в виде:

$$\psi_x = \psi_y = \psi_z = \omega_x = \omega_y = \omega_z = 0, \quad \theta = 0.5$$

Граничные условия:

$$\frac{\partial \psi_x}{\partial x} = \psi_y = \psi_z = 0, \quad \omega_x = 0, \quad \omega_y = -\frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2},$$

$$\omega_z = -\frac{\partial^2 \psi_z}{\partial x^2},$$

$$\theta = 0 \quad \text{при } x = 0 \text{ и } x = 1;$$

$$\psi_x = \frac{\partial \psi_y}{\partial y} = \psi_z = 0, \quad \omega_x = -\frac{\partial^2 \psi_x}{\partial y^2},$$

$$\omega_y = 0, \quad \omega_z = -\frac{\partial^2 \psi_z}{\partial y^2},$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0 \text{ и } y = 1;$$

$$\psi_x = \psi_y = \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = 0, \quad \omega_x = -\frac{\partial^2 \psi_x}{\partial z^2},$$

$$\omega_y = -\frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2}, \quad \omega_z = 0,$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0 \text{ и } z = 1;$$

$$\theta = 1 \quad \text{на поверхности источника энергии.}$$

Определяющие уравнения (1) – (5) с описанными начальными и граничными условиями были решены с помощью метода конечных разностей [7]. Созданный алгоритм решения задачи был протестирован на ряде модельных задач [1, 7, 8].

Результаты

Численные расчеты проводились на равномерной сетке размерности $120 \times 100 \times 60$. Выбор расчетной сетки обусловлен результатами оценки точности получаемых параметров, а так же величиной вычислительного времени. В частности были проведены расчеты на четырех равномерных сетках. Относительное отклонение значений среднего числа Нуссельта на поверхности источника энергии от данных, полученных с помощью разностной сетки $120 \times 100 \times 60$, составляет: для сетки размерности $40 \times 20 \times 20$ – 14.6%, для разностной сетки размерности $80 \times 40 \times 40$ – 7.9% и для разностной сетки размерности $200 \times 100 \times 100$ – 2.9%.

Численные исследования были проведены в широком диапазоне изменения числа Рэлея ($\text{Ra} = 10^4 - 10^6$).

На рисунке 2 представлены распределения изолиний y -компоненты векторного потенциала и температуры в среднем сечении $y = 0.5$.

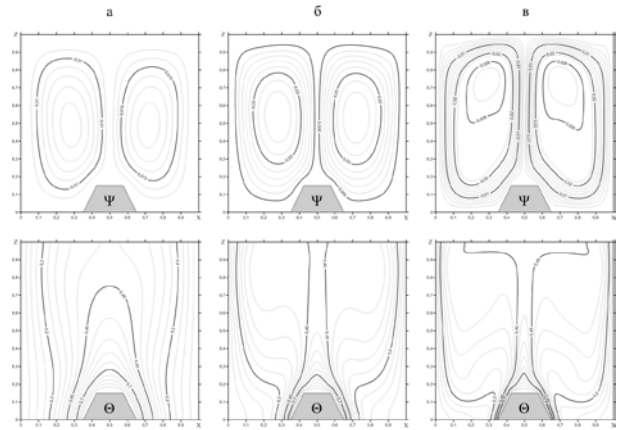


Рис. 2. Распределения изолиний ψ_y и θ в среднем сечении $y = 0.5$ при различных числах Рэлея (а – $\text{Ra} = 10^4$, б – $\text{Ra} = 10^5$, в – $\text{Ra} = 10^6$)

Как видно из этого рисунка, независимо от величины выталкивающей силы в рассматриваемой области формируются два конвективных вала, расположенных симметрично относительно трапециевидного источника. Следует отметить, что непосредственно над поверхностью тепло выделяющего элемента развивается восходящее течение, а вблизи холодных изотермических стенок наблюдаются нисходящие потоки. При увеличении числа Рэлея интенсивность вихрей возрастает. Ядра конвективных ячеек смещаются в верхнюю часть исследуемой полости, что характеризует повышение интенсивности движения и теплопереноса. При малых числах Рэлея в области доминирует кондуктивный механизм передачи энергии (рис. 2а). С ростом величины силы плавучести до значения $\text{Ra} = 10^5$ происходит плавный переход к доминированию конвективного механизма теплопереноса и его преобладание становится явным при $\text{Ra} = 10^6$.

Трехмерные поля температуры и вертикальной компоненты скорости представлены на рисунке 3. Ограничивающее влияние ограждающих твердых

стенок проявляется в существенном снижении интенсивности конвективного теплопереноса вблизи этих стенок.

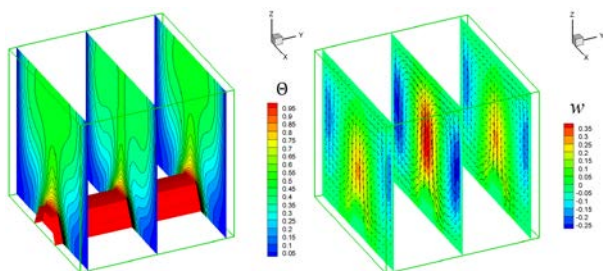


Рис. 3. Распределения температуры θ и скорости w при фиксированном значении числа Рэлея $Ra=10^5$

В результате проведенных исследований были получены распределения температуры, компонент векторного потенциала, завихренности, скоростей, а так же проведена оценка влияния фактора нестационарности и числа Рэлея на среднее число Нуссельта на поверхности источника энергии. Установлена структура течения и теплопереноса при различных масштабах влияния силы плавучести.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-6942.2015.8).

Литература

1. H.F. Oztop, P. Estelle, W.M. Yan, K. Al-Salem, J. Orfi, O. Mahian, A brief review of natural convection in enclosures under localized heating with and without nanofluids,

International Communications in Heat and Mass Transfer 60 (2015) 37–44.

2. S.G. Martyushev, M.A. Sheremet, Conjugate natural convection combined with surface thermal radiation in a three-dimensional enclosure with a heat source, International Journal of Heat and Mass Transfer 73 (2014) 340–353.

3. N.S. Gibanov, M.A. Sheremet, Effect of the buoyancy force on natural convection in a cubical cavity with a heat source of triangular cross-section, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 124 (2016) 012057.

4. A. Purusothaman, H.F. Oztop, N. Nithyadevi, Nidal H. Abu-Hamdeh, 3D natural convection in a cubical cavity with a thermally active heater under the presence of an external magnetic field, Computers and Fluids 128 (2016) 30–40.

5. A. Purusothaman, N. Nithyadevi, H.F. Oztop, V. Divya, K. Al-Salem, Three dimensional numerical analysis of natural convection cooling with an array of discrete heaters embedded in nanofluid filled enclosure, Advanced Powder Technology 27 (2016) 268–280.

6. L. Kolsi, H.F. Oztop, A. Alghamdi, N. Abu-Hamdeh, M.N. Borjini, H.B. Aissia, A computational work on a three dimensional analysis of natural convection and entropy generation in nanofluid filled enclosures with triangular solid insert at the corners, Journal of Molecular Liquids 218 (2016) 260–274.

7. Шеремет М.А. Сопряженные задачи естественной конвекции. Замкнутые области с локальными источниками тепловыделения / М.А. Шеремет. – LAP: Lambert Academic Publishing, 2011. – 167 с.

8. Гибанов Н.С. Шеремет М.А. Влияние формы и размеров локального источника энергии на режимы конвективного теплопереноса в квадратной полости. Компьютерные исследования и моделирование, 2015. – Т. 7 № 2. – С. 271–280.

АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СОПРЯЖЕННОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОМАСООБМЕНА

В.Д. Гольдин¹, В.И. Лаева²

¹634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, НИИ прикладной математики и механики ТГУ

²634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, Томский государственный университет

E-mail: vdg@math.tsu.ru

При расчёте теплового состояния твёрдого тела, обтекаемого потоком жидкости или газа, часто возникает необходимость решения сопряжённой задачи [1 - 4]. При этом поле течения около тела и тепловое поле внутри него нужно определять совместно, выставляя на поверхности раздела граничные условия 4-го рода - условия равенства температур и тепловых потоков. В некоторых простых случаях необходимое решение можно получить аналитически [1,2]. В других приходится одновременно численно решать как нестационарное уравнение теплопроводности в теле, так и задачу обтекания в каждый момент времени. Такой подход требует значительных затрат времени. С другой стороны, во многих реальных ситуациях поле течения описывается стационарной системой уравнений, тогда как поле температуры в теле – нестационарным уравнением. Этот факт связан с тем, что характерное гидродинамическое время t_h много меньше времени распространения тепловой волны t_s :

$$t_h = \frac{L}{V_h}, \quad t_s = \frac{L^2 \rho_s c_s}{\lambda_s}, \quad t_h \ll t_s;$$

здесь L – характерный размер задачи, V_h – характерная скорость потока, ρ_s, λ_s, c_s – характерные значения плотности, теплопроводности и удельной теплоёмкости тела. В настоящей работе предлагается алгоритм численного решения сопряжённой задачи конвективного теплообмена, учитывающий это различие и позволяющий существенно сократить время вычислений.

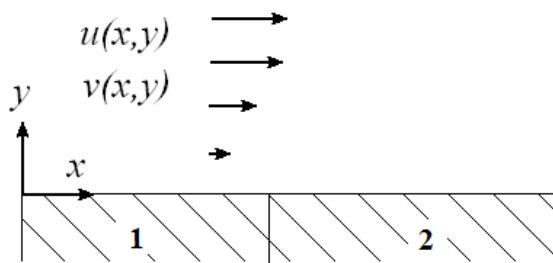


Рис. 1. Схема течения. 1, 2 – области, содержащие материалы с различными теплофизическими характеристиками

В качестве примера рассматривается двумерная задача обтекания пластины бесконечной толщины однородным ламинарным потоком несжимаемой жидкости. Пластина может состоять из областей с различными теплофизическими характеристиками.

Предполагается, что характерное число Рейнольдса достаточно велико и задача обтекания сводится к решению уравнений пограничного слоя. Кроме того, вязкость жидкости считается постоянной. Схема рассматриваемого течения приведена на рис. 1.

Задача сводится к решению системы уравнений, которая в безразмерной форме имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + f \frac{\partial u}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial \eta} = u; \quad (1)$$

$$\frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + f \frac{\partial \theta}{\partial \eta} = 2xu \frac{\partial \theta}{\partial x}; \quad (2)$$

$$\rho_s c_s \frac{\partial \theta_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y} \right) + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial \theta_s}{\partial x} \right). \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$x = \frac{x^*}{L}, \quad y = \frac{y^*}{L}, \quad \eta = y^* \sqrt{\frac{\rho U_e^*}{2\mu x^*}}, \quad t = t^* \frac{\lambda_s^*}{L_s^2 \rho_s^* c_s^*},$$

$$L_s = \frac{\lambda_s^*}{\lambda} L \sqrt{\frac{2\mu}{\rho U_e^* L}}, \quad \varepsilon = \frac{L_s}{L}, \quad u = \frac{u^*}{U_e^*}, \quad \theta = \frac{T_e - T}{T_e - T_0};$$

x^*, y^* – горизонтальная и вертикальная декартовы координаты, t^* – время, u^*, U_e^* – продольная компонента скорости и её значение на внешней границе пограничного слоя, f – безразмерная функция тока, T, T_0, T_e – температура, её начальное значение и значение на внешней границе пограничного слоя, ρ, μ, λ – плотность, вязкость и теплопроводность жидкости, Pr – число Прандтля. $\rho_s^*, c_s^*, \lambda_s^*$ – характерные значения плотности, удельной теплоёмкости и теплопроводности твёрдого тела, ρ_s, c_s, λ_s – безразмерные значения плотности, теплоёмкости и теплопроводности в твёрдом теле, отнесённые к соответствующим характеристическим величинам; индекс «s» относится к значениям в твёрдом теле. Уравнения (1), (2) решаются в области $\{x \geq 0, \eta \geq 0\}$, уравнение (3) – в области $\{x \geq 0, y \leq 0\}$. В пограничном слое используются автомодельные переменные, внутри тела – безразмерные декартовы координаты.

Начальные и граничные условия для (1)-(3):

$$t = 0 : \quad \theta_s = 1;$$

$$\eta \rightarrow \infty : \quad u \rightarrow 1, \quad \theta \rightarrow 0;$$

$$y \rightarrow -\infty : \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial y} \rightarrow 0;$$

$$y=0, \eta=0: u=0, f=0, \theta=\theta_s, \lambda_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y} = \frac{1}{\sqrt{x}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta};$$

$$x=0: \quad \theta=0, \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial x}=0;$$

$$x \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial \theta_s}{\partial x} \rightarrow 0.$$

Уравнение (1) не зависит от (2), (3); его решением является решение Блазиуса [5].

Для решения уравнения (2) применяется метод И.В.Петухова [6,7], имеющий 4-й порядок по переменной η и первый – по x . После построения разностной сетки и введения сеточных функций:

$$\theta_{i,j} = \theta(x_j, \eta_i), \quad \theta_{i,j}^{(1)} = \frac{\partial \theta}{\partial \eta}(x_j, \eta_i),$$

$$i=0, \dots, N, \quad j=0, \dots, M,$$

разностные уравнения на сеточном слое, параллельном поверхности тела, можно привести к виду:

$$\mathbf{A}_{1,0}^U + \mathbf{A}_{1,1}^U \mathbf{U}_1^U + \mathbf{A}_{1,2}^U \mathbf{U}_2^U = \mathbf{A}_{1,0}^{\cap} + \mathbf{A}_{1,1}^{\cap} \mathbf{U}_1^{\cap} + \mathbf{A}_{1,2}^{\cap} \mathbf{U}_2^{\cap},$$

$$\mathbf{A}_{2,0}^U + \mathbf{A}_{2,1}^U \mathbf{U}_1^U + \mathbf{A}_{2,2}^U \mathbf{U}_2^U = \mathbf{A}_{2,0}^{\cap} + \mathbf{A}_{2,1}^{\cap} \mathbf{U}_1^{\cap} + \mathbf{A}_{2,2}^{\cap} \mathbf{U}_2^{\cap},$$

$$"U" = i-1, \quad " \cap " = i,$$

где

$$\mathbf{U}_1^i = (\theta_{i,0}^{(1)}, \theta_{i,1}^{(1)}, \dots, \theta_{i,M}^{(1)})^T, \quad \mathbf{U}_2^i = (\theta_{i,0}, \theta_{i,1}, \dots, \theta_{i,M})^T,$$

$\mathbf{A}_{\alpha,0}^*$ - вектора, $\mathbf{A}_{\alpha,\beta}^*$ - двухдиагональные матрицы ($\alpha, \beta = 1, 2$; $"*" = "U", " \cap "$).

Полученная система разностных уравнений решается методом векторной прогонки. Пусть граничное условие на внешней границе пограничного слоя (на верхнем сеточном слое) имеет вид:

$$\mathbf{L}_0^{\cap} + \mathbf{L}_1^{\cap} \mathbf{U}_1^{\cap} + \mathbf{L}_2^{\cap} \mathbf{U}_2^{\cap} = 0.$$

Из этого условия и второго разностного уравнения можно выразить значения неизвестных на верхнем слое через их значения на нижнем:

$$\mathbf{U}_\alpha^{\cap} = \mu_{\alpha 0}^U + \mu_{\alpha 1}^U \mathbf{U}_1^U + \mu_{\alpha 2}^U \mathbf{U}_2^U, \quad \alpha = 1, 2 \quad (4)$$

После подстановки (4) в первое разностное уравнение оно приводится к виду:

$$\mathbf{L}_0^U + \mathbf{L}_1^U \mathbf{U}_1^U + \mathbf{L}_2^U \mathbf{U}_2^U = 0.$$

Здесь $\mathbf{L}_0^*, \mu_{\alpha 0}^U$ - вектора, $\mathbf{L}_\alpha^*, \mu_{\alpha \beta}^U$ - нижние треугольные матрицы.

В результате после повторения этих операций от верхнего разностного слоя до нижнего на поверхности тела получается соотношение:

$$\mathbf{L}_0^0 + \mathbf{L}_1^0 \mathbf{U}_1^0 + \mathbf{L}_2^0 \mathbf{U}_2^0 = 0,$$

которое после обращения матрицы \mathbf{L}_1^0 можно привести к виду:

$$\mathbf{U}_1^0 = \mathbf{G}^0 + \mathbf{G} \mathbf{U}_2^0, \quad (5)$$

или, в покомпонентной форме:

$$q_{w,j} \equiv \frac{\partial \theta}{\partial \eta}(x_j, 0) = G_j^0 + \sum_{k=0}^j G_{jk} \theta_{w,k}. \quad (6)$$

Равенства (5), (6) являются обобщением закона Ньютона для конвективного теплового потока, в котором линейный оператор, представленный нижней треугольной матрицей $-\mathbf{G}$, является обобщённым коэффициентом теплоотдачи. В случае постоянной температуры поверхности (6) приводится к обычному соотношению Ньютона для несопряжённой задачи (в рассматриваемом конкретном примере $\mathbf{G}^0 = 0$):

$$q_{w,j} \equiv -\alpha \theta_{w,j}, \quad \alpha = - \sum_{k=0}^j G_{jk}. \quad (7)$$

На рис. 2 показаны значения обобщённого коэффициента теплоотдачи при $x = 3$, там же пунктирной линией показано значение обычного коэффициента теплоотдачи α для несопряжённой задачи.

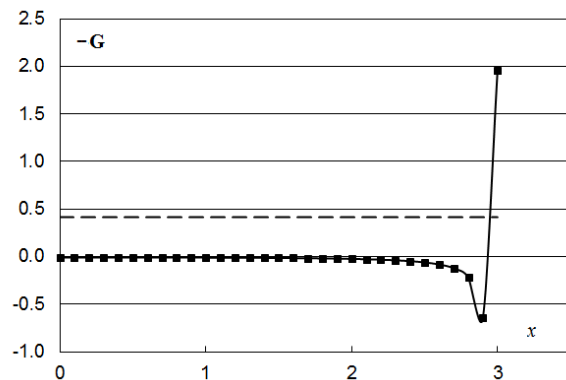


Рис. 2. Обобщённый коэффициент теплоотдачи.

С учётом (6) граничное условие для уравнения теплопроводности в твёрдом теле примет вид:

$$\lambda_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y}(x_j, 0) = \frac{1}{\sqrt{x_j}} \left(G_j^0 + \sum_{k=0}^j G_{jk} \theta_{s,0,k} \right) \quad (8)$$

Во многих случаях в уравнении (3) значение $\varepsilon \ll 1$, поэтому в настоящей работе соответствующий член опускается и уравнение (3) превращается в одномерное, параметрически зависящее от x . Для его решения используется стандартная неявная разностная схема [8], имеющая второй порядок аппроксимации по переменной y и первый – по t . При этом на поверхности контакта с обтекающей жидкостью используется граничное условие (8).

Результаты расчёта температуры поверхности в различные моменты времени для однородной пластины (в областях 1, 2 – одинаковые материалы: $\rho_s = c_s = \lambda_s = 1$) как в предлагаемой постановке с использованием (6), так и в несопряжённой с использованием (7), представлены на рис. 3. Отметим, что в этом случае отличие в температуре поверхности не превышает 20%.

Аналогичные результаты для случая неоднородной пластины ($\rho_{s1} = c_{s1} = \lambda_{s1} = 1, x \leq 1$; $\rho_{s2} = 0.5, c_{s2} = 1, \lambda_{s2} = 0.02, x > 1$;) представлены на рис. 4. Как видно из рисунка, здесь возможно отличие в несколько раз на значительном расстоянии от линии раздела материалов.

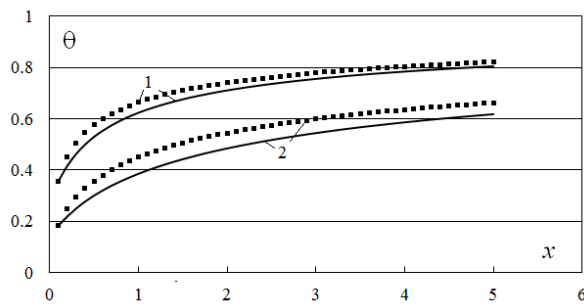


Рис. 3. Распределение температуры поверхности однородной пластины при $t = 1$ (кривые 1) и при $t = 5$ (кривые 2). Сплошные линии – сопряжённая постановка, точки – несопряжённая.

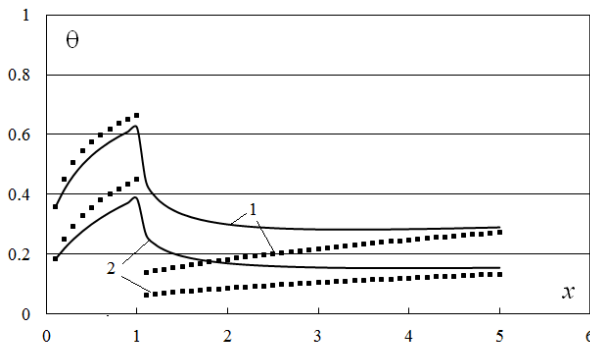


Рис. 4. Распределение температуры поверхности пластины, состоящей из двух материалов при $t = 1$ (кривые 1) и при $t = 5$ (кривые 2). Сплошные линии – сопряжённая постановка, точки – несопряжённая.

После решения задачи в твёрдом теле распределение температуры в пограничном слое может быть получено путём обратной прогонки с использованием формул (4).

Представленный алгоритм существенно сокращает время решения сопряжённой задачи. Он использует вычисление обобщённых коэффициентов теплоотдачи, учитывающих влияние распределения температуры поверхности вверх по потоку. Эти коэффициенты не зависят от температуры внутри тела и для линейной тепловой задачи в жидкости могут быть вычислены лишь один раз – в начальный момент времени.

В более сложных задачах активной и пассивной тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов часто требуется учитывать зависимость теплофизических характеристик и плотности жидкости (газа), а также возможность вдува газа в пограничный слой [3,4]. В этих случаях тепловая задача в газе становится нелинейной, и для её решения требуется применение итерационного метода с использованием линеаризации по возмущениям значений температуры и функции тока на поверхности тела.

Однако и в такой постановке возможно использование обобщённых коэффициентов теплоотдачи. После линеаризации уравнения энергии в жидкости и построения схемы И.В.Петухова систему разностных уравнений можно привести к виду:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{1,0}^U + \mathbf{A}_{1,1}^U \mathbf{U}_1^U + \mathbf{A}_{1,2}^U \mathbf{U}_2^U + \mathbf{A}_{1,3}^U \delta f_w + \mathbf{A}_{1,4}^U \delta \theta_w &= \\ &= \mathbf{A}_{1,0}^{\cap} + \mathbf{A}_{1,1}^{\cap} \mathbf{U}_1^{\cap} + \mathbf{A}_{1,2}^{\cap} \mathbf{U}_2^{\cap} + \mathbf{A}_{1,3}^{\cap} \delta f_w + \mathbf{A}_{1,4}^{\cap} \delta \theta_w, \\ \mathbf{A}_{2,0}^U + \mathbf{A}_{2,1}^U \mathbf{U}_1^U + \mathbf{A}_{2,2}^U \mathbf{U}_2^U + \mathbf{A}_{2,3}^U \delta f_w + \mathbf{A}_{2,4}^U \delta \theta_w &= \\ &= \mathbf{A}_{2,0}^{\cap} + \mathbf{A}_{2,1}^{\cap} \mathbf{U}_1^{\cap} + \mathbf{A}_{2,2}^{\cap} \mathbf{U}_2^{\cap} + \mathbf{A}_{2,3}^{\cap} \delta f_w + \mathbf{A}_{2,4}^{\cap} \delta \theta_w, \\ "U" = i-1, \quad " \cap " = i, \end{aligned}$$

где $\delta \theta_w, \delta f_w$ – разность между значениями температуры и функции тока на поверхности тела на текущей и предыдущей итерациях.

В результате применения метода прогонки, аналогичного описанному выше, для теплового потока получается формула, аналогичная (5):

$$\mathbf{U}_1^0 = \mathbf{G}^0 + \mathbf{G}^1 \delta f_w + \mathbf{G}^2 \delta \theta_w,$$

или, в покомпонентной форме:

$$q_{w,j} \equiv \frac{\partial \theta}{\partial \eta}(x_j, 0) = G_j^0 + \sum_{k=0}^j (G_{jk}^1 \delta f_{w,k} + G_{jk}^2 \delta \theta_{w,k}),$$

где нижние треугольные матрицы $\mathbf{G}^1, \mathbf{G}^2$ являются обобщёнными коэффициентами тепло- и массообмена.

Поскольку во многих случаях нелинейность тепловой задачи обтекания ниже нелинейности уравнений движения, то следует ожидать, что зависимость обобщённых коэффициентов от теплового состояния тела окажется слабой и при решении нестационарной сопряжённой задачи их придётся пересчитывать только в отдельные редкие моменты времени.

Литература

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
2. Лыков А.В. Тепломассообмен (справочник). М.: Энергия, 1971. 560 с.
3. Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряжённые и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 318 с.
4. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. 338 с.
5. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978. 736 с.
6. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. – М.: Наука, 1964. – С. 304 – 324.
7. Гольдин В.Д., Ёркина Е.В. Применение метода И.В.Петухова к решению задачи Коши и краевой задачи для обыкновенных дифференциальных уравнений - Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Вып. 4. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 2001. С. 56-58.
8. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы (введение в теорию). М.: Наука, 1977. 440 с.

ПРОГРАММА РАСЧЁТА СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ПРИ ЕГО СПУСКЕ В АТМОСФЕРЕ С ПЕРЕМЕННЫМ УГЛОМ АТАКИ

В.Д. Гольдин, В.А. Овчинников, К.Н. Ефимов

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27, НИИ ПММ ТГУ

E-mail: vdg@math.tsu.ru

При проектировании гиперзвуковых летательных аппаратов одним из важных вопросов является прогнозирование их теплового состояния в полёте и определения веса необходимой тепловой защиты. В настоящей работе представлен программный комплекс для расчёта нестационарного сопряжённого тепломассообмена таких тел при их движении по заданной траектории с переменным углом атаки.

При разработке комплекса использовались следующие математические модели:

- модель пространственного пограничного слоя на поверхности затупленного тела с учётом возможного вдува продуктов разрушения тела под действием аэродинамического нагрева;

- модель распространения тепла в многосоставном твёрдом теле в трёхмерной постановке с учётом термического разложения и фильтрации газообразных продуктов пиролиза к нагреваемой поверхности;

- модель термохимического разрушения поверхности тела при взаимодействии с высокотемпературным газовым потоком.

Исходными данными для программы являются:

- параметры траектории движения тела;
- геометрия внешнего контура тела и его внутренней структуры;
- набор таблиц распределения давления вдоль обтекаемой поверхности при различных значениях параметров обтекания.

Траектория задаётся в виде таблицы, содержащей значения высоты, скорости полёта и угла атаки в зависимости от времени.

При задании геометрии предполагается, что тело является телом вращения. Внешняя поверхность и внутренняя структура тела в меридиональном сечении задаются с помощью специально созданной программы. При этом границы всех подобластей строятся из отрезков прямых и дуг окружностей. Одновременно для каждой внутренней подобласти задаётся содержащийся в ней материал из заранее подготовленного списка.

Таблица распределений давления по внешнему контуру тела рассчитывается заранее из уравнений невязкого обтекания при заданных параметрах: высоты полёта, скорости и угла атаки. В рассматриваемом программном комплексе используется интерполяция полученных табличных значений.

Для определения тепловой нагрузки в заданных точках траектории решается задача пространственного пограничного слоя в системе

координат, нормально связанной с поверхностью тела [1,2]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \varphi}(\rho w) = 0, \\ & \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = \\ & = - \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \\ & \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = \\ & = - \frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \\ & \rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial H}{\partial \varphi} \right) = \\ & = \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (Pr_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right) \end{aligned}$$

$$P = \rho h (\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \varphi), \quad H = h + (u^2 + w^2) / 2$$

$$\mu_\Sigma = \mu + \Gamma \mu_T, \quad Pr_\Sigma = \mu_\Sigma Pr - Pr_T / (\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr).$$

Здесь s, n, φ – продольная, нормальная к поверхности тела и окружная координаты (см. рис. 1); r_w – расстояние точки на теле до оси; u, w, v – продольная, окружная и нормальная компоненты скорости течения; H – полная энтальпия, P, ρ – давление и плотность газа; μ – вязкость, Pr – число Прандтля, Γ – коэффициент перемежаемости; γ_{ef} – эффективный показатель адиабаты; индексы «Т», «Σ» – относятся к турбулентным и суммарным характеристикам течения.

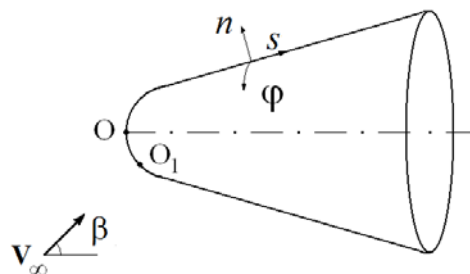


Рис. 1. Схема обтекания

На внешней границе пограничного слоя выставляется условие совпадения продольных скоростей и энтальпии с их значениями в невязком потоке:

$$u \rightarrow u_e(s, \varphi), \quad w \rightarrow w_e(s, \varphi), \quad H \rightarrow H_e.$$

На поверхности тела выставляются условия прилипания и заданный расход массы вдуваемого газа:

$$u = w = 0, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_w(s, \varphi).$$

Кроме того, на поверхности тела выставляются условия 4-го рода: непрерывность температуры и теплового потока.

При решении задачи в пограничном слое предполагается наличие равновесных химических реакций, разделение химических элементов не учитывается. Кроме того, предполагается, что концентрации элементов вдуваемых газов, отличающихся от элементов воздуха, малы.

Уравнения пограничного слоя приводятся к переменным Дородницына [1,2]. Для их решения используется численный метод И.В.Петухова [3], имеющий 4-й порядок аппроксимации по нормальной координате и 1-й — по продольным.

Распределение температур в теле рассчитывается из трёхмерного нестационарного уравнения энергии с учётом возможного термического разложения материалов и фильтрации газообразных продуктов разложения к нагреваемой поверхности:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_s \varphi_s h_s + \rho_g \varphi_g h_g) + \operatorname{div}(\rho_g \varphi_g \vec{v}_g h_g) = \operatorname{div}(\lambda_{eff} \nabla T),$$

$$\operatorname{div}(\rho_g \varphi_g \vec{v}_g) = W, \quad \frac{\partial \rho_{eff}}{\partial t} = -W,$$

$$W = k_0(\rho_{eff} - \rho_k) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Здесь t – время; φ_s, φ_g – объёмные доли твердой и газовой фазы материала тела; $\rho_s, \rho_g, \rho_{eff}$ – плотность материала твердой фазы, газа в порах и эффективная плотность материала; ρ_k – плотность коксового остатка; h_s, h_g – удельная энтальпия твердой фазы и газа в порах, при этом $h_g = h_s + Q$; Q – тепловой эффект реакции разложения твердой фазы; λ_{eff} – эффективный коэффициент теплопроводности пористого материала; \vec{v}_g – вектор скорости газа в порах.

В начальный момент времени задаётся температура тела и исходная пористость разлагающихся материалов.

При расчёте температуры предполагается, что внутри тела присутствует область, до которой тепловая волна не доходит за всё время движения. На границе этой области задаётся условие тепловой изоляции и условие непротекания для фильтрующихся газов.

На внешней поверхности тела, контактирующей с пограничным слоем, выставляются условия сохранения массы, непрерывности температуры и теплового потока с учётом возможного термического разрушения поверхности:

$$T_w = T_s,$$

$$q_w + \varepsilon_w \sigma T_w^4 + (\rho v)_w(h - h_{s,eff}) = -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial n_s},$$

$$(\rho v)_w = G_g + \rho_{eff} \omega, \quad G_g = \rho_g \varphi_g v_{gn},$$

$$(\rho v)_w c_j^* + J_j^* = \rho_{eff} \omega c_{js}^{(1)*} + G_g c_{js}^*, \quad j = 1, \dots, L,$$

$$J_j^* = -\left(\frac{\alpha}{c_p}\right) \left(c_{je}^* - c_j^*\right), \quad j = 1, \dots, L.$$

Здесь q_w – тепловой поток от пограничного слоя, ε_w – излучательная способность поверхности тела, σ – постоянная Стефана-Больцмана; $h_{s,eff}$ – суммарная энтальпия пористого материала, h – статическая энтальпия газа, ω – линейная скорость перемещения разрушающейся поверхности; c_j^*, J_j^* – массовая концентрация и диффузионный поток j -ого элемента газовой фазы, L – число химических элементов, $c_{je}^*, c_{js}^{(1)*}, c_{js}^*$ – концентрация j -ого элемента на внешней границе пограничного слоя, внутри твердой фазы материала тела и в продуктах пиролиза. Диффузионные потоки элементов определяются с использованием аналогии Рейнольдса.

Тепловой поток q_w определяется по формуле:

$$q_w = -\left(\frac{\alpha}{c_p}\right) (H_e - H_w),$$

где коэффициент теплообмена α/c_p в зависимости от сценария расчёта может быть вычислен одним из следующих способов. В случае решения полной сопряжённой задачи после расчёта уравнений пограничного слоя с заданными распределениями температуры и массы вдуваемых газов по поверхности тела, α/c_p вычисляется по формуле:

$$\left(\frac{\alpha}{c_p}\right) = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial H}{\partial n} \frac{1}{H_e - H_w}.$$

В результате граничное условие 4-ого рода преобразуется в условие 3-ого рода.

С другой стороны, в программе имеется возможность вместо решения уравнений пограничного слоя использовать известные приближённые формулы для определения тепловой нагрузки. При этом α/c_p можно вычислять по одной из приближённых формул [4 - 7].

Для замыкания условий теплового сопряжения и вычисления скорости термического разрушения поверхности привлекаются условия протекания равновесных химических реакций и условие равновесного испарения (предполагается, что теплозащитные материалы имеют графитовую основу). При рассмотрении химических реакций предполагается, что газовая смесь на поверхности тела состоит из компонентов $O, O_2, N, N_2, NO, Ar, CO, CO_2, C, C_2, C_3$; в качестве элементов выбраны Ar, C, O, N .

Для решения уравнения энергии внутри тела строится разностная сетка, близкая к ортогональной около нагреваемой поверхности. После построения сетки в меридиональном сечении тела 3-хмерные ячейки образуются путем вращения плоских ячеек вокруг оси тела и последующего деления полученных кольцевых областей на равные части по углу поворота. На рис. 2 показана схема меридионального сечения построенной сетки при выборе достаточно крупных сеточных ячеек.

При построении неявной разностной схемы используется схема «Ромб», обобщённая на трёхмерный случай [8]. Полученная схема является абсолютно консервативной и условно монотонной; она имеет первый порядок аппроксимации по времени и второй – по пространственным

переменным. Для решения разностных уравнений применяется метод покоординатного расщепления со стабилизирующей поправкой. Применение итераций на каждом временном шаге позволяет использовать достаточно крупный шаг по времени [8].

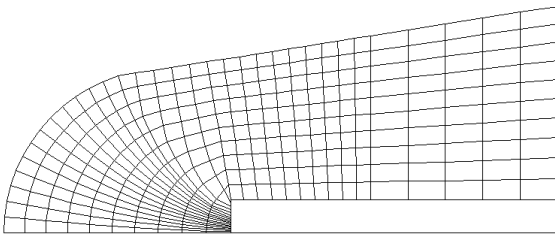


Рис. 2. Схема построения сетки внутри тела

Программа предназначена для работы под управлением операционной системы Windows. Она обладает достаточно удобным интерфейсом, позволяющим задавать исходные данные, выбирать сценарий расчёта и наблюдать за процессом решения.

Расчёт по рассматриваемой программе состоит из следующих этапов:

- Ввод исходных данных.
- Задание сценария расчёта.
- Построение сеток в пограничном слое и внутри тела.
- Запуск расчёта.
- Наблюдение за процессом расчёта.
- Окончание или прерывание расчёта.

В процессе расчёта во внешнюю память выводятся основные характеристики на поверхности тела в заданные моменты времени с возможностью последующего просмотра:

- температура поверхности,
- скорость массового уноса,
- тепловой поток и коэффициент теплообмена,
- линейный унос.

Кроме того, имеется возможность экспорта рассчитанных значений тепловых потоков, коэффициентов теплообмена и 3D-полей температуры в заданные моменты времени в программу ParaView.

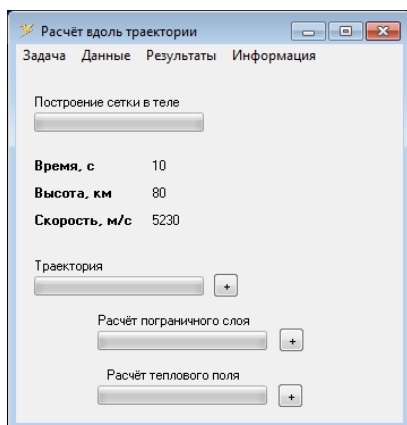


Рис. 3 Внешний вид основного окна программы

На рис. 3 приведен внешний вид основного окна программы, содержащий основное меню и средства визуализации процесса расчёта. На рис. 4 показано окно наблюдения за процессом движения тела по траектории. На рис.5 представлено окно,

содержащее вычисленное распределение теплового потока по поверхности тела в текущий момент времени. В программе присутствуют аналогичные средства, показывающие текущее распределение температуры поверхности тела.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования Российской федерации (проект № 9.1024.2014/К).

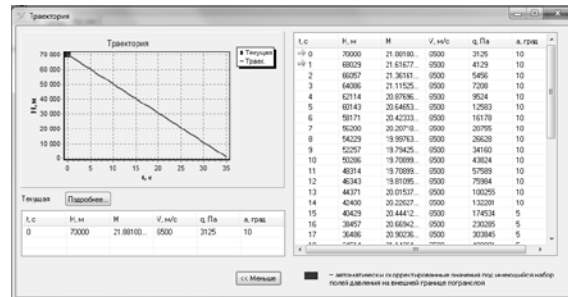


Рис. 4. Окно наблюдения за процессом движения тела по траектории

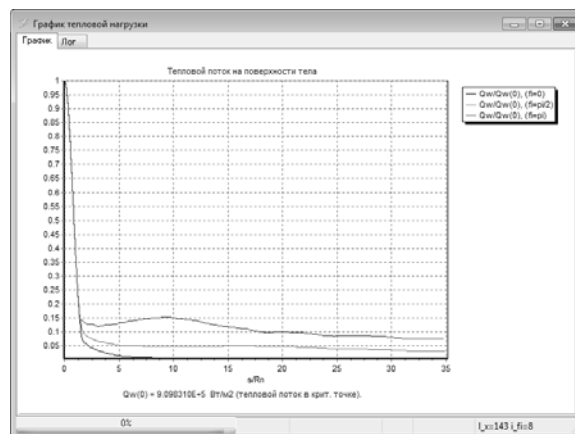


Рис.5. Окно представления текущего распределения теплового потока по поверхности тела

Литература

1. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 222 с.
2. Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. 358 с.
3. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. –М.: Наука, 1964. –С. 304 – 324.
4. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике (под ред. В.С.Авдеевского). – М.: Машиностроение, 1992. – 528 с.
5. Землянский Б.А., Степанов Г.Н. О расчете теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173-177.
6. V. Zoby, J.N. Moss, K. Sutton Approximate Convective-heating Equations for Hypersonic Flows // J. of Spacecraft and Rockets.1981. V. 18. N. 1. PP. 64-70.
7. R.D. Quinn, L.Gong. A Method for Calculating Transient Surface Temperatures and Surface Heating Rates for High-Speed Aircraft. NASA/TP-2000-209034. 30 p.
- Гаджиев А.Д., Писарев В.Н., Шестаков А.А. Метод расчёта двумерных задач теплопроводности на неортогональных сетках. - Журнал вычислительной математики и математической физики, 1982, т. 22, № 2. С. 339 – 347.

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ЦИКЛА МАЙСОЦЕНКО. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В.И. Терехов^{1,2}, М.В. Горбачев², Х.К. Кхафаджи²

¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

² Новосибирский государственный технический университет

630090, Россия, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, 1

E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

В настоящее время уровень развития теплоэнергетических устройств характеризуется интенсивным ростом интереса к возобновляемым источникам энергии, а также разработкой и созданием на их основе высоко энергоэффективных технических устройств. К таким устройствам можно отнести новые системы испарительного охлаждения, применяющиеся для различных энергетических технологий – установки охлаждения, увлажнения и очистки воздуха. В таких устройствах удастся безмашинным способом охлаждать полезно используемый воздух до температуры мокрого термометра или точки росы. Данный способ охлаждения особенно эффективен при создании систем кондиционирования в условиях сухого и жаркого климата [1 – 6].

Высокая психрометрическая разность температур сухого и насыщенного воздуха может быть использована в аппарате косвенно-испарительного охлаждения (Рис. 1). Данная схема теплообменного аппарата косвенно-испарительного типа известна как цикл Майсоценко (*M-cycle*). Процессы тепло- и массообмена, протекающие в таком аппарате, близки к термодинамически обратимым процессам, что позволяет получить максимальный эффект охлаждения воздуха при минимальных затратах энергии. Теоретическим пределом охлаждения влажного воздуха в таком аппарате косвенно-испарительного охлаждения – температура точки росы [1,4,6,7]. Также положительным эффектом охлаждения в рабочем канале является неизменность концентрации потока воздуха.

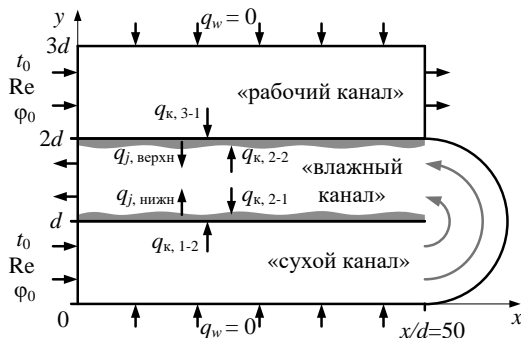


Рис. 1. Расчетная схема

Данная работа посвящена моделированию и оценке возможностей применения теплообменного аппарата по схеме Майсоценко. Данный аппарат представляет собой семейство плоскопараллельных каналов, расстояние между которыми равно $d = 6$ мм. Внешние стороны каналов теплоизолированы ($q_w = 0$). В нижнем канале протекает

«сухой» поток воздуха, а стенки «влажного» канала покрыты пленкой воды, в котором движется влажный поток воздуха. При этом толщина жидкой пленки на стенках принимается бесконечно малой и на гидродинамику потока в канале и термическое сопротивление она влияния не оказывает. Процесс течения двумерный, стационарный, режим течения – ламинарный; смачивание пластин канала пленкой воды происходит по всей длине; волновые эффекты не учитываются; термическим сопротивлением пленки воды пренебрегается; лучистым теплообменом, вязкой диссипацией и эффектами Дюфо и Соре пренебрегалось.

Система полных уравнений Навье-Стокса, описывающих процессы испарения воды и течения воздуха (с учетом принятых допущений), включает в себя следующие соотношения:

– неразрывности:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0; \quad (1)$$

– движения (вдоль осей x и y , соответственно):

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right),$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right); \quad (2)$$

– энергии:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{D}{c_p} (c_{pv} - c_{pa}) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \frac{\partial K}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial K}{\partial y} \right); \quad (3)$$

– диффузии:

$$u \frac{\partial K}{\partial x} + v \frac{\partial K}{\partial y} = D \left(\frac{\partial^2 K}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K}{\partial y^2} \right). \quad (4)$$

При этом граничные условия записываются в виде:

– параметры воздуха на входе ($x = 0$) в сухой и рабочий каналы постоянны;

– на выходе из каналов: $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial x} = 0$;

– поперечная составляющая скорости пара определяется из уравнения баланса массы на проницаемой стенке:

$$v_w = \frac{-D}{1 - K_w} \frac{\partial K}{\partial y} \Big|_w;$$

– массовая концентрация пара на стенке соответствует параметрам насыщения.

Система дифференциальных уравнений (1)–(4) совместно с граничными условиями решалась численно с использованием метода конечных объемов. Для связи скорости и давления использовался алгоритм SIMPLE [8]. При дискретизации использовалась равномерная сетка, оптимальный размер которой по результатам тестовых исследований, составил 200×70 ячеек в продольном и поперечном направлениях, соответственно.

Результатами численного моделирования являлись основные параметры потока влажного воздуха: среднемассовая температура и концентрация воздуха в каналах, а также профили скоростей, температур, концентраций компонентов и давлений для каждого из каналов.

На Рис. 2 показаны визуализации полей температур и концентраций во всех каналах, полученные численным моделированием указанных выше уравнений.

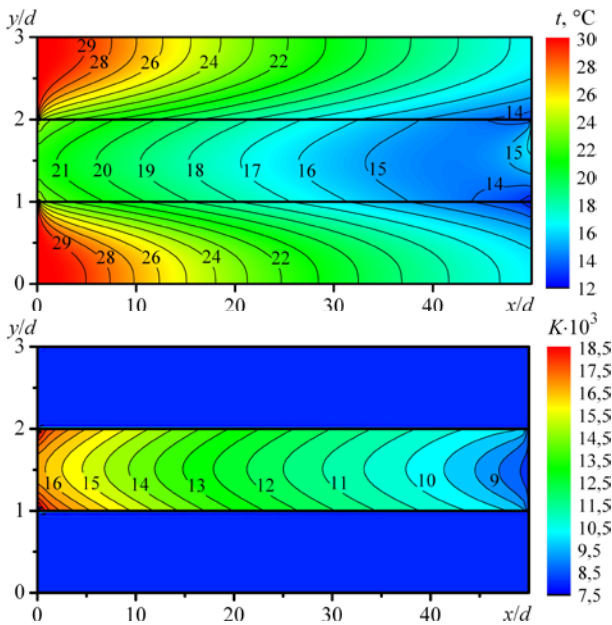


Рис. 2. Распределение температур и концентраций: ($Re=100$, $t_0=30^\circ\text{C}$, $\phi_0=30\%$)

Зависимости изменения среднемассовых температур и концентрации воздуха по длине теплообменного аппарата показаны на Рис. 3. Видно, что среднемассовая температура воздуха в рабочем канале (при рассматриваемых условиях) принимает значения ниже, чем температура мокрого термометра $t_{\text{М.Т.}} \approx 17.9^\circ\text{C}$. При этом массовая концентрация воздуха во влажном канале, а, следовательно, и влагосодержание потока увеличивается. Так же графические данные указывают на то, что достаточно большая часть площади теплообмена во влажном канале находится в состоянии насыщения. Причем изменение температуры по длине во влажном канале носит не монотонный характер и на некотором расстоянии от входа ($x \approx 43H$ при рассматриваемых исходных параметрах) наблюдается ее минимум.

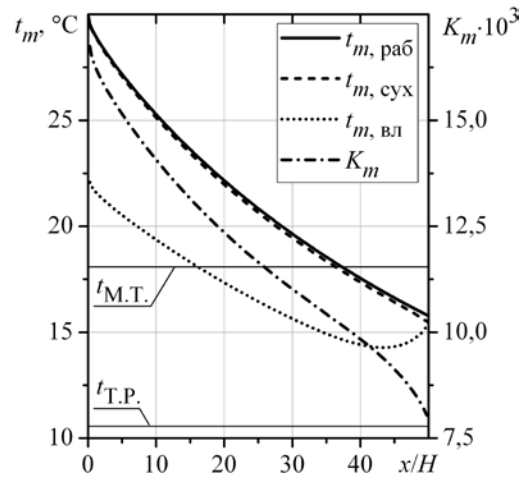


Рис. 3. Изменение среднемассовых параметров по длине теплообменного аппарата ($Re=100$, $t_0=30^\circ\text{C}$, $\phi_0=30\%$)

Важным показателем эффективности работы теплообменного аппарата является величина удельной холодопроизводительности, которая определяется как разность теплосодержания воздуха на входе в канал и выходе:

$$Q_T = \rho_0 u_0 c_p (t_0 - t_{\text{вых}}).$$

Так как рассматриваемый тепломассообменный аппарат состоит из каналов, в одном из которых происходит охлаждение (сухой или рабочий каналы), а в другом увлажнение (влажный), то данный аппарат можно применять как для охлаждения потока воздуха, так и для его увлажнения. Таким образом, эффективность работы тепломассообменного аппарата можно оценить с помощью коэффициентов [1, 4 – 7]:

– влажностной эффективности:

$$\psi = \frac{K_m - K_{0,\text{н}}}{K_T - K_{0,\text{н}}},$$

где K_T – массовая концентрация водяных паров насыщенного воздуха, соответствующая температуре $t_{0,\text{н}}$;

– тепловой эффективности. В качестве характерной температуры на выходе из сухого канала можно принять температуру мокрого термометра ($t_{\text{М.Т.}}$) или температуру точки росы ($t_{\text{Т.Р.}}$), то тепловую эффективность испарительных ячеек следует рассчитывать как по $t_{\text{Т.Р.}}$, так и по $t_{\text{М.Т.}}$ [1, 4 – 6]:

$$\varepsilon_{\text{Т.Р.}} = \frac{t_{0,\text{н}} - t_{\text{Т.Р.}}}{t_{0,\text{н}} - t_{\text{М.Т.}}}; \quad \varepsilon_{\text{М.Т.}} = \frac{t_{0,\text{н}} - t_{\text{М.Т.}}}{t_{0,\text{н}} - t_{\text{Т.Р.}}}.$$

Указанные выше параметры характеризуют степень отклонения выходных температур и влажности паровоздушной смеси от состояния насыщения.

Количественное изменение значений тепловых и влажностной эффективности для косвенно-испарительного тепломассообменного аппарата приведено на Рис. 4 при вариациях значений t_0 , числа Рейнольдса и относительной влажности.

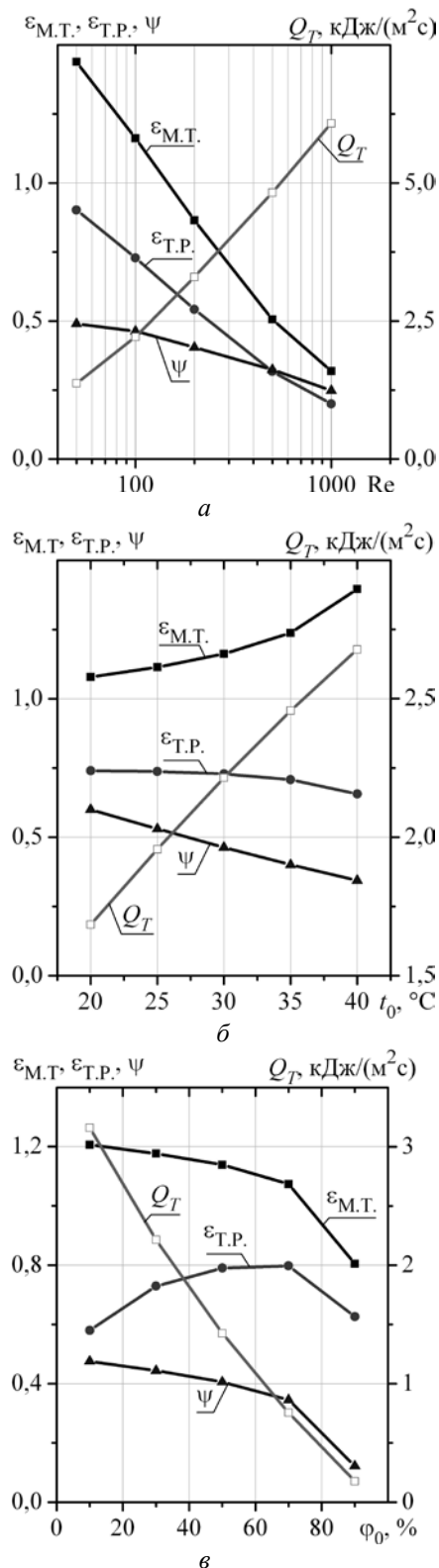


Рис. 4. Влияние исходных параметров на тепловую и влажностную эффективность ($Re=100$, $t_0=30^\circ\text{C}$, $\phi_0=30\%$)

Из приведенных графических данных следует, что с увеличением начальных значений числа Рейнольдса и температуры, тепловые и влажностные характеристики рассматриваемого аппарата имеют тенденцию к уменьшению соответствующих значений. Также необходимо отметить, что значения тепловой эффективности $\varepsilon_{T.P.}$ превышают единицу.

Это указывает на то, что тепловую эффективность косвенно-испарительных ячеек целесообразнее рассчитывать не по температуре мокрого термометра, а по температуре точки росы. Тепловая эффективность $\varepsilon_{T.P.}$ теплообменной ячейки косвенно-испарительного типа превышает аналогичное значение для классического теплообменного аппарата (порядка 0.3 – 0.4). Это делает применение теплообменных ячеек более конкурентно-способными, чем теплообменные аппараты без применения фазовых переходов. Основным недостатком такой схемы является резкое уменьшение холодопроизводительности при увеличении относительной влажности входного воздуха.

Несмотря на преимущества рассмотренной схемы теплообменника, он имеет ряд недостатков, обусловленных, прежде всего снижением эффективности их работы при использовании воздуха с повышенной влажностью, что требует проведения дополнительного и самостоятельного анализа.

Полученные в настоящей работе данные могут быть использованы для оптимизационного анализа охлаждения воздуха при вариации числа Рейнольдса, влажности воздуха, длины канала и геометрических размеров каналов. Можно предположить, что подобные тенденции будут наблюдаться и при иных температурах и влажностях воздуха на входе в аппарат, однако этот вывод требует дополнительных расчетов.

К перспективным направлениям дальнейших исследований следует отнести обоснование и выбор жидкости для ее испарения во влажных каналах, а так же вариации конструктивных схем течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-08-00372).

Литература

1. Anisimov S., Pandelidis D. Numerical study of the Maisotsenko cycle heat and mass exchanger, Int. J. Heat and Mass Transfer, 2014, Vol. 75, pp. 75–96.
2. Duan Z. etc. Indirect Evaporative Cooling: Past, Present and Future Potentials, Renew. Sust. Energy, 2012, Vol. 16, pp. 6823–6850.
3. Халатов А.А., Карп И.Н., Исаков Б.В. Термодинамический цикл Майсоценко и перспективы его применения в Украине//Відновлюв. енерг.2012. № 4, С.13 - 29.
4. Anisimov S., Pandelidis D., Danielewicz J. Numerical study and optimization of the combined indirect evaporative air cooler for air-conditioning systems. Energy 2015, Vol. 80, pp. 452–464.
5. Hasan A. Indirect evaporative cooling of air to a sub-wet bulb temperature. Applied Thermal Engineering 2010, Vol. 30(16), pp. 2460–2468.
6. Maisotsenko V., Gillan L., Kozlov A. The Maisotsenko cycle for power generation, waster energy recovery and water reclamation. Proc. of Clean Energy Supercluster Forum, Fort Collins, CO, IDALEX Inc. USA. -2010, 41 p.
7. Терехов В.И., Горбачев М.В., Кхафаджи Х.К. Оптимизация параметров косвенно-испарительных ячеек при спутном и встречном течении теплоносителей // Тепловые процессы в технике 2016, №5, с. 207-213.
8. Patankar S.V. Numerical heat transfer in fluid flow. Hemisphere/McGraw-Hill, New York, USA, 1980. – 197 p.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ КОМПЛЕКСОВ ПО РАЗДЕЛЕНИЮ ИЗОТОПОВ УРАНА

С.М. Губанов¹, М.В. Чуканов¹, М.И. Дурновцев¹, А.А. Картавых¹, А.Ю. Крайнов²,
Э.Р. Шрагер²

¹АО «Сибирский химический комбинат»
636039, Россия, г. Северск, ул. Курчатова, 1
E-mail: shk@seversk.tomsknet.ru

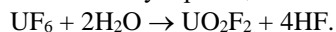
²Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Процессы, происходящие в газовых центрифугах (ГЦ), осуществляются при газообразном агрегатном состоянии UF_6 (ГФУ) и связаны с изменениями кинетической и потенциальной энергии ГФУ, изотопного состава урана. Такие процессы характеризуются большим количеством отводимой тепловой энергии.

Отведение энергии осуществляется системами термостатирования. Затраты энергии систем термостатирования составляют до 30 % энергопотребления производства в целом.

Отвод тепловой энергии от ГЦ организован двумя способами. Путём водяного охлаждения специальных рубашек газовых центрифуг, являющихся элементом их конструкции, а также путём охлаждения корпусов ГЦ воздухом.

Охлаждение воздухом осуществляется с применением систем вентиляции, которыми оборудованы машинные залы. Помимо функции по охлаждению корпусов ГЦ, вентиляция обеспечивает требуемый влажностный режим в помещении машзала. Поскольку технологический процесс практически на каждом этапе осуществляется в условиях вакуума, важнейшей функцией осушки воздуха является исключение подсоса влаги во внутренние полости оборудования и коммуникаций. Влага, содержащаяся в воздухе, при контакте с ГФУ, вступает в химическую реакцию:



Образующееся твердое вещество UO_2F_2 забивает коммуникации, препятствует ведению нормального технологического процесса, а HF вызывает коррозионные повреждения коммуникаций и оборудования. Нагрузка на вентиляцию составляет до 22% общей мощности искусственного охлаждения.

В рамках исследований распределения температуры и влажности воздуха произведено математическое моделирование процессов вентиляции здания. В основу модели вентиляции [1] положены уравнения газовой динамики, записанные в двумерном плоском приближении.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = G_V - G_F, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + \frac{\partial \rho_p u}{\partial x} + \frac{\partial \rho_p v}{\partial y} = -\frac{\rho_p}{\rho} G_F, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} = G_V u - G_F u - F_x, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial y} = G_V v - G_F v - F_y, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial (\rho Eu + pu)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho Ev + pv)}{\partial y} = & H_V G_V - \\ & - \left(H_F + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) G_F - \frac{\alpha_1}{H} (T - T_1) - \\ & - \frac{\alpha_2}{H} (T - T_2) - \frac{\alpha_3}{H} (T - T_3) - \\ & - \alpha_4 s_{ud1} (T - T_4) - \alpha_5 s_{ud2} (T - T_5), \end{aligned} \quad (5)$$

$$p = \rho R T. \quad (6)$$

Расчёты проводились для нескольких характерных вариантов подачи воздуха в здание. Некоторые результаты расчётов в виде тоновых полей относительной плотности примесей (H_2O) в моменты времени представлены на рисунке 2.

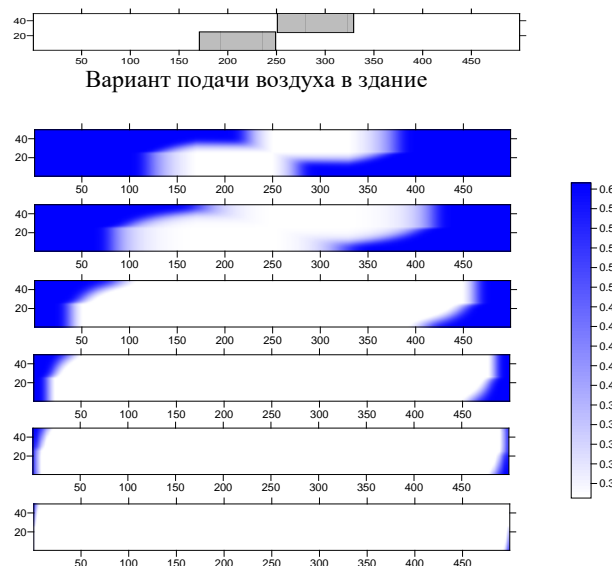


Рис. 2. Вариант 1 ч., 2 ч., 4 ч., 6 ч., 8 ч., 10 ч.

Проведены теоретические исследования естественно-конвективных, а также принудительных течений воздуха в машзале с ГЦ, расположенных группами попарно в пять ярусов.

Выбрана область симметрии, в которой исследуется течение воздуха. Область ограничена

шестью плоскостями и представляет собой прямоугольный параллелепипед. На внешних границах расчётной области, которые представляют собой плоскости симметрии Г1, Г2, Г3, Г4, Г5, Г6 задаются условия симметрии. Система уравнений, описывающая течение воздуха, имеет вид:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) + \nabla p = \nabla \cdot \tau_{eff} - \vec{g}(\rho - \rho_0), \quad (8)$$

$$\nabla \cdot (\rho H \vec{V}) = \nabla \cdot (\lambda_{eff} \nabla T) + \nabla \cdot (\tau_{eff} \cdot \vec{V}) - \vec{g}(\rho - \rho_0) \vec{V}, \quad (9)$$

$$\nabla \cdot (\rho k \vec{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{turb}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + G_k + G_b - \rho \epsilon, \quad (10)$$

$$\nabla \cdot (\rho \epsilon \vec{V}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_{turb}}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] +$$

$$+ C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (11)$$

$$p = \rho R T. \quad (12)$$

Для решения задачи использовался вычислительный пакет "Ansys Fluent". В результате исследования комплексной модели вентиляции машзала рассмотрены наиболее характерные варианты охлаждения.

Отсутствие побуждения движения воздуха, очевидно, является наиболее эффективным режимом работы вентиляционных установок. После установления поля течения и поля температуры внутри помещения, воздух стратифицирован по высоте: более холодный воздух находится в нижней части помещения, более теплый воздух вверху помещения.

На рисунке 3 приведена диаграмма распределения тепловых потоков для различных зон ГЦ и ярусов. Точность расчёта составляет - 0,04 Вт. Красный цвет соответствует правому ряду ГЦ, синий левому ряду. Положительная величина соответствует потоку от ГЦ в окружающий воздух, отрицательная величина потока – от воздуха к поверхности газовой центрифуги.

Как видно из диаграмм на нижнем ярусе (рисунок 3 а)) верхняя часть ГЦ отдает тепло в окружающий воздух, поток тепла в нижнюю её часть незначителен.

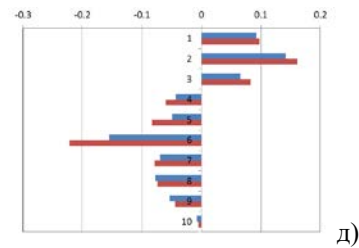
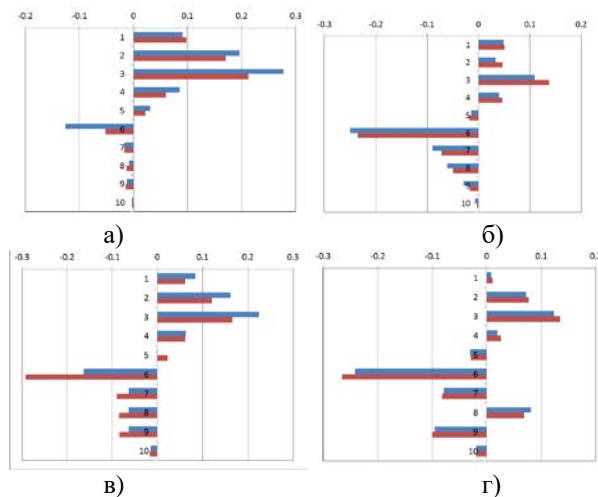


Рис. 3. – Распределение теплового потока по зонам, Вт.
а) Ярус 1, б) Ярус 2, в) Ярус 3, г) Ярус 4, д) Ярус 5.

Оценка теплового потока в целом по ГЦ показывает, что только ГЦ первого яруса и ГЦ третьего яруса отдают тепло в окружающий воздух, как к более холодному относительно стенок ГЦ воздуху, тогда как тепловой поток от воздуха направлен к другим ГЦ. При этом тепловые потоки от находящихся на одном ярусе ГЦ не равны, что объясняется сложной газодинамикой потоков воздуха.

Для подтверждения результатов моделирования проведена опытно-промышленная эксплуатация (ОПЭ) в 2014 и 2015 годах полностью подтвердившая исходные предпосылки и адекватность математической модели. Отличие зарегистрированных в период ОПЭ-2015 значений производительности вентиляционных установок от величин полученных при исследовании математической модели составило около 1%. Экономический эффект от внедрения энергоэффективного режима эксплуатации вентиляции в 2015 г. составил ≈ 24 млн. рублей.

Использование сбрасываемой при совершении работы разделенной тепловой энергии затруднено, в связи с низким потенциалом теплоносителя. Решение такой задачи лежит в области низкопотенциальной энергетики. В такой области температур применимы тепловые насосы (ТН).

В качестве теплонаносной установки, рассмотрен многофункциональный тепловой насос с утилизацией теплоты модели YCAJ 97AU7. Констатируется, что предложенная установка способна обеспечить проектную нагрузку на отопление двух вентсистем (435 кВт) и трех вентсистем на кондиционирование (160 кВт). Срок окупаемости двенадцати ТН, согласно данным расчета, составляет - 3,21 года.

Опыт внедрения в производство опытно-промышленной теплонаносной установки в системе теплоснабжения, холодоснабжения АО «ПО»ЭХЗ» г. Зеленогорск позволяет оптимистично рассматривать возможности по утилизации тепловой энергии. Максимальный коэффициент трансформации тепла установки составил 4,7 кВт/кВт. При существовавших в 2001 г. тарифах на тепловую и электроэнергию срок окупаемости инвестиций составил - 8,5 лет.

Потребление речной воды для охлаждения производства составляет значительную величину. Потребление промыводы в летний период на собственные нужды систем термостатирования составляет до 80 % общего водопотребления производства. В ближайшем будущем следует ожидать возражений экологических организаций

против использования проточной воды в промышленных целях и заметного повышения платы за водопользование, что существенно повлияет на экономические показатели предприятия.

Затраты на охлаждение ЗРИ в 2010г. составляли 120 млн. руб. Уже в 2015г. стоимость эксплуатации систем охлаждения составила 223 млн. рублей.

В случае перевода холодильного оборудования на обратное водоснабжение потребление "свежей" (речной) воды предприятием значительно снизится до 10 % ÷ 5 % от существующих расходов. Дополнительно появится возможность снижения установленной мощности насосных станций.

Обобщая результаты исследований систем и оборудования, обеспечивающих термостатирование производств констатируется необходимость кардинального пересмотра подходов к организации термостатирования ГЦ. Предпосылками для этого является возможность по утилизации тепловой энергии и необходимость перехода на обратное водоснабжение

Для целей реализации комплексной задачи предложена перспективная схема термостатирования, имеющая преимущества, по сравнению с существующими аналогами. Схема включает оригинальные технические решения по обеспечению требуемой влажности в технологических корпусах (применение автономных систем осушки воздуха), в совокупности с исключением промежуточных контуров охлаждения.

Предложенное в техническом решении, включение испарителей холодильных машин непосредственно в контур охлаждения ГЦ позволит:

- достигнуть максимальных коэффициентов теплоотдачи;
- исключить из эксплуатации насосные группы промежуточных контуров;
- утилизировать тепловую энергию.

Произведённый расчёт экономического эффекта перспективной схемы термостатирования ЗРИ показывает возможность значительного снижения затрат от существующего уровня. Годовая стоимость эксплуатации перспективной системы термостатирования составит 46,5 млн. рублей против 223,5 млн. рублей в ценах 2015г. Ожидаемый экономический эффект при реализации мероприятий по реконструкции систем термостатирования и перехода на обратное водоснабжение, может составить 176 893 тыс. руб. в год.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-48-700732 р_а.

Литература

1. Губанов С.М., Крайнов Д.А. Численное моделирование кондиционирования производственного помещения // Труды Томского государственного университета. Серия физико-математическая. Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики: Материалы II Всероссийской молодежной научной конференции, посвященной 50-летию физико-технического факультета Томского государственного университета. Томск: Изд-во Том. ун-та. 2012. Т. 282. С. 82-86.
2. Крахмалин И.Г., Люсин Е.Л. Тепловые насосы в системе теплоснабжения // Новости теплоснабжения. 2007. № 7 (83). www.ntsni.ru.

ПРИМЕНЕНИЕ СПОСОБА ОХЛАЖДЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЗДУШНО-ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ ДЛЯ ДЕСУБЛИМАЦИИ ГЕКСАФТОРИДА УРАНА

С.М. Губанов¹, М.В. Чуканов¹, М.И. Дурновцев¹, А.А. Картавых¹, А.Ю. Крайнов²,
Э.Р. Шрагер²

¹АО «Сибирский химический комбинат»
636039, Россия, г. Северск, ул. Курчатова, 1
E-mail: shk@seversk.tomsknet.ru

²Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

В процессе обогащения изотопов урана по изотопу ^{235}U образуется большое количество газовых смесей, состоящих в основном из гексафторида урана (ГФУ), фтористого водорода и компонентов воздуха.

В настоящей статье описываются работы по техническому перевооружению установки фракционной разгонки смеси UF_6 и примесей. Процесс фракционной разгонки организован таким образом, что температура охлаждения газа и давления подобраны таким образом, что в них отсутствуют условия для конденсации примесей. То есть давления в технологических ёмкостях поддерживаются меньше упругости паров примесей, но больше давления упругости паров целевого продукта.

Процесс осуществляется при температуре $T=193\text{ K}$ с использованием охлажденного воздуха. При этом в режиме десублимации из технологического потока улавливается ГФУ, в режиме сублимации осуществляется возврат продукта в производство.

Термодинамический расчет энергозатрат на охлаждение воздуха показал, что используемая воздушная холодильная машина ХГУТ 50000/180 работает с низкой эффективностью. Определены величины тепловых нагрузок к потоку воздуха от окружающей среды, нагрузка от потребителей.

Исследованы процессы теплообмена при десублимации газов в ёмкости. Наряду с процессами движения и диффузии газов, рассчитаны тепловые потоки в газовой и твердой фазах.

Оценены характерные времена происходящих в ёмкости процессов. Сравнив с этим временем характерные времена элементарных процессов, протекающих в ёмкости, показано, что эти процессы квазистационарные. С учетом квазистационарности процессов десублимации составлены уравнения переноса тепла через слой десублимата, предполагая осесимметричность слоя и его однородность по высоте (см. рисунок 1), а также выделения тепла десублимации на границе фазового перехода.

На рисунке 2 представлены распределения температуры в слое десублимата, полученные на момент окончания конденсации. Из расчётов следует, что при соотношении параметров, соответствующих кривым 1-4 десублимация проходит до заполнения объема ёмкости на 80 %. При параметрах, соответствующих кривой 5, десублимация прекратится раньше, ёмкость не заполнится на 80 %

своего объема, конденсация прекратится при достижении температуры 275 K на границе фазового перехода.

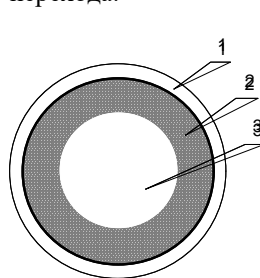


Рис. 1 Сечение ёмкости плоскостью, перпендикулярной его оси.

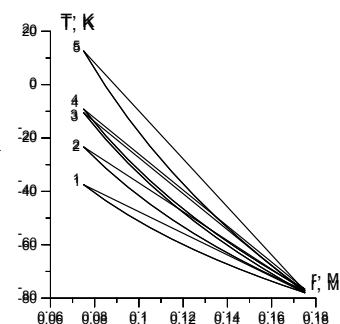


Рис. 2 — Распределение температуры в слое десублимата при различных Q , Дж/с и $\lambda_{\text{теГФУ}}$, Вт/(м·К). 1 – $Q = 90$, $\lambda_{\text{теГФУ}} = 0,5$, холодного воздуха, 2 – десублимат, $\lambda_{\text{теГФУ}} = 0,3$, 3 – $Q = 90$, $\lambda_{\text{теГФУ}} = 0,5$, 4 – $Q = 150$, $\lambda_{\text{теГФУ}} = 0,5$, 5 – $Q = 120$, $\lambda_{\text{теГФУ}} = 0,3$.

Согласно оценкам величина теплового потока на одну ёмкость находится в пределах $228 - 355\text{ Дж/с}$.

Выявление действительной технологической нагрузки позволило сузить границы поиска требуемого для ведения процесса оборудования. Но в результате направленного поиска в Российской и зарубежной промышленности не выявлено оборудования с требуемыми характеристиками.

Для оценки возможных вариантов по созданию оригинального оборудования произведено рассмотрение физических процессов происходящих при охлаждении воздуха. Представлены результаты расчёта идеального и оптимального холодильного цикла. Показано, что при адиабатическом расширении воздуха в турбодетандере можно получить максимальный холодильный коэффициент.

Определены технические характеристики турбодетандерной воздушной холодильной машины, удовлетворяющие требованиям технологии. Разработано техническое задание на создание машины. Воздушно-холодильная машина ВХМ-0,54/0,6 (ВХМ) сконструирована и запущена в серийное производство в кооперации с НПО «Гелиймаш» г. Москва. На промышленный образец получен патент [1]. Принципиальная технологическая схема ВХМ представлена на рисунке 3.

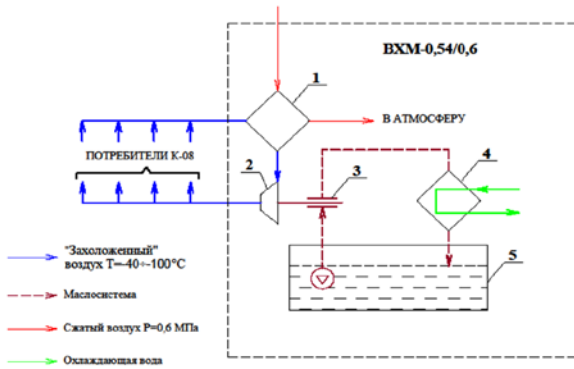


Рис. 3 – Принципиальная технологическая схема воздушно-холодильной машины ВХМ-0,54/0,6

Сжатый воздух, осушенный до точки росы 203 K и температурой $T=293\text{ K}$, поступает в рекуперативный теплообменник 1. В теплообменнике за счет теплообмена с отходящим от потребителя воздухом, охлаждается до температуры $T=233\text{ K}$ и поступает в турбодетандер 2. В турбодетандере 2 сжатый воздух расширяется, и охлаждается до температуры $T=173\text{ K}$ с отдачей работы, после чего поступает на охлаждение потребителей и далее на охлаждение прямого потока в теплообменник 1. Работа расширения отводится в масляном тормозе 3, где масло нагревается. Далее нагретое масло охлаждается в теплообменнике 4, и возвращается в маслосистему 5.

Технические характеристики перспективной машины существенно отличаются от применяемого в производстве оборудования. В связи с этим потребовалось проведение работ по обоснованию применения новой воздушной холодильной машины.

Для целей обоснования применимости ВХМ разработана математическая модель газодинамических процессов течения хладоносителя в трубопроводной системе типового блока ёмкостей. Математическая модель основана на нестационарных уравнениях газовой динамики.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 + p}{\partial x} = -\Pi \tau_w / s, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u + p u}{\partial x} = -\Pi \alpha (T - T_w) / s, \quad (3)$$

$$p = \rho R T. \quad (4)$$

Повороты, разветвления и сопряжения трубопроводов представляются объёмом заданной величины, к которому присоединены трубопроводы, различного диаметра. Схема сопряжений представлена на рисунке 4.

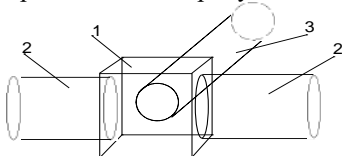


Рис. 4 – Схема сопряжений трубопроводов. 1-объем сопряжения, 2-распределительный трубопровод, 3-трубопровод к ёмкости

Предполагая давление одинаковым по объёму, смешение потоков с разными температурами из трубопроводов происходит мгновенно.

Законы сохранения массы и энергии для объема сопряжения имеют вид:

$$V \frac{d\rho_V}{dt} = \sum_k G_k \quad (5)$$

$$V \frac{dE_V}{dt} = \sum_k G_k H_k, \quad (6)$$

$$p = \rho R T. \quad (7)$$

В нестационарных условиях газодинамики и теплообмена температура стенок трубопроводов и ёмкостей меняется во времени, и влияет на динамику движения холодного воздуха в трубопроводной сети. Моделирование распространения тепла в стенках трубопровода производится на основе одномерного уравнения теплопроводности,

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = \chi_m \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_m}{\partial r} \right), \quad (8)$$

с начальными и граничными условиями:

$$T_m(x, r, 0) = T_{m,0},$$

$$\lambda_m \frac{\partial T_m(x, R_{in}, t)}{\partial r} = -\alpha (T(x, t) - T_m(x, R_{in}, t)),$$

$$\lambda_m \frac{\partial T_m(x, R_{ou}, t)}{\partial r} = q_m.$$

Предполагая однородность температуры стенок по угловой координате, для описания переноса тепла в боковых стенках ёмкости записывается уравнение переноса тепла в стенках в двумерном приближении. Пренебрегая кривизной стенок, уравнение теплопроводности записывается в виде:

$$\frac{\partial T_n}{\partial t} = \chi_n \left(\frac{\partial^2 T_n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_n}{\partial z^2} \right). \quad (9)$$

с начальными и граничными условиями:

$$T_n(y, z, 0) = T_{n,0}.$$

$$\lambda_n \frac{\partial T_n(0, z, t)}{\partial y} = -\alpha (T_g - T_n(0, z, t)).$$

$$\lambda_n \frac{\partial T_n(\Delta D, z, t)}{\partial y} = q_n. \quad (10)$$

Анализ тепловых процессов в ёмкости при десублимации ГФУ показал, что процессы в ней подстраиваются под величину теплоотдачи в стенки ёмкости. Для учёта их в модели газодинамических процессов течения хладоносителя в трубопроводной системе блока ёмкостей достаточно определить, и задать величину скорости выделения тепла в ёмкости при десублимации в ней ГФУ.

Разработанная математическая модель и численная методика позволяют проводить численное моделирование теплообмена для нескольких ёмкостей, к которым подается охлажденный воздух по трубопроводной сети.

Представлены результаты численного моделирования и анализ процессов тепло- и массообмена схемы охлаждения типового блока из 16-ти ёмкостей.

Одновременно в работе находится 6 ёмкостей, 4 ёмкости находятся в резерве, остальные 6 в технологическом резерве. Для проведения численного моделирования процессов теплообмена в

блоках ёмкостей были выбраны различные комбинации фазы работы ёмкостей в составе блока.

Трубопроводная сеть (см. Рисунок 5) состоит из прямолинейных участков 13 – 18. Примем, что резервные ёмкости №№ 7 - 12 охлаждены. Для того чтобы они не отеплялись за счет тепловых потоков из окружающей среды, предполагается, что в трубопроводах 16 и 17 между ёмкостями №6 и №7 и в 14 и 15 между ёмкостями №1 и №11 установлены регуляторы расхода.

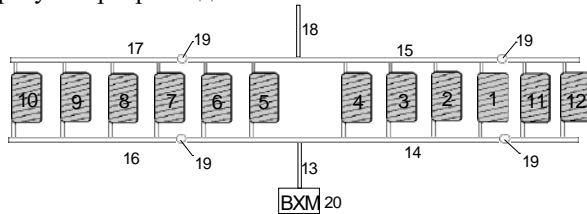


Рис. 5 – Схема трубопроводной сети и расположение ёмкостей в блоке: 1 – 12 – ёмкости; 13 – 18 – трубопроводы; 19 – регуляторы расхода; 20 – воздушно-холодильная машина.

На рисунках 6а, 6б и 6в иллюстрируется изменение температуры, скорости потока воздуха и давления вдоль трубопроводов по участку 13, по участку 14 распределительного трубопровода до примыкания ёмкости №1 к нему, далее по каналу теплообменника ёмкости №1 до его сопряжения с трубопроводом 15, по участку трубопровода 15 и по трубопроводу 18 (см. Рисунок 5).

Кривые построены в последовательные моменты времени с периодом 10 мин. с момента начала охлаждения ёмкостей, или начала конденсации в ёмкости.

Из рисунков 6 видно, что под влиянием потока тепла из окружающей среды участки трубопроводной сети 13-18 нагреваются, и незначительно нагревают воздух, поступающий в каналы ёмкости. В связи с этим температура стенок ёмкостей незначительно отличаются друг от друга

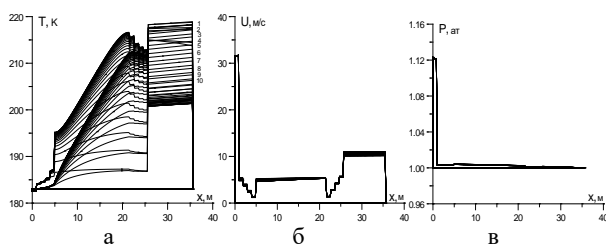


Рис. 6 – Распределения температуры (а) газа (пунктирная линия) и стенок трубопровода (сплошная линия), скорости воздуха (б) и давления (в) для ёмкости №1. Линии 1-10 построены с интервалом 10 минут с начала процесса

Однако отличие максимальной температуры стенок ёмкостей в режиме охлаждения составляет не более 3 K, отличие максимальной температуры стенок ёмкостей находящихся в резерве не более 0,5 K. Температура воздуха на выходе из трубопроводной сети 201 K.

Расчётами установлено, что рабочие характеристики холодильной машины ВХМ обеспечивают работу блока из 16-ти ёмкостей в

необходимом интервале температур даже в самых теплонатяженных режимах работы ёмкостей.

В результате опытно-конструкторских работ создана частично децентрализованная система охлаждения блока приёмных ёмкостей для десублимации газа. Успешно произведены экспериментальные работы по внедрению обновлённой технологии и опытно-промышленные испытания ВХМ.

При внедрении ВХМ потребовалось решение сопутствующих задач. В результате создана установка «Очиститель воздуха турбодетандерной холодильной машины». На установку получено авторское свидетельство [2]. Разработана система управления разгонными характеристиками турбодетандера и автоматическим регулированием расхода рабочего тела и числом оборотов ротора. На «Программу управления турбодетандерным охладителем» получено авторское свидетельство [3]. На «Программу для расчёта охлаждения блока приёмных ёмкостей для десублимации газа» получено авторское свидетельство [4].

Логическим завершением работ явилось получение патента «Способ охлаждения газовой смеси» [5].

Энергетика исходной схемы и схемы охлаждения с использованием ВХМ представлены в Таблице 2:

Таблица 2

Сравнение энергетических характеристик систем

Наименование величины	ХГУТ	ВХМ
Мощность установки, ккал/час	24412,5	6091
Потери в установке, ккал/час	2513,55	501
Затраты эл. энергии, кВт	1231,8	58,1

Экономический эффект применения способа охлаждения газовой смеси с использованием ВХМ составил 29 млн. рублей в год (в ценах 2013г.).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-48-700732 p_a.

Литература

1. Губанов С.М., Удуг В.М., Стулов В.Л. Патент № 97784. Промышленный образец. «Воздушная холодильная машина». Регистрация 17.06.2016г.
2. Губанов С.М., Крайнов А.Ю. Патент на полезную модель № 152946 «Очиститель воздуха турбодетандерной холодильной машины». Регистрация 01.06. 2015г.
3. Губанов С.М., Крайнов Д.А. Свидетельство о регистрации программы ЭВМ № 2014613983. «Программа управления турбодетандерным охладителем». Регистрация 14.04. 2014г.
4. Крайнов А.Ю., Губанов С.М., Моисеева К.М., Дурновцев М.И. «Программа для расчёта охлаждения блока приёмных ёмкостей для десублимации газа». Регистрация 28.07.2015г.
5. Губанов С.М., Крайнов А.Ю., Зернаев П.В., Мазур Р.Л., Чуканов М.В., Васенин И.М., Шрагер Э.Р., Патент № 2563564 «Способ охлаждения газовой смеси». Регистрация 28.07.2015г.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ ЗАМЕЩЕНИЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЖИДКОГО АЗОТА В ПРОИЗВОДСТВЕ ПО РАЗДЕЛЕНИЮ ИЗОТОПОВ УРАНА

С.М. Губанов¹, М.И. Дурновцев¹, А.А. Картавых¹, М.В. Чуканов¹,
А.Ю. Крайнов², Э.Р. Шрагер²

¹АО «Сибирский химический комбинат»
636039, Россия, г. Северск, ул. Курчатова, 1
E-mail: shk@seversk.tomsknet.ru

²Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Элементом производства по разделению изотопов урана является конденсационно-испарительная установка (КИУ). В состав КИУ входит оборудование для фракционной разгонки газовых смесей.

Газовые смеси образуются на различных этапах разделительного процесса. Основными компонентами образующихся смесей является UF_6 (ГФУ), фтористый водород (HF), компоненты воздуха и другие неконденсируемые примеси.

Применяемый для разгонки газовой смеси способ заключается в движении газовой смеси через ряд специальных термостатированных ёмкостей, режим охлаждения которых по температуре различен.

Применение жидкого азота для охлаждения ОС сопряжено со значительными материальными и трудовыми затратами [1].

Рассмотрение парциальных давлений основных компонентов газовой смеси показывает, что давления компонентов в диапазоне от 77 K до 143 K пренебрежимо малы [2] (см. рисунок 2).

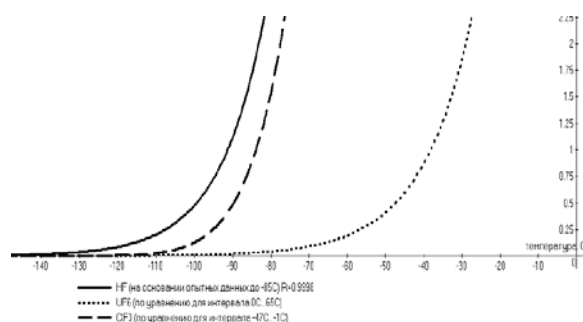


Рис. 1. Давление паров ГФУ и примесей, мм.рт.ст.

Температурный уровень 77 K избыточен для ведения технологического процесса. Для достижения требуемых результатов достаточно температуры в интервале от 133 K до 143 K.

Предварительные оценки возможности применения охлажденного воздуха с температурой 113 K вместо жидкого азота подтверждены результатами расчетов, выполненных с применением специализированной компьютерной программы [3].

Для изучения возможности отказа от применения жидкого азота исследованы процессы десублимации HF на стенках ОС. Целью исследований являлся

прогноз определение количества HF в термостатированной емкости. Сравнение величин количества HF при охлаждении стенок десублиматора жидким азотом при температуре $T=77\text{ K}$ и при охлаждении воздухом с температурой $T=113\text{ K}$ [4].

На рисунке 2 представлена зависимость десятичного логарифма отношения концентраций смеси HF и воздуха $\lg(n_{HF}/n_a)$ от расстояния z (высота ОС) и зависимость температуры газовой смеси от высоты ОС при температуре 77 K.

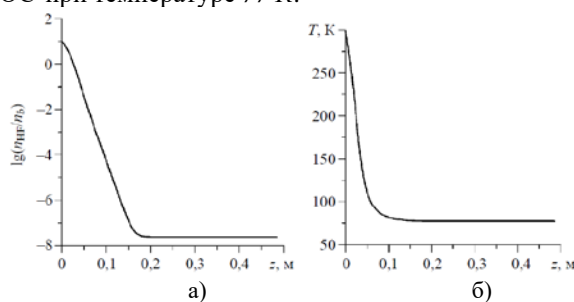


Рис. 2. Зависимость $\lg(n_{HF}/n_a)$ (а), температуры газовой смеси (б) от высоты ОС. $T_0 = 77\text{ K}$.

Для случая охлаждения ОС при температуре $T_0=113\text{ K}$ (см. рисунок 3).

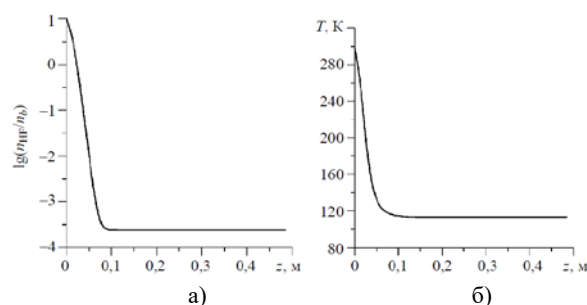


Рис. 3. Зависимость $\lg(n_{HF}/n_a)$ от высоты ОС, (а), температуры газовой смеси (б), $T_0 = 113\text{ K}$

При температуре 113 K осаждение HF происходит быстрее, чем при температуре 77 K. Это объясняется увеличением коэффициента диффузии с ростом температуры. Остаточная концентрация паров HF при температуре 113 K выше, чем при 77 K.

Молекулы HF образуют ассоциации, содержащие до 6 молекул в одном комплексе. Обладая большим молекулярным весом и большими диффузионными объемами, эти ассоциации оказывают влияние на тепломассобменные процессы.

На рисунке 4 показано распределение десятичного логарифма отношения концентраций HF и возду-

ха по высоте ёмкости при температуре 77 K с учетом наличия комплекса содержащего 6 молекул HF и распределение температуры для этого случая.

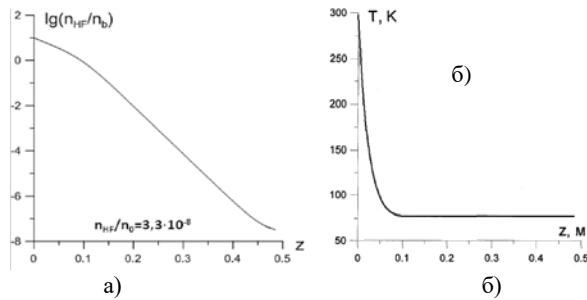


Рис. 4. Зависимость $\lg(n_{HF}/n_0)$ (а), температуры газовой смеси (б) от высоты ОС при наличии комплекса содержащего 6 молекул, $T_0 = 77 K$

На рисунке 5 показано распределение десятичного логарифма отношения концентраций HF и воздуха по высоте ёмкости при температуре 113 K с учетом наличия комплекса HF содержащего 6 молекул (а), и распределение температуры (б).

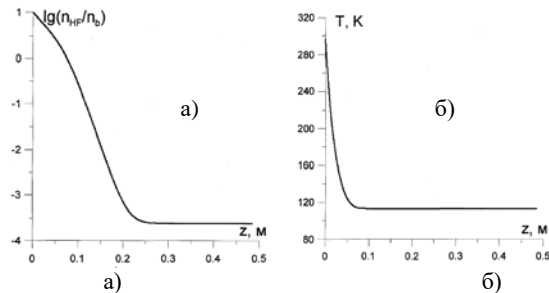


Рис. 5. Зависимость $\lg(n_{HF}/n_0)$ (а), температуры газовой смеси (б) от высоты ОС при наличии комплекса HF содержащего 6 молекул, $T_0 = 113 K$

На рисунке 6 показано распределение десятичного логарифма отношения концентраций HF и воздуха по высоте ёмкости при температуре 77 K и увеличенном расходе смеси на 30 % от номинала при работе двух последовательно расположенных ОС [5].

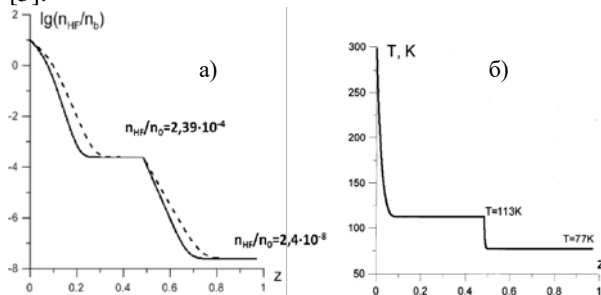


Рис. 6. Зависимость $\lg(n_{HF}/n_0)$ в двух последовательно расположенных ОС при температурах $T_0 = 77 K$ и $T_0 = 113 K$ (а), температуры газовой смеси от высоты ОС (б). Сплошная линия – номинальный расход, штриховая – расход увеличен на 30 %.

На рисунках 2-6 приведены зависимости $\lg(n_{HF}/n_0)$ при различных способах охлаждения ОС. Отношение n_{HF}/n_0 показывает количество молей HF на один моль воздуха. Массовые концентрации исследуемых веществ представлены в таблице 1 [5].

Таблица 1

Способ охлаждения	Концентрация HF, гр./литр воздуха	
	Температура, K	
	77	113
Номинальный расход	3×10^{-9}	$2,08 \times 10^{-5}$
Ном. расход, 6 молекул HF	$2,95 \times 10^{-8}$	-
Расход+30%, 6 молекул HF	$2,86 \times 10^{-6}$	-
Расход+30%, 6 молекул HF, 2 последовательно расположенные ОС	$2,14 \times 10^{-8}$	$2,13 \times 10^{-4}$
Предельно допустимая концентрация (ПДК) HF составляет 5×10^{-7} грамм/литр воздуха		

При наличии комплекса, состоящего из 6 молекул HF, концентрация незначительно возрастает по сравнению с молекулярным HF. Увеличение расхода газовой смеси выше номинального оказывает незначительное влияние на повышение концентрации HF.

При использовании двух последовательно включенных ОС концентрация HF при охлаждении до температуры 77 K ниже ПДК, но при температуре 113 K превышает ПДК. При этом наличие комплекса из 6 молекул HF и увеличение расхода газовой смеси на 30 % не оказывает существенного влияния на концентрацию HF при использовании схемы с двумя последовательно расположенными ОС.

Для уточнения исходных предпосылок проведены расчетно-теоретические исследования работы двух ёмкостей, установленных последовательно по потоку смеси газов с применением в качестве источника охлаждения воздушно-холодильной машины ВХМ-0,54/0,6 (ВХМ) [6] (на рисунке 7).

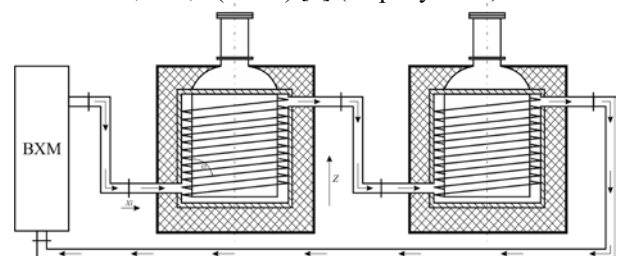


Рис. 7. Схема охлаждения двух ёмкостей

Результаты расчётов проведённых по программе, разработанной на основе математической модели с использованием численных методов С.К. Годунова [7] для решения уравнений газовой динамики и неявной разностной схемы, решений уравнений теплопроводности представлены на рисунке 8.

Из рисунка 8 видно, что, после короткого периода установления газодинамического течения, распределение давления и скорости течения воздуха по длине трубопровода и тракта воздушного теплообменника меняется во времени слабо (кривые 2-4 на рисунке 8 а)). Скорость течения практически не меняется по длине трубопровода и во времени (кривые 2-4 на рисунке 8 б)). Температура воздуха всегда ниже температуры стенок трубопровода и ёмкости (кривые 2-4 на рисунке 8 в)). За время 20 минут ОС остывают до рабочей температуры.

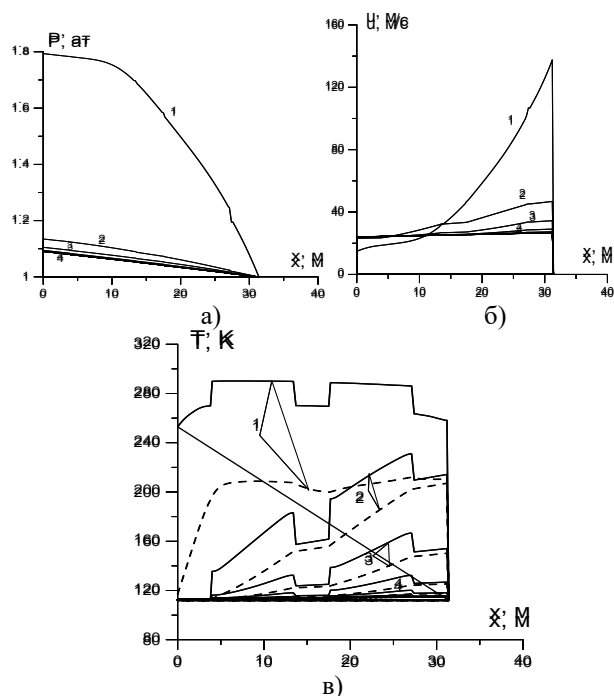


Рис. 8. Распределение давления (а), скорости течения (б), температура воздуха (пунктирная линия) и температура стенок трубопровода и емкости (г) по пути течения воздуха при охлаждении двух ёмкостей (кривые 1 – 10 секунд, 2 – 5 минут, 3 – 10 мин., 4 – 15 мин. после начала охлаждения).

Проведенные расчеты показали, что процесс конденсации примесей, возможно, проводить в температурном интервале 133 K до 143 K , при этом использование холодного воздуха от ВХМ обеспечивает охлаждение ёмкостей с учетом потоков тепла от десублимации смеси газов и окружающей среды.

Проведённые исследования указывают на необходимость отказа от использования жидкого азота. Так, в разделительном производстве АО «СХК» в 2015г. затраты на приобретение жидкого азота составили около 37 млн. руб. В случае применения холодного воздуха годовые эксплуатационные затраты составят не более 6 млн. рублей в год.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-48-700732 р_а.

Литература

1. Картавых А.А., Губанов С.М., Чуканов М.В. Исследования и оптимизация откачных систем разделительного производства // Инновационные технологии атомной энергетики и промышленности. Сборник статей, посвященный 55-летию СТИ НИЯУ МИФИ. 2014. С. 77-79.

2. Дурновцев М.И., Крайнов А.Ю., Губанов С.М., Чуканов М.В. Измерение давления насыщенных паров фтористого водорода в области низких температур // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т.58, № 2/2. С. 10–13.

3. Крайнов А.Ю., Губанов С.М., Моисеева К.М., Дурновцев М.И. «Программа для расчёта охлаждения блока приёмных ёмкостей для десублимации газа». Регистрация 28.07.2015г.

4. И.М. Васенин, С.М. Губанов, М.И. Дурновцев, А.Ю. Крайнов, М.В. Чуканов. Физико-математическое моделирование десублимации фтористого водорода из газовой смеси на стенки конденсатора // Вестник ТГУ. Математика и механика. №5(31). 2014. С. 76-82.

5. М.И. Дурновцев, А.Ю. Крайнов, С.М. Губанов. Расчет десублимации фтористого водорода из газовой смеси на стенках двух последовательно расположенных емкостей // Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине: сборник тезисов докладов VII Международной научно-практической конференции. Томск, 2015. С. 96.

6. Губанов С.М., Удут В.М., Стулов В.Л. Патент № 97784. Промышленный образец. «Воздушная холодильная машина». Регистрация 17.06.2016г.

7. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

СТЕНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.И. Дурновцев¹, С.М. Губанов¹, А.А. Картавых¹, А.Ю. Крайнов²

¹Акционерное общество «Сибирский химический комбинат»

636039, г.Северск, ул. Курчатова, д. 1

E-mail: shk@seversk.tomsknet.ru

²Томский государственный университет

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Для измерения давления насыщенных паров безводного фтористого водорода разработан и изготовлен экспериментальный стенд, схема которого приведена на рисунке 1. Экспериментальный стенд состоит из перевернутой вверх дном осадительной емкости (1) объемом 24 л, помещенной в специально разработанный отсек охлаждения, покрытый слоем теплоизоляции (2). Отсек охлаждения имеет два патрубка (3): нижний – для подачи охлажденного воздуха от воздушно-холодильной машины (ВХМ) и верхний – для отбора отепленного воздуха из отсека. Для организации равномерного течения холодного воздуха вдоль осадителя, на стенке отсека охлаждения, изготовлена напайка (4) из стальной ленты в виде серпантина.

Осадительная емкость имеет два патрубка. К одному из патрубков посредством медной трубки подсоединяется емкость $V = 0,5$ л с безводным фтористым водородом (5). Ко второму патрубку посредством коллектора подключены приборы измерения абсолютного и относительного давления в стенде. Также ко второму патрубку подключена система вакуумирования стенда.

В качестве приборов измерения абсолютного давления используются моноблочный конвекционный вакуумметр Televac MP4AR (6), откалиброванный на диапазон измерения 0,001 – 1 мм рт. ст. с погрешностью измерения 1 мкм рт. ст. в диапазоне 0 – 10 мкм рт. ст. и 10% в диапазоне 10 – 10000 мкм рт. ст., а также Метран-100 (7) с диапазоном измерения 0 – 10 кПа и погрешностью измерения 1%.

В качестве приборов измерения относительного давления используются оптические манометры ОМ-7 с интервалом измерения 0 – 1 мм рт. ст. с классом точности 2,5 и ОМ-6-50 с интервалом измерения 0 – 50 мм рт. ст. с классом точности 1. Для контроля разряжения в стенде используется мановакууметр (8) с диапазоном измерения от -1 ати до 1 ати.

Для поддержания минимального давления в нулевых полостях оптических манометров используется нулевая система, которая включает в себя ресивер (9) объемом $V = 20$ л, для снижения пульсаций давления, и турбомолекулярный вакуумный насос (10). Давление в нулевой системе контролируется по показаниям моноблочного конвекционного вакуумметра Televac MP4AR (6), и преобразователя манометрического теплового термпарного ПМТ-4М (11) в паре с вакуумметром комбинированным ионизационно-тепловым Мерадат – ВИТ (диапазон измерения давления $1 \cdot 10^{-4}$ – 0,2 мм рт. ст. с погрешностью измерения 30%).

Откачка стенда производится вакуумным насосом АВЗ-20 (13) через узел защиты вакуумного насоса (14).

Моноблочные конвекционные вакуумметры Televac MP4AR (6) используются для контроля давления в стенде, а также давления в нулевой системе приборов измерения относительного давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-48-700732 р_а.

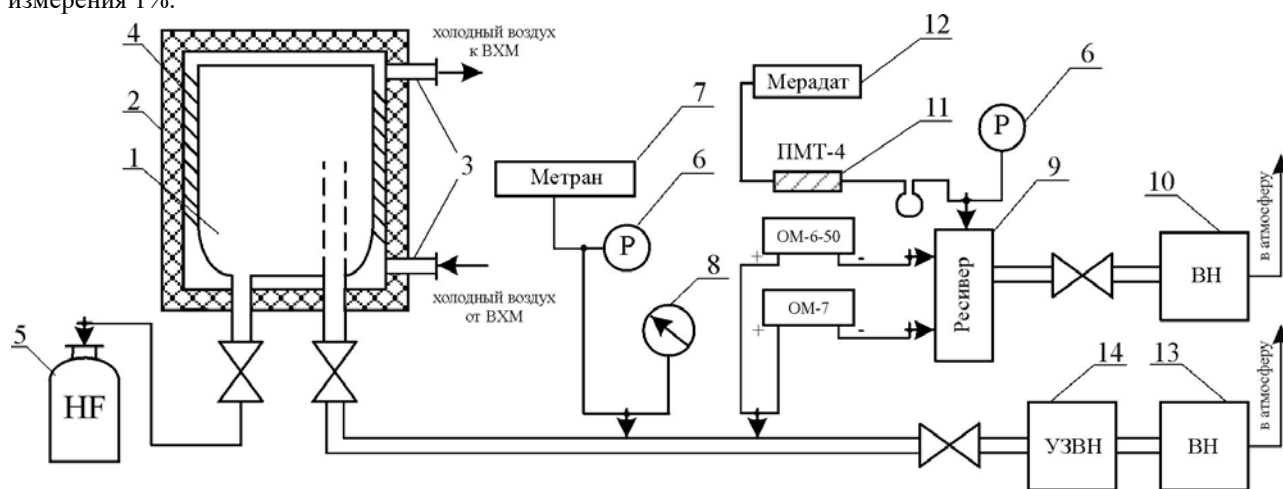


Рис. 1. Схема стенда по измерению давления насыщенных паров фтористого водорода

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ БЕЗВОДНОГО ФТОРИСТОГО ВОДОРОДА

М.И. Дурновцев¹, С.М. Губанов¹, А.А. Картавых¹, А.Ю. Крайнов²

¹Акционерное общество «Сибирский химический комбинат»

636039, г.Северск, ул. Курчатова, д. 1

E-mail: shk@seversk.tomsknet.ru

²Томский государственный университет

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

Для десублимации фтористого водорода из газовой смеси в технологии обогащения урана используются специальные осадители, охлаждаемые жидким азотом до температуры 77 К. Осадитель представляет собой цилиндрическую ёмкость объемом 24 литра, с 6-ю пластинами-сегментами. Пластины-сегменты расположены поперек проходного сечения потока газовой смеси, и повернуты под углами 60 градусов по отношению друг к другу.

Результаты численного моделирования процесса десублимации фтористого водорода в осадителях при температурах 77 и 113 К при различной степени ассоциации фтористого водорода показывают, что фтористый водород достигает температуры стенки осадителя в первой трети емкости как в случае охлаждения жидким азотом, так и в случае охлаждения холодным воздухом. Вследствие чего степень улавливания фтористого водорода в осадителях будет определяться только давлением его насыщенных паров при температуре охлаждения стенки осадителя [1].

Анализ научно-технических источников показывает, что данные, полученные экспериментальным путем, по давлению насыщенных паров фтористого водорода при температуре ниже 193 К отсутствуют. В [2] приведены экспериментальные данные, с соответствующим уравнением только в интервале температур от 273 до 378 К. Для проведения расчетов по степени улавливания фтористого водорода в осадителях необходимо получить экспериментальные данные о давлении насыщенного пара фтористого водорода при температурах от 77 до 223 К.

Для измерения давления насыщенных паров безводного фтористого водорода был разработан и изготовлен экспериментальный стенд. Экспериментальный стенд состоит из перевернутой вверх дном осадительной емкости, помещенной в специально разработанный отсек охлаждения, покрытый слоем теплоизоляции. Для организации равномерного течения холодного воздуха вдоль осадительной емкости, на стенке отсека охлаждения изготовлена напайка из стальной ленты в виде серпантина. Осадительная емкость в отсеке охлаждения охлаждается холодным воздухом, генерируемым воздушно-холодильной машиной (ВХМ).

Для измерения давления в стенде применяются различные приборы, для вакуумирования стенда

используется вакуумный насос совместно с узлом защиты.

Для проведения опыта использовали безводный фтористый водород марки "А", удовлетворяющий требованиям ГОСТ 14022-88, что соответствует содержанию основного вещества 99,9 % мас. и более. Фтористый водород поставлялся в специальных емкостях объемом $V=6$ л.

Емкость $V=0,5$ л с безводным фтористым водородом была подсоединена к экспериментальной установке, установка была вакуумирована до давления не более 50 мкм рт.ст. и проверена на вакуумную плотность. Путем троекратного напуска и откачки безводного фтористого водорода в установку были пропассивированы внутренние поверхности установки.

При проведении эксперимента по измерению давления насыщенного пара безводного фтористого водорода осадительная емкость промораживалась холодным воздухом, подаваемым от ВХМ, до температуры от 88 до 93 К не менее 2 часов. Безводный фтористый водород из емкости $V=0,5$ л подавался в осадительную емкость приоткрытием вентиля на емкости. После выдержки в течение 10 минут регистрировалось давление в стенде по показаниям приборов, а также температура подаваемого ВХМ холодного воздуха. Увеличивалась температура подаваемого ВХМ воздуха на 10 К. После отепления осадительной емкости при выдержке в течение одного часа фиксировалось давление в стенде.

Измерение давления производилось в интервале температур от 88 до 193 К с шагом в 10 К. При необходимости в осадитель подавалось дополнительное количество фтористого водорода для обеспечения насыщения.

В ходе проведения эксперимента было проведено три цикла измерения давления насыщенного пара безводного фтористого водорода в диапазоне температуры от $T=88$ К до $T=190$ К. Экспериментальные данные представлены в таблице 1. Данные эксперимента в диапазоне температуры от $T=88$ К до $T=190$ К в логарифмическом виде представлены на рисунке 1.

Анализ экспериментальных данных, приведенных на рисунке 1 показывает, что измеренные значения соответствуют прямой в диапазоне температуры от $T=140$ К до $T=190$ К, при температуре ниже $T=140$ К изменение давления насыщенного пара при снижении температуры ниже чувствительности измерительных приборов. График зависимости

$\ln(P)$ от $1/T$, построенный по экспериментальным данным в диапазоне температуры от $T = 140\text{ K}$ до $T = 190\text{ K}$, приведен на рисунке 1.

Таблица 1 - Результаты эксперимента по измерению давления насыщенного пара фтористого водорода

26.05.2015		02.06.2015		04.06.2015	
T, K	P, Па	T, K	P, Па	T, K	P, Па
88,1	0,27	91	0,54	88,3	0,27
106,6	0,32	103,2	0,49	103,4	0,20
111,9	0,29	113,3	0,44	113,5	0,15
124,4	0,37	125,1	0,52	125,4	0,10
134,8	0,32	134,3	0,48	134,8	0,05
144,3	0,41	143,3	0,58	142,9	0,28
156,1	1,16	155,3	1,19	155,8	1,03
164,1	3,79	162,4	3,83	163,9	3,79
177,7	35,45	175,8	31,23	172,8	16,01
187	145,78	184,9	119,17	181,3	65,56
194,7	385,69	200,2	558,99	191,8	305,72
204,4	945,50	-	-	-	-
218	2305,10	-	-	-	-

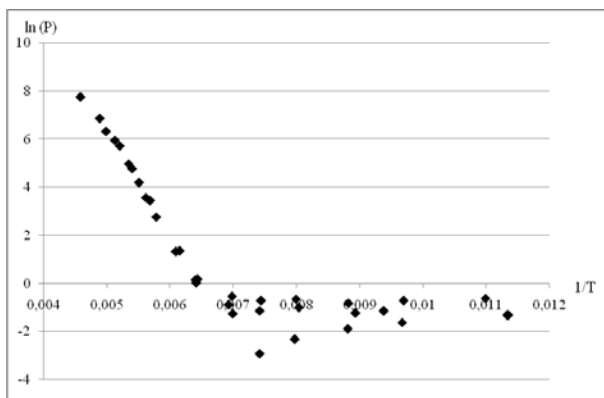


Рис. 1. Экспериментальные данные о давлении насыщенного пара фтористого водорода в диапазоне температуры от $T = 88\text{ K}$ до $T = 218\text{ K}$, $[P] = \text{Па}$

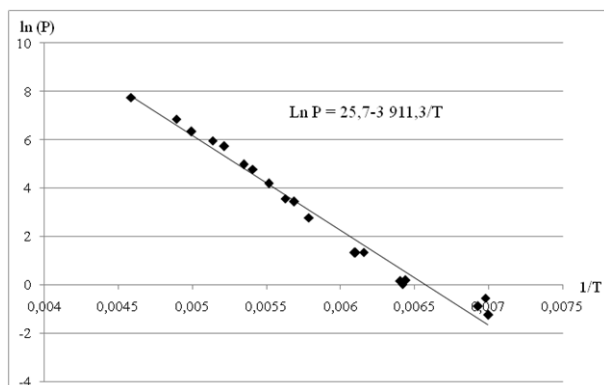


Рис. 2. Экспериментальные данные о давлении насыщенного пара фтористого водорода в диапазоне температуры от $T = 140\text{ K}$ до $T = 190\text{ K}$, $[P] = \text{Па}$

Экспериментальные данные обработаны методом наименьших квадратов по уравнению Клаузиуса-Клапейрона [3] в интегрированном виде:

$$\ln(P) = A - B/T, \quad (1)$$

где A – константа, $B = H_{исп}/R$, $R = 8,314\text{ Дж/моль/град}$ – универсальная газовая постоянная, $H_{исп}$ – молярная теплота испарения (Дж), T – температура (K).

Численные значения коэффициентов в уравнении (1) составляют величины: $A = 25,7258$ и $B = -3911,259$. Таким образом, уравнение (1) примет вид:

$$\ln P = 25,7258 - 3911,259/T, \quad (2)$$

Зависимость давления насыщенного пара безводного фтористого водорода, рассчитанная по уравнению (2) приведена на рисунке (2). Среднеквадратичное отклонение, рассчитанное для уравнения (2) составляет $R^2 = 0,9776$. Погрешность данных экспериментальных измерений составляет 6,7 % для коэффициента A и 7,5 % для коэффициента B .

Выражая из уравнения (2) давление P , уравнение примет вид:

$$P = 1,4879 \cdot 10^{11} \cdot e^{-3911,259/T}, \quad (3)$$

Молярная теплота испарения фтористого водорода составит

$$H_{исп} = B \cdot R = 3911,259 \cdot 8,314 = 32518,2\text{ Дж/моль}$$

абота выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-48-700732 p_a.

Литература

1. Васенин И.М., Губанов С.М., Дурновцев М.И., Крайнов А.Ю., Чуканов М.В. Физико-математическое моделирование десублимации фтористого водорода из газовой смеси на стенки конденсатора // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2014. №5 (31), С. 76-82.
2. Рысс И.Г. Химия фтора и его неорганических фторидов. М.: Химия, 1956. 719 с.
3. Коган В.Б. Гетерогенные равновесия. М.: Химия. 1968. 456с.

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ КУЭТТА КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

И. В. Ершов

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет (Сибстрин)

630008 г. Новосибирск, ул. Ленинградская, 113

E-mail: i_ershov@ngs.ru

Общие характеристики линейной устойчивости плоскопараллельных невязких течений колебательно-возбужденного газа с постоянными профилями скорости и температур рассматривались в работе [1, 2], где было показано значительное стабилизирующее воздействие релаксационного процесса. Линейная устойчивость течения Куэтта в условиях сильного отклонения от термодинамического равновесия до последнего времени не исследовалась. В немногочисленных работах, посвященных этому вопросу, даже влияние объемной вязкости, отражающей слабую неравновесность внутренних степеней свободы молекул газа, исключалось с помощью соотношения Стокса. Поэтому обращение к линейной теории с целью исследования влияния термической неравновесности на характеристики устойчивости классического течения представляет самостоятельный интерес. Используемая модель двухтемпературной газодинамики при отсутствии возбуждения колебательных мод переходит в модель совершенного газа, что позволяло провести сравнение с имеющимися в литературе результатами других авторов.

При $Re \rightarrow \infty$ невязком пределе исследовано течение Куэтта с параболическим профилем температуры [3]. Для растущих возмущений найдено в явном виде необходимое обобщенное условие точки перегиба (2-я теорема Рэлея) и показано, что достаточное условие в теореме (Howard's) о полукруге, полученное ранее в [1, 2], в данном случае не содержит ограничения на глубину возбуждения. Двумя независимыми способами – методом «стрельбы» и методом коллокаций – выполнены расчеты инкрементов нарастания и фазовых скоростей двумерных четных и нечетных невязких акустических мод в зависимости от чисел Маха, глубины возбуждения колебательных уровней и характерного времени релаксации. Выделена наиболее неустойчивая акустическая мода II, что совпадает с известным результатом для идеального газа. Отмечено, что, в отличие от свободного сдвигового слоя, в задаче Куэтта с возрастанием числа Маха инкремент нарастания моды II возрастает, стремясь при $M \rightarrow \infty$ к некоторому пределу, для которого получена асимптотика в форме обыкновенного дифференциального уравнения. Показано, что во всем диапазоне чисел Маха и волновых чисел α возбуждение колебательной моды практически не влияет на фазовые скорости возмущений, но существенно снижает инкремент нарастания моды II по сравнению со случаем идеального газа.

Соответствующие зависимости представлены на рис. 1, где сплошная линия – идеальный газ, а пунктирная линия – колебательно-возбужденный газ.

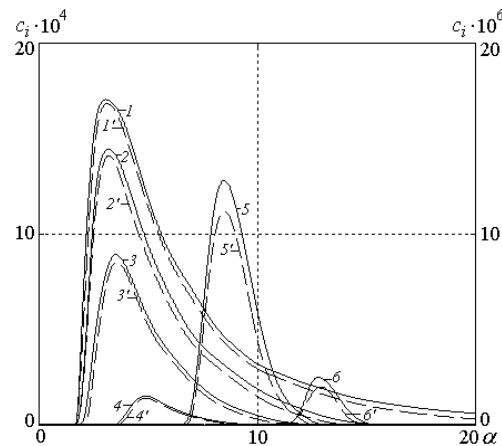


Рис. 1. Зависимости инкремента $c_i(\alpha)$ для неустойчивой моды II при различных значениях числа Маха (1, 1' – $M=\infty$, 2, 2' – $M=20$, 3, 3' – $M=10$, 4, 4' – $M=5$, 5, 5' – $M=2$, 6, 6' – $M=0.5$, 7, 7' – $M=0$)

На основе линейной теории исследована устойчивость вязких возмущений при конечных числах Рейнольдса. Рассчитаны спектры возмущений в виде плоских бегущих волн в диапазоне чисел $M=2-5$ и $Re=10^5-10^7$ [4]. Показано, что в спектре задачи устойчивости плоских волн, как и в случае совершенного газа, выделяются два обособленных множества. Множество состоит из вязких акустических мод, которые в пределе больших чисел Рейнольдса сходятся к четным и нечетным невязким акустическим модам. Собственные значения из множества не имеют асимптотической связи с невязкой задачей и характеризуются большими декрементами затухания. Разбиение множества мод S_a на четные и нечетные, классифицированное для невязких возмущений в равновесном и колебательно-возбужденном газах, сохраняется и для вязких возмущений. Представление об общей структуре спектра вязких возмущений дает рис. 2.

Основная масса точек спектра на комплексной плоскости (c_i, c_r) принадлежит множеству S_v сильно затухающих чисто вязких возмущений. Все они лежат в нижней полуплоскости в пределах полос $|c_r| < 1$. Это означает, что развитие таких возмущений связано с существованием в области течения критических слоев, в которых фазовая скорость возмущения совпадает со скоростью потока. В связи с сильным затуханием этих возмущений их свойства в данной работе детально не рассматривались. Можно только констатировать, что даже

максимальное возбуждение внутренних степеней свободы не приводит к видимому изменению границ множества S_v по сравнению со случаем совершенного газа. Для возбужденного газа имеет место некоторый сдвиг собственных значений в сторону больших декрементов затухания, которым можно пренебречь на фоне характерных для этого множества величин $c_i \sim 0.1 - 1$. Как видно из рис. 2, с ростом числа Маха и волнового числа α в поле графиков появляются все более высокие акустические моды III, V, VII, ... и IV, VI, VIII, ..., которые локализируются вблизи оси $c_i = 0$.

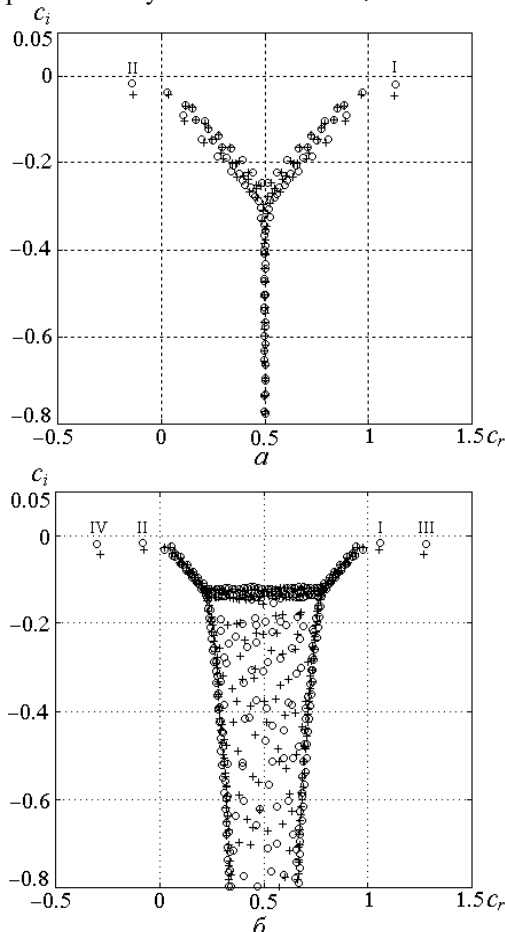


Рис. 2. Спектры собственных значений на плоскости (c_i, c_r) для $\alpha = 0.1$, $\delta = \alpha = 1$ (кружки – совершенный газ, крестики – максимальное возбуждение колебательной моды)

Характеристики устойчивости наиболее неустойчивых мод I и II на плоскости параметров (Re, α) представлены кривыми нейтральных возмущений на рис. 3. Из рис. 3 можно видеть, что во всем диапазоне параметров мода II менее устойчива по сравнению с модой I. Возбуждение практически не меняет размер область неустойчивости, лежащей внутри нейтральной кривой. Вместе с тем при возбуждении кривые как целое смещаются в сторону больших чисел Рейнольдса и α , что приводит к возрастанию Re_{cr} , определяющих порог, ниже которого все возмущения затухают. В рассмотренном диапазоне чисел Маха и Рейнольдса критические числа Рейнольдса лежат в пределах $Re_{cr} = (2 - 5) \cdot 10^4$. Параметрические расчеты кривых нейтральной

устойчивости моды II в диапазоне чисел $M = 3 - 15$ показывают, что зависимости, представленные на рис. 4, носят немонотонный характер, аналогичный течению в сверхзвуковом пограничном слое. При этом во всем диапазоне термическая релаксация оказывает стабилизирующее воздействие на течение. Возрастание критических чисел Рейнольдса в зависимости от уровня термической неравновесности может достигать 12 % по сравнению с совершенным газом [4].

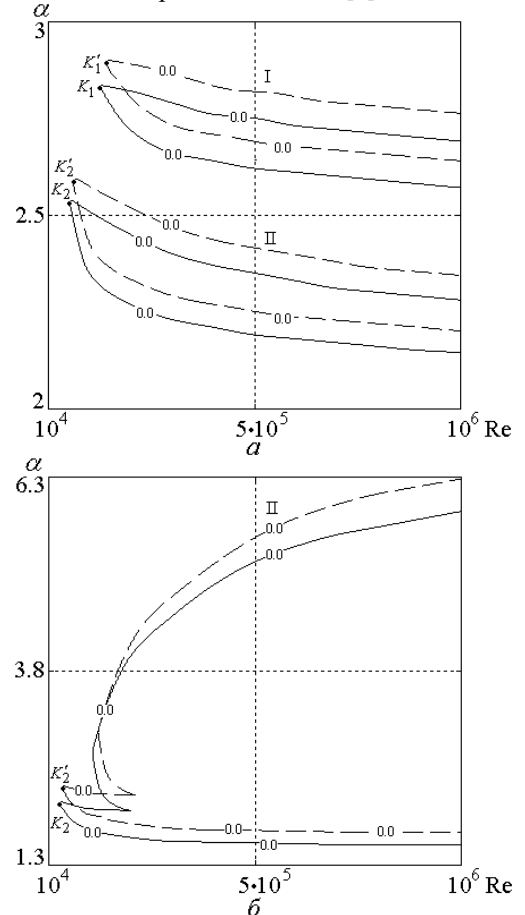


Рис. 3. Нейтральные кривые для I и II вязких мод при $M=3$ (а) и $M=5$ (б) (сплошная линия – совершенный газ, пунктирная линия – глубокое возбуждение колебательной моды молекул газа)

В рамках нелинейной энергетической теории гидродинамической устойчивости проведено исследование сверхзвукового плоского течения Куэтта колебательно возбужденного двухатомного газа в диапазоне чисел Маха $M = 2 - 5$. Для критических значений числа Рейнольдса Re_{1cr} , определяющих возможное начало ламинарно-турбулентного перехода, в длинноволновом пределе, построена асимптотическая оценка [5]

$$Re_{1,cr} \propto \pi^2 \left[\frac{a}{\tau^3} + \frac{3b}{\tau M^4} \frac{1}{4 + 3\eta_b/\eta} \right]^{-1/3}$$

зависимости от коэффициентов объемной η_b и сдвиговой η вязкостей, числа Маха и характерного времени релаксации τ . Оценка получена на основе исследования полиномиального спектрального пучка обыкновенных дифференциальных операторов.

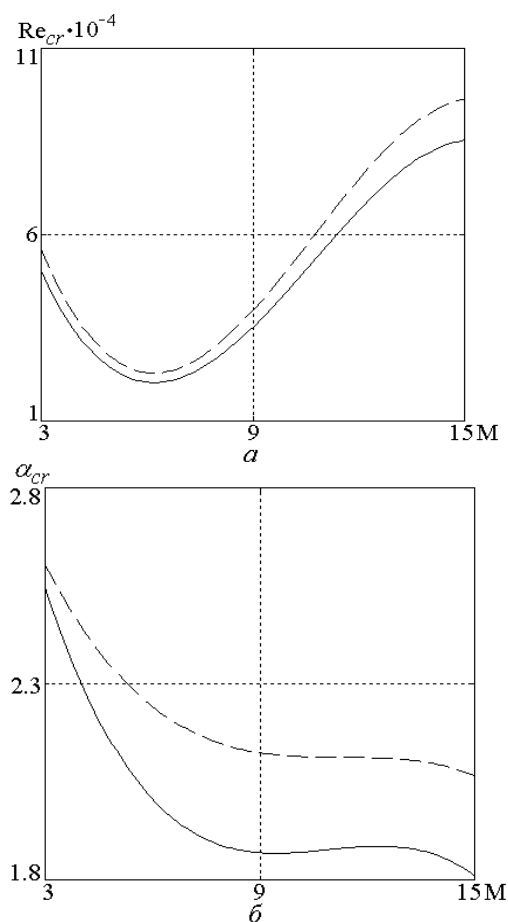


Рис.4. Критические числа Рейнольдса Re_{cr} и соответствующие волновые числа α_{cr} в зависимости от числа Маха (сплошная линия – совершенный газ, пунктирная линия – глубокое возбуждение колебательной моды молекул газа)

Для произвольных волновых чисел спектральная задача решалась численно с использованием библиотеки Matlab [6]. Расчетные зависимости числа Рейнольдса для продольных мод возмущений от волнового числа α , качественно соответствующие полученной асимптотике, представлены на рис. 5.

Показано, что на фоне максимального исследованного уровня возбуждения внутренних мод молекул газа рост критических чисел Рейнольдса может достигать 40 % [6]. В исследованном диапазоне сверхзвуковых чисел Маха критические числа Рейнольдса лежат в пределах $Re_{1cr}=0.5 \cdot 10^2 - 1.5 \cdot 10^3$. Таким образом, в сверхзвуковом течении Куэтта имеет место сближение критических чисел Рейнольдса, рассчитанных с использованием альтернативных теорий, хотя остается разница примерно в один порядок.

Можно констатировать, что расчеты по обеим теориям показывают, что возбуждение внутренних степеней свободы снижает инкременты нарастания возмущений и оказывает стабилизирующее воздействие на течение.

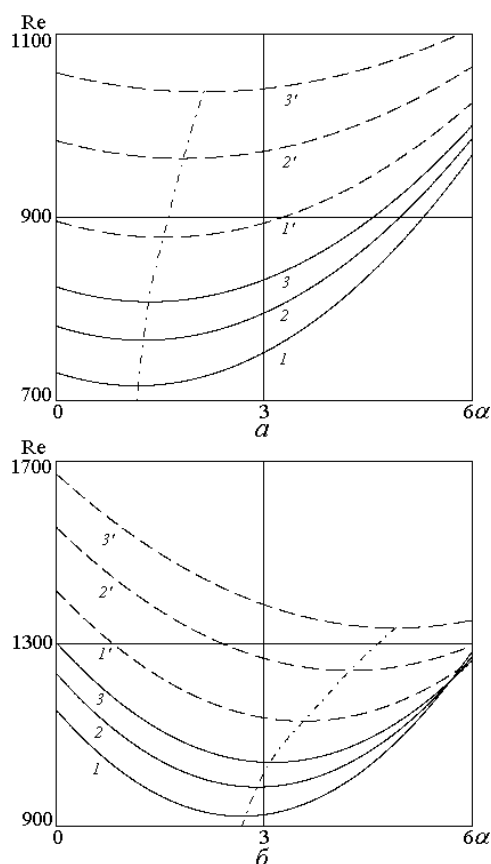


Рис. 5. Зависимость $Re(\alpha)$ для продольных мод возмущений при числе Маха $M=5$ (a – без учета объемной вязкости ($\eta_b=0$), b – с учетом объемной вязкости ($\eta_b=2\eta$); 1, 1' – $\gamma_v=0.250$, 2, 2' – $\gamma_v=0.429$, 3, 3' – $\gamma_v=0.667$; сплошные линии – $\tau=1$, штриховые – $\tau=3$; штрихпунктирные линии – зависимость критического числа Рейнольдса от волнового числа α)

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 14-01-00274).

Литература

1. Григорьев Ю.Н., Ершов И.В. Устойчивость течений релаксирующих молекулярных газов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012. 230 с.
2. Ершов И.В. Линейная устойчивость невязкого сдвигового течения термически неравновесного молекулярного газа // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. 2014. № 1. С. 71–81.
3. Григорьев Ю.Н., Ершов И.В. Линейная устойчивость течения Куэтта колебательно-возбужденного газа. 1. Невязкая задача // ПМТФ. 2014. Т. 55, № 2. С. 80–93.
4. Ершов И.В. Устойчивость сверхзвукового течения Куэтта колебательно-возбужденного двухатомного газа // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. 2015. № 1. С. 47–62.
5. Григорьев Ю.Н., Ершов И.В. Критические числа Рейнольдса в течении Куэтта колебательно возбужденного двухатомного газа. Энергетический подход // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 4. С. 57–73.
6. Ершов И.В. Энергетическая оценка критических чисел Рейнольдса в сверхзвуковом течении Куэтта колебательно-возбужденного двухатомного газа // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. 2014. № 6. С. 66–79.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЛН ЦУНАМИ С ОДИНОЧНЫМИ ПРЕГРАДАМИ

Б.В. Бошенятов^{1, 2, а)}, К.Н. Жильцов²

¹ Институт прикладной механики Российской академии наук, Москва, Россия, 125040, Россия, Москва, Ленинградский пр-кт, 7.

² Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ, Томск, Россия, 634050, Россия, Томск, Ленина пр-кт, 36, стр. 27.

^{а)} Автор для переписки: bosbosh@mail.ru

Введение. Волны цунами, которые неожиданно обрушиваются на прибрежные города морей и океанов, являются одним из наиболее опасных и катастрофических явлений природы. Вдали от береговой линии эти волны не представляют никакой опасности, так как их высота редко превышает 1 метр. Однако в них сосредоточена огромная энергия, так как длина волн цунами намного больше глубины океана, и они вовлекают в движение огромные массы воды от дна до поверхности океана. При этом, скорость распространения волн цунами в океане описывается линейной теорией мелкой воды. Для средней глубины океана $H = 4000$ м, $c = \sqrt{gH} \approx 200$ м/с, где g – ускорение силы тяжести. При входе волны в зону мелководья скорость переднего фронта волны резко уменьшается, и высота волн увеличивается в десятки раз. Опасность волн цунами связана, прежде всего, с их непредсказуемостью, внезапностью и огромной энергией.

Изучать волны цунами в натурных условиях практически не представляется возможным. Эксперименты в наземных установках, как правило, отличаются высокой стоимостью и громоздкостью. Поэтому при исследовании волн цунами широко используют аналитические методы исследования, а также методы численного (компьютерного) моделирования [1].

Для защиты прибрежных населенных пунктов и промышленных сооружений используют различные преграды: дамбы, расположенные в море на глубине 10 – 15 м., которые возвышаются над уровнем воды на 4 – 10 м., а также прибрежные и береговые защитные сооружения. Принцип работы таких барьеров основан на максимальном отражении наиболее вероятной падающей волны [2]. При этом, если волна превышает половину, возвышающегося над уровнем моря барьера, то барьер превращается в подводный и его эффективность резко падает [1, 2]. Поэтому исследования возможности увеличения эффективности подводных барьеров всегда актуальны и продолжаются широким фронтом.

В работах [3, 4] показано, что, использование высокоточных методов измерения амплитуды волн [5, 6] в сочетании с численным моделированием [7] позволяет с достаточной полнотой моделировать и исследовать многие проблемы волн цунами и в лабораторных установках относительно небольших размеров.

Так в работе [7] исследованы вопросы генерации и распространения волн типа цунами в гидродинамическом лотке ИПРИМ РАН. В

экспериментах при помощи четырех резистивных датчиков, расположенных на различных расстояниях (1.4; 6; 8.99 и 11.22 м) от начала лотка, измеряли смещение свободной поверхности воды в зависимости от времени $\xi(t)$. Это позволило построить волновые диаграммы $x - t$ для каждого эксперимента (ось x направлена вдоль лотка, t – время) и определить скорости всех волн. Эксперименты показали, что распространение длинных волн ($\lambda = 30 H$) в гидродинамическом лотке, как и в натурных условиях в океане, когда параметр нелинейности $A/H \approx 10^{-4}$, с достаточной точностью описывается линейной теорией мелкой воды и при значениях параметра $10^{-3} < A/H < 10^{-1}$ (A – усредненная высота волны). В рамках этой теории [1] кинетическая и потенциальная энергии волн равны друг другу. Поэтому полную энергию волн можно рассчитывать, как удвоенную потенциальную энергию по данным измерений $\xi(t)$:

$$W = \rho g \int_0^L \xi^2(x) dx = \rho g \sqrt{gH} \int_0^T \xi^2(t) dt. \quad (1)$$

где ρ – плотность воды.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и численных исследований возможности подавления длинных гравитационных волн типа цунами одиночными непроницаемыми подводными преградами.

Условия эксперимента. Эксперименты проводились в гидродинамическом лотке ИПРИМ РАН, имеющем следующие габаритные размеры: длина – 15 м, ширина – 0.26 м, высота – 0.35 м. Для регистрации волновых процессов в лотке использовались резистивные датчики уровня воды, 10-канальная измерительная аппаратура, четырехканальный цифровой осциллограф и двухканальный регистратор Velleman PCS 500 [3, 5].

Резистивные датчики, которыми измерялось смещение свободной поверхности воды в зависимости от времени $\xi(t)$, располагались на расстояниях: 1.4; 5.245 и 11.22 м от генератора волны. Подводная преграда толщиной 10 мм располагалась на расстоянии 9 м. Схематический чертеж экспериментов по исследованию взаимодействия длинных гравитационных волн типа цунами с подводной (затопленной) преградой представлен на рис. 1. Таким образом, два датчика регистрировали падающую и отраженную волны, третий – регистрировал волну, прошедшую через преграду. Это позволило определять скорости всех волн, амплитудный коэффициент отражения

$R = A_R/A$, а также вычислять энергию волн до и после взаимодействия с преградами.

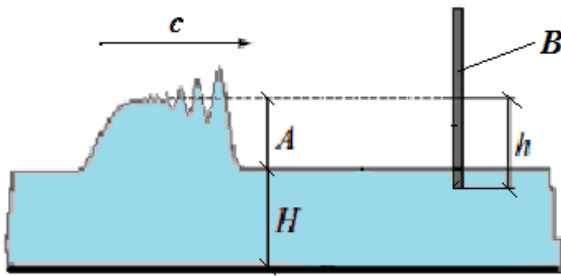


Рис. 1. Схематический чертеж экспериментов с непроницаемой преградой B.

Эксперименты и численное моделирование волновых процессов в лотке проводились при следующих параметрах:

- Начальная глубина воды в лотке (до откачки воздуха из генератора волны) H изменялась от 100 до 103 мм.

- Длина волны $\lambda \approx 3$ м, усредненная амплитуда падающих волн A в различных экспериментах составляла от 2.5 до 15 мм.

Экспериментальная часть работы выполнялась в рамках гранта РФФИ № 15-08-04097а и частичной поддержке в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ в рамках НИР № 8.2.45.2015.

Численный метод. Течение жидкости в лотке описывается уравнением Навье-Стокса (1) и (3), которые решаются численным методом конечных объемов при использовании модели VOF (*Volume of Fluid*) совместно с уравнением сохранения скалярной величины γ :

$$\nabla U = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \nabla(U\gamma) = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + U\nabla(\rho U) = -\nabla p + \eta \nabla^2 U + \rho g - \rho F_\sigma, \quad (3)$$

где $U(x,y,t)$ – скорость жидкости, p – давление, γ – объемная концентрация несущей жидкости в расчетной ячейке. Значение скалярной функции γ в ячейке может обозначать одно из трех состояний: $\gamma = 0$ – ячейка содержит только воздух; $\gamma = 1$ – ячейка содержит только воду; $0 < \gamma < 1$ – ячейка содержит границу раздела между жидкостью и газом. Таким образом, в нашем случае, γ является индикатором межфазных поверхностей и свободной поверхности жидкости. Сила, обусловленная поверхностным натяжением: $F_\sigma = \sigma \cdot k \nabla \gamma$, где $\sigma = 72.8 \cdot 10^{-3}$ Н/м – коэффициент поверхностного натяжения вода-воздух; $k = \nabla \cdot (\nabla \gamma / |\nabla \gamma|) = \nabla n$.

Рассматривается нестационарная задача о течении вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью раздела в канале переменного сечения. Течение в лотке считается двумерным.

Граничные условия на жестких стенках канала (и стенках жестких преград) устанавливаются следующими:

$$U = 0, \\ n \cdot \nabla \gamma = 0. \quad (4)$$

Математические расчеты производились на свободно распространяемом пакете численного моделирования (<http://www.openfoam.org>) OpenFOAM.

Математические исследования проведены в рамках гранта РФФИ № 15-08-04097а и частичной поддержке Министерства Образования Российской Федерации в рамках государственного задания №2014/223 (проект 1943).

Взаимодействие волн с одиночными преградами. Ранее, в работах [3, 7] было показано, что при значениях параметра нелинейности $A/H < 0.1$, скорости длинных гравитационных волн с достаточной точностью описываются линейной теорией мелкой воды, однако данные по измерению амплитудных коэффициентов отражения $R = A_R/A$ и прохождения $T = A_T/A$ (где A_R и A_T – средние значения амплитуд отраженной и прошедшей волны соответственно) значительно отличаются от величин, рассчитанных по линейной теории. Кроме того, они не обобщаются единой зависимостью от параметра преграды h/H , соответствующего линейной теории.

В работе [8] было показано, что экспериментальные и расчетные величины амплитудного коэффициента отражения R от одиночной преграды достаточно хорошо обобщаются единой зависимостью от безразмерного параметра $h/(H+A)$, который учитывает амплитуду падающей волны. Наиболее неожиданным и важным результатом этих исследований является то, что тонкие подводные преграды при значениях параметра $h/(H+A) \approx 0.7-0.95$ могут значительно уменьшать (более чем на 50%) энергию проходящей волны типа цунами.

Эффективность преграды с точки зрения подавления энергии падающей волны удобно оценивать суммой энергий, отраженной W_R и прошедшей W_T волн по отношению к полной энергии падающей на преграду волны W . Тогда, если на преграде не происходит диссипации (или аккумуляции) энергии, то $W = W_R + W_T$. Если же преграда кроме отражения еще и поглощает энергию волны, то $W > W_R + W_T$.

На рисунке 2 представлены зависимости $\frac{W_R + W_T}{W} = f\left(\frac{h}{H+A}\right)$: 1 – линейная теория длинных волн $\lambda \gg H$; 2 – полученная на основе численного моделирования (при $A/H = 0.07$) процесса взаимодействия волн и преграды с использованием полных уравнений Навье-Стокса и данные экспериментов (серые круги) при значениях параметра нелинейности в диапазоне $0.02 < A/H < 0.1$. Зависимость отношений энергий волн $(W_R + W_T)/W$ имеет ярко выраженный минимум равный 0.5 - 0.6 для значений параметра преграды $h/(H+A) \approx 0.8 - 0.95$. Таким образом, в этих

случаях 40-50 % от энергии падающей волны как бы поглощается непроницаемой подводной преградой. Объясняется данное явление образованием за непроницаемой преградой крупномасштабных вихревых структур, которые и аккумулируют в себе эту часть энергии падающей волны [8]. Следует обратить внимание на значительный разброс (до 20%) экспериментальных данных в области минимума энергии, несмотря на то, что параметр нелинейности при этом был достаточно мал $A/H < 0.1$.

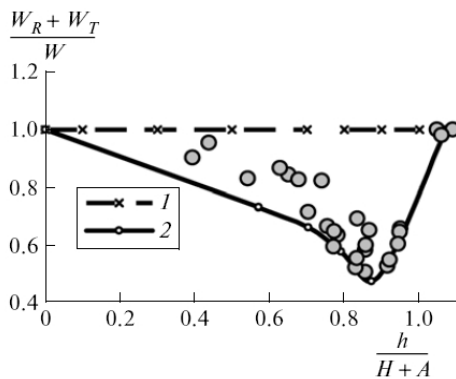


Рис. 2. Зависимость суммы относительных энергий отраженной и прошедшей волны от безразмерного параметра $h/(H+A)$

На рис. 3 приведена зависимость относительных энергий волн от безразмерного параметра A/H , полученная путем численных расчетов (круглые маркеры), там же приведены данные экспериментов при условиях близких к расчетным (крестики).

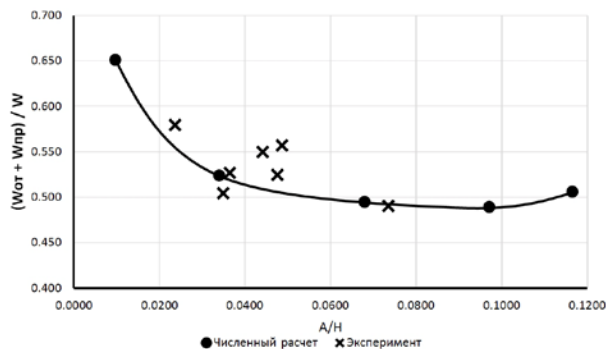


Рис. 3. Зависимость суммы относительных энергий отраженной и прошедшей волны от безразмерного параметра A/H .

Математические расчеты проводились при следующих условиях: $H = 103$ мм; $89 \leq h \leq 100$ мм; амплитуды волн $A = 1, 3.5, 7, 10, 12$ мм. При этом безразмерные параметры изменялись в диапазонах: $0.01 < A/H < 0.12$, $0.855 < h/(H+A) < 0.870$. Как видно из графика, относительная энергия волн достаточно хорошо согласуется с приведенными экспериментальными результатами. При значениях $A/H < 0.05$ наблюдается сильная зависимость поглощенной в вихрях энергии от параметра нелинейности. По-видимому, этим и объясняется большой разброс экспериментальных данных на

рис. 2. Численные расчеты показывают, что в диапазоне $0.05 < A/H < 0.12$ около 50% энергии падающей волны аккумулируется в вихрях, вблизи преграды. С уменьшением параметра $A/H < 0.05$ вихревая энергия резко уменьшается. Однако и при весьма малом значении $A/H = 0.01$ вблизи одиночной преграды аккумулируется 35% энергии от падающей волны. Комплекс из двух преград [9] дает еще большую эффективность.

Таким образом, использование явления аккумуляции энергии волн в вихревых структурах, вблизи подводной преграды, может служить основой для создания в будущем высокоэффективных подводных преград, значительно снижающих разрушительную силу волн цунами.

Результаты взаимодействия с одиночными преградами получены в рамках гранта РФФИ № 15-08-04097а и частичной поддержке в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ в рамках НИР № 8.2.45.2015.

Приложение. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований № 15-08-04097а, частичной поддержке в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ в рамках НИР № 8.2.45.2015, частичной поддержке Министерства Образования Российской Федерации в рамках государственного задания №2014/223 (проект 1943).

Литература

1. Левин Б.В., Носов М.А. Физика цунами и родственных явлений в океане. – Научное издание. М.: «Янус-К», 2005. – 360 с.
2. Ton van der Plas. Final Thesis Report. (Amersfoort, Delft University of Technology, 2007), pp.1-261.
3. Бошнятов Б.В., Попов В.В. Экспериментальные исследования взаимодействия волн типа цунами с подводными преградами // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. – Т. 55, № 9/3. – С. 145-150.
4. Бошнятов Б.В. Особенности моделирования волн цунами в лабораторной установке // Материалы XIX Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2015). 24–31 мая 2015, г. Алушта. – М.: Изд-во МАИ, 2015. – С. 384-385.
5. Бошнятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В., Семянистый А.В. Метод измерения волн малой амплитуды на водной поверхности // ПТЭ. – 2011. – № 2. – С. 116-117.
6. Бошнятов Б.В., Левин Ю.К., Попов В.В. Устройство измерения уровня воды. Пат. 2485452 РФ. МПК G01F 23/18. Заявлено 07.10.2010; Опубл. 20.06.2013, Бюл. № 17. – 9 с.
7. Бошнятов Б.В., Лисин Д.Г. Численное моделирование волн типа цунами в гидродинамическом лотке // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2013. – № 6(26). – С. 45-55.
8. Бошнятов Б.В. О подавлении волн цунами подводными преградами // ДАН. – 2013. – Т.452. № 4. – С. 392-395.
9. Бошнятов Б.В., Жильцов К.Н. Математическое моделирование взаимодействия длинных волн типа цунами с комплексом преград // Современные наукоемкие технологии. – 2015. – №12(часть1). – С.20-23.

ДВИЖЕНИЕ СФЕРЫ ПО ПЛОСКОСТИ В СДВИГОВОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ХЕРШЕЛЯ-БАЛКЛИ

Я.С. Игнатенко, О.Б. Бочаров

Новосибирский Технологический центр Компании Бейкер Хьюз

630090, г. Новосибирск, ул. Кутателадзе 4а

E-mail: yaroslav.ignatenko@gmail.com

Одним из режимов многофазного потока в стеснённых условиях является взмучивание или отрыв частиц от ограничивающей поверхности. Движение сферических частиц по плоскости в сдвиговом потоке или покоящейся жидкости достаточно частое явление в природе и технике. В частности, движение речных наносов и вымывание шлама буровым раствором из скважины может быть описано с помощью такой упрощённой модели. В этих ситуациях, определение гидродинамических сил и моментов, действующих на частицу вблизи стенки, со стороны вязкой жидкости является одной из фундаментальных задач.

Одни из первых результатов по обтеканию сферы потоком жидкости вблизи стенки получены в работах А. Голдмана с соавторами [1, 2]. Ими было получено аналитическое решение для сил и момента сил, действующих на сферу вблизи стенки. Рассмотрены два случая: покоящаяся сфера в движущемся сдвиговом потоке и движущаяся с вращением сфера в покоящемся потоке жидкости. В частности для последнего случая было получено, что сила сопротивления и момент сил возрастают логарифмически с уменьшением расстояния до стенки. В работах Ли Х. и др. [3, 4] численно исследовалось качение сферы без проскальзывания в сдвиговом потоке с постоянной скоростью и свободное качение с проскальзыванием сферической частицы по плоской поверхности.

Можно отметить, что большинство имеющихся в литературе работ посвящены изучению сил и момента сил, возникающих при движении сферической частицы в сдвиговом потоке линейно вязкой жидкости (ньютоновской жидкости). В данной работе авторы проводят систематическое моделирование движения сферической частицы без проскальзывания по плоскости в сдвиговом потоке неньютоновской жидкости (рис. 1а), а так же моделируется свободное установившееся движение частицы (сила сопротивления и момент сил равны нулю). Локальная вязкость определяется реологическим законом Хершеля-Балкли $\mu = (k|\dot{\gamma}|^n + \tau_0)/|\dot{\gamma}|$, где $\dot{\gamma}_{ij}$ – тензор скоростей деформации, $\dot{\gamma} = \sqrt{2\dot{\gamma}_{ij}\dot{\gamma}_{ij}}$ – скорость сдвига, k – индекс консистентности, n – показатель степени, τ_0 – предельное напряжение сдвига. Скорость сдвига потока на бесконечности G . Моделирование проводилось при числах Рейнольдса

$Re_p = \frac{\rho G^2 d^2}{2(kG^n + \tau_0)}$ набегающего потока до 200 и положительной относительной безразмерной

скорости частицы $V_p = 2v_p/(d \cdot G) < 1.4$, обезразмеренной по скорости набегающего потока напротив частицы, показатель степени $0.4 \leq n \leq 1.0$, число Бингама $Bn = \tau_0/kG^n < 10$. Далее $\Omega_p = \omega/G$ – безразмерная скорость вращения шара.

Расчёты выполнены на открытом пакете OpenFOAM 3.0.1 [5], в основу разрешающего блока simpleFoam которого заложен SIMPLE-C алгоритм [6]. Основываясь на рассуждениях сделанных в работе [5] и всех последующих работах по моделированию движения шара по плоскости, чтобы избежать вычислительных сложностей, между сферой и плоскостью оставлен зазор равный $d/200$. Расчетная область представляет собой прямоугольный параллелепипед, поверхность которого изоморфно отображается на полусферу, которая в свою очередь переходит на сферическую поверхность частицы. Таким образом, строится структурированная гексаэдрическая вычислительная сетка (рис. 1б). Расстояние от сферы до границ вычислительной области равно двадцати пяти диаметрам сферы.

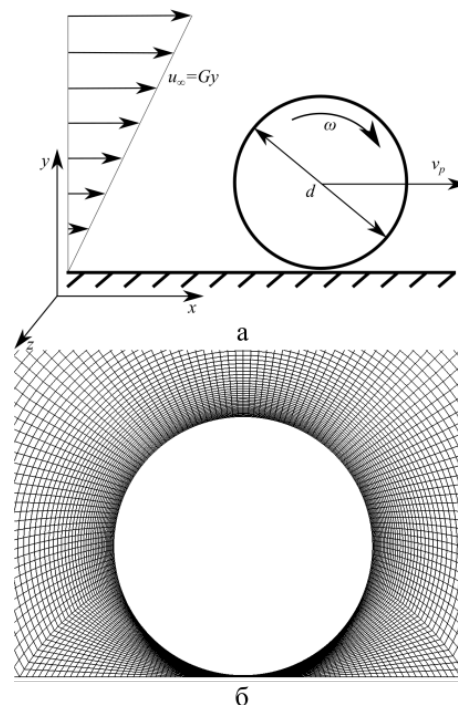


Рис. 1. Схематичное изображение катящейся по плоскости сферической частицы (а)

Вычислительная сетка вблизи сферы (б)

Проведено исследование влияния параметров жидкости и режима течения на силу сопротивления и подъёмную силу, действующие на катящуюся без проскальзывания сферу. Результаты расчётов для

ньютоновской жидкости хорошо согласуются с результатами работ [3, 4]. При малой скорости частицы V_p коэффициент сопротивления C_d в неньютоновской жидкости меньше чем в ньютоновской (рис. 2а). Увеличение V_p ведёт к противоположному эффекту, что может быть объяснено ростом вязкости с уменьшением относительной скорости движения сферы. Поведение подъёмной силы не монотонно в зависимости от реологических параметров жидкости, но её изменения не так значительны (рис. 2б). Вблизи нуля скорости V_p наблюдается скачок в коэффициентах C_d и C_L , что, по-видимому, связано со сменой режима течения - перехода из состояния покоя в движение. В работе [3] для Ньютоновской жидкости показано наличие критической скорости V_p^* , при которой сила сопротивления жидкости обращается в ноль. Скорость V_p^* растёт с увеличением числа Рейнольдса. Результаты наших расчётов показали, что для неньютоновской жидкости скорость “свободного” ($C_d=0$) движения частицы без проскальзывания V_p^* может быть больше единицы (рис. 2а). Для этих режимов движения при больших числах Бингама Bn подъёмная сила $C_L(V_p^*)$ может стать отрицательной. Таким образом, наличие трения о поверхность при определённых режимах препятствует отрыву частицы от поверхности.

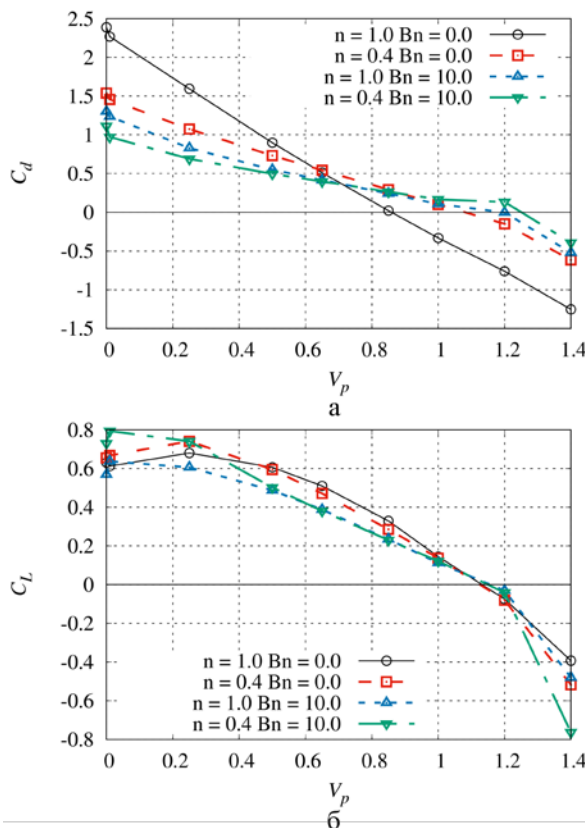


Рис. 2. Зависимость сил действующих на сферу от скорости V_p при $Re_p=50$
(а) C_d (б) C_L

Стоит отметить, что с увеличением чисел Рейнольдса Re_p и Бингама Bn , скорости частицы V_p и уменьшении показателя степени неньютоновской жидкости n нахождение стационарного решения

становится весьма затруднительно, что возможно говорит о не стационарности течения.

Рассмотрено, также, свободное движение сферической частицы по плоскости с проскальзыванием. Отсутствие трения о поверхность обеспечивается конечным зазором равным $d/200$ между сферой и поверхностью и граничными условиями на сфере. В ходе моделирования находились равновесные стационарные скорости движения (V_{pss}) и вращения (Ω_{pss}) сферы из условия равенства нулю силы сопротивления и момента сил. Равновесная скорость V_{pss} растёт с увеличением числа Бингама и уменьшение показателя степени (рис. 3). Стоит отметить, что, как и в случае с наличием трения, равновесная скорость V_{pss} для неньютоновской жидкости может принимать значения больше единицы.

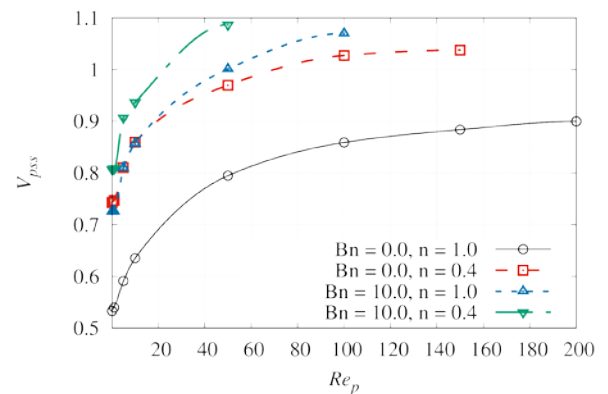


Рис. 3. Зависимость равновесной скорости V_{pss} от числа Рейнольдса Re_p для различных реологических параметров жидкости.

Скорость свободного вращения Ω_{pss} падает с показателем степени n и ростом числа Бингама Bn . Увеличение числа Бингама Bn приводит к выполаживанию зависимости частоты свободного вращения Ω_{pss} от числа Рейнольдса Re_p .

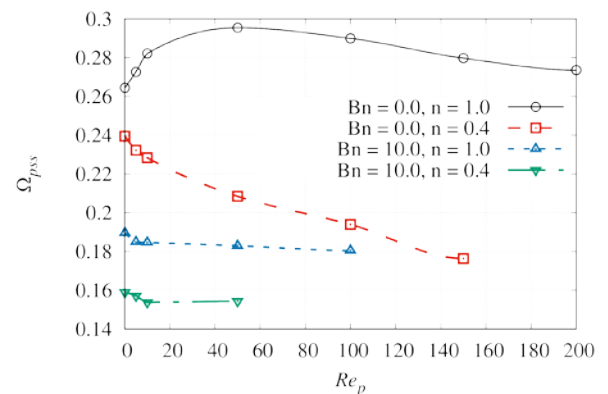


Рис. 4. Зависимость равновесной скорости вращения Ω_{pss} от числа Рейнольдса Re_p для различных реологических параметров жидкости.

Увеличение скорости свободного движения для неньютоновской жидкости приводит к снижению подъёмной силы (рис. 2б и рис. 5). Полученное распределение для подъёмной силы C_{Lss} в зависимости от числа Рейнольдса и параметров жидкости, позволяет сформулировать критерий

размыва подложки из осевших частиц песка или шлама (рис. 5).

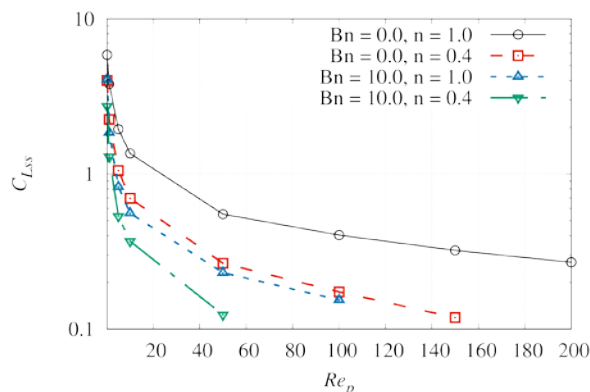


Рис. 5. Зависимость равновесного коэффициента подъёмной C_{Lss} от числа Рейнольдса Re_p для различных реологических параметров жидкости.

Как можно заметить, не все точки рассматриваемого диапазона по числу Re_p присутствуют на графиках. С увеличением числа Бингама и уменьшением показателя степени сходимость численного алгоритма падает, приводя к осцилляциям в решении при увеличении числа Рейнольдса. Скорее всего, такие режимы не реализуются стационарными течениями.

Неньютоновская реология увеличивает скорость движения свободной частицы, при этом замедляет

скорость её вращения, коэффициент подъёмной силы уменьшается.

Полученные в работе результаты позволяют анализировать поведение частицы при ее движении в неньютоновской жидкости вблизи стенки.

Литература:

1. Goldman A. J., Cox R. G. and Brennen H. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall—I Motion through a quiescent fluid // *Chemical Engineering Science*. 1967. vol. 22, № 4. pp. 637–651.
2. Goldman A. J., Cox R. G. and Brennen H. Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall— II Couette flow // *Chemical Engineering Science*. 1967. vol. 22, № 4. pp. 653–660.
3. Lee H. and Balachandar S. Drag and lift forces on a spherical particle moving on a wall in a shear flow at finite Re // *Journal of Fluid Mechanics*. 2010. vol. 657. pp. 89–125.
4. Lee H., Ha M. Y. and Balachandar S., Rolling/sliding of a particle on a flat wall in a linear shear flow at finite Re // *International Journal of Multiphase Flow*. 2011. vol. 37. pp. 108–124.
5. Официальная страница численного пакета OpenFOAM // URL: www.openfoam.org/
6. Ferziger J. H., Peric M., *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, 3rd Ed., 2001.
7. King M. and Leighton D., Measurement of the inertial lift on a moving sphere in contact with a plane // *Phys. Fluids*. 1997. vol. 9, pp. 1248–1255.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЭЛЕМЕНТАХ МНОГОСЛОЙНЫХ ОГРАЖДАЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ANSYS

А.Н. Козлобродов, Е.А. Иванова

Томский государственный архитектурно-строительный университет (ТГАСУ)

634050, г. Томск, пл. Соляная, 2

E-mail: akozlobrodov@mail.ru

В большинстве современных многослойных ограждающих конструкций остро возникает проблема теплотехнической неоднородности конструкций. Это происходит из-за так называемых теплонапряженных элементов (ТНЭ). В таких случаях, при расчете теплопотерь для определения тепловой нагрузки на систему отопления необходимо учитывать такие ТНЭ, чтобы исключить их влияние на тепловое состояние наружного ограждения [1,2].

ТНЭ – это участки сопряжения конструктивных элементов с пониженным термическим сопротивлением. Существуют геометрические ТНЭ, возникающие вследствие архитектурно-конструктивных особенностей здания, и материальные, обусловленные различной теплопроводностью используемых строительных материалов. Теплопроводные включения в наружной стене в виде связей являются материальными ТНЭ, так как у коннекторов и ограждающей конструкции различная теплопроводность.

Наличие ТНЭ приводит к понижению температуры внутренней поверхности ограждений, примыкающих к проблемной области. Кроме увеличения теплопотерь здания присутствие ТНЭ повышает вероятность образования конденсата в этих областях, что в результате приводит к образованию плесени и является основной причиной разрушения строительных конструкций.

Образование конденсата можно избежать если при заданной влажности увеличить температуру внутренней поверхности ограждающей конструкции до значения, превышающего температуру точки росы. Повышение температуры может быть достигнуто различными путями в зависимости от сложившейся ситуации. На стадии проектирования этого можно добиться изменением архитектурно-планировочных форм конструкции или применением материалов с более высокими теплозащитными свойствами. Современное средство, обеспечивающее изоляцию соединений балконных плит и консолей, представляет собой специальный терморазъем, который встраивается между полом и балконом внутри помещения еще на стадии возведения здания. На стадии эксплуатации может помочь только наружное утепление, которое повлияет на точку росы и снизит тепловые потери, или использование саморегулируемого нагревательного кабеля, который позволяет повысить температуру в проблемной области конструкции.

Таким образом, численное моделирование теплового состояния пространственных многослойных ограждающих конструкций, имеющих ТНЭ, пред-

ставляет интерес не только с теоретической точки зрения, но и имеет большое практическое значение.

ТНЭ присутствуют во всех зданиях и их основное влияние – это увеличение теплового потока, то есть увеличение скорости теплопотерь через ограждающие конструкции. Здания, которые отличаются сложностью конфигурации и имеют различные ребристые элементы, обладают большим количеством ТНЭ. В каждом доме можно наблюдать около 20 ТНЭ [3,4].

В настоящем работе теплоперенос через ограждающие конструкции рассматривается на примере наружной стены, представляющей собой угловой фрагмент сопряжения двух стен и стены с балконной плитой, построенных по технологии «VELOX».

Рассматриваемый фрагмент конструкции состоит из следующих материалов: щепоцементная плита (ЩЦП) толщиной 35 мм используется в качестве внешней и внутренней обшивки, утеплителем с внешней стороны конструкции является пенополистирол (ППС) толщиной 150 мм, за утеплителем в стене следует слой тяжелого бетона такой же толщины и коннекторы диаметром 4 мм. Материалами, используемыми в перекрытии: железобетонная плита, толщиной 220 мм; слой утеплителя из ППС толщиной 100 мм. Теплофизические характеристики материалов, используемых в рассматриваемом фрагменте конструкции здания, считаются постоянными и приведены в таблице 1 [5].

Таблица 1.

свойства материалов	ЩЦП	ППС	Бетон	Сталь	Угле-пластик
Плотность ρ (кг/м ³)	600	40	2400	7850	1450
Теплоемкость c (Дж/(кг·°C))	2300	1370	840	480	1100
Коэффициент теплопроводности λ (Вт/(м·°C))	0.11	0,041	2.04	58.15	0.8

При математической постановке задачи считаются заданными геометрические размеры фрагментов ограждающей конструкции и их теплофизические свойства. В соответствии с действующими нормативными правилами задаются температуры наружного $t_{ext} = -39$ °C и внутреннего воздуха $t_{int} = 22$ °C, коэффициенты теплоотдачи на наружной $\alpha_{ext} = 23$ Вт/(м²·°C) и внутренней поверхностях $\alpha_{int} = 8.7$ Вт/(м²·°C).

В качестве фрагмента пространственной ограждающей конструкции был выбран стык балконной плиты и межэтажного перекрытия с наружным углом, смоделированным в соответствии с технологией «VELOX».. Этот фрагмент включает такие теплонапряженные элементы как:

- 1) Угол; 2) Стык плиты перекрытия со стеной;
- 3) Стык балконной плиты со стеной; 4) Стяжки, скрепляющие щепоцементные плиты.

Геометрия конструкции представлена на рис. 1.

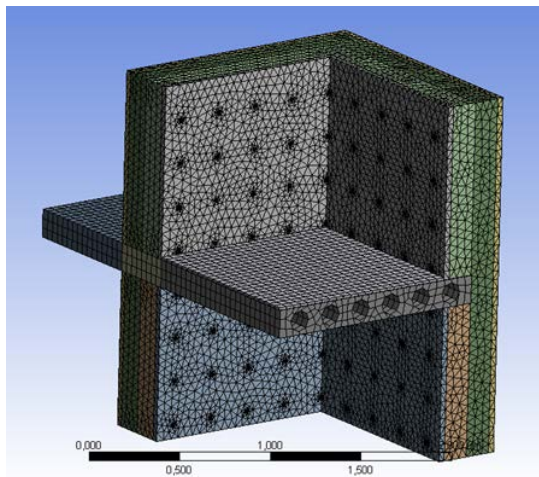


Рис. 1. Геометрия конструкции

Нестационарный пространственный теплоперенос в анализируемых фрагментах наружного ограждения рассматривается в декартовой системе координат и описывается системой нелинейных стационарных трехмерных уравнений теплопроводности, количество которых соответствует числу всех элементов (n), в нее входящих с соответствующими граничными условиями [6,7].

На внешней и внутренней поверхностях рассматриваемых фрагментов, задаются граничные условия III рода, которые учитывают теплообмен этих поверхностей с окружающей средой. На поверхностях контакта двух соседних элементов задаются граничные условия IV рода – условия идеального теплового контакта (равенство температур и тепловых потоков). На всех торцах рассматриваемого фрагмента конструкции задаются условия симметрии, соответствующие граничным условиям II рода с нулевым значением плотности теплового потока.

В настоящей работе моделирование теплового состояния элементов многослойной неоднородной конструкций рассчитывается при помощи программного комплекса ANSYS, базирующегося на методе конечных элементов [8,9].

Целью численных экспериментов является количественная оценка теплопереноса через наружное ограждение в областях, содержащих теплонапряженные элементы.

На рис. 2. отображено тепловое поле рассматриваемого фрагмента конструкции при условии, что плита перекрытия и балконная плита составляют единое целое и выполнены из монолитного бетона.

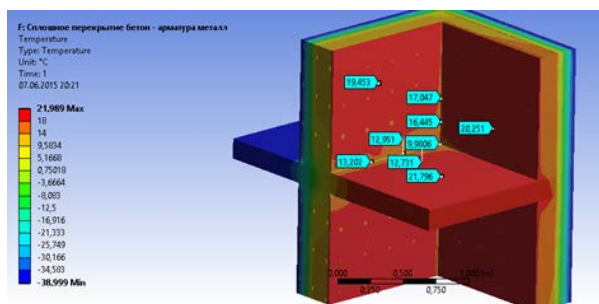


Рис. 2. Температурное поле на стыке стены и перекрытия (плита перекрытия монолитный бетон)

Из представленного рисунка видно, что температура в углу составляет 9.6°C , что не соответствует требуемым нормам (температура точки росы при $t = 22^{\circ}\text{C}$ и влажности $\varphi = 55\%$ составляет 12.56°C).

Для того, чтобы добиться требуемого значения распределения температуры, были смоделированы несколько вариантов для устранения негативного влияния этого теплонапряженного элемента:

а) заменить монолитную плиту перекрытия на стандартную пустотелую плиту;

б) заполнить пустоты плиты перекрытия ППС.

Рисунок 3 иллюстрирует распределение температуры на стыке стены и перекрытия для этих трех вариантов.

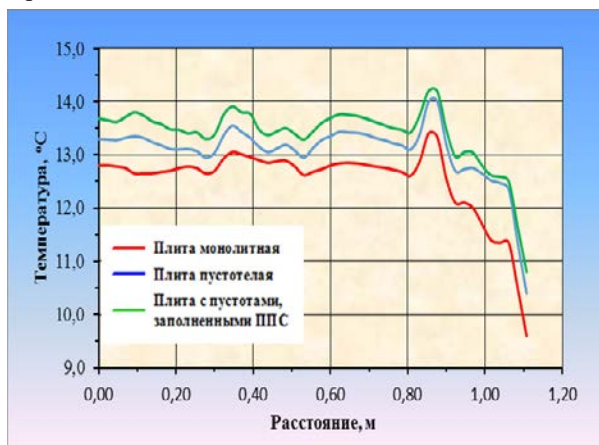


Рис. 3. Распределение температуры на стыке стены и перекрытия

Пульсирующий характер поведения кривых, показывающий распределение температуры на стыке стены и перекрытия (рис. 3) объясняется высокой неоднородностью конструктивных элементов, входящих рассматриваемый фрагмент конструкции.

Сравнительный анализ результатов, представленных на рис. 3, показывает, что замена монолитной плиты на пустотелую хотя и привело к повышению температуры в этом углу до 10.5°C , но по-прежнему не удовлетворяет нормам. Заполнение пустот железобетонной плиты пенополистеролом позволило повысить температуру угла до 11.6°C ,

Таким образом, результаты численных экспериментов показали, что в данной ситуации принятые меры не достигли желаемого результата.

В связи с этим, единственным способом, который позволит устранить влияние данного ТНЭ, является его теплоизоляция.

Интересно исследовать влияние материала стяжек на тепловое состояние конструкции. В предыдущих вариантах использовались стальные стяжки, и было решено заменить их на стеклопластиковые.

На рисунках 4 и 5 показаны температурные поля на внутренней поверхности стены в случае использования монолитного перекрытия с использованием стальных коннекторов и углепластиковых, соответственно.

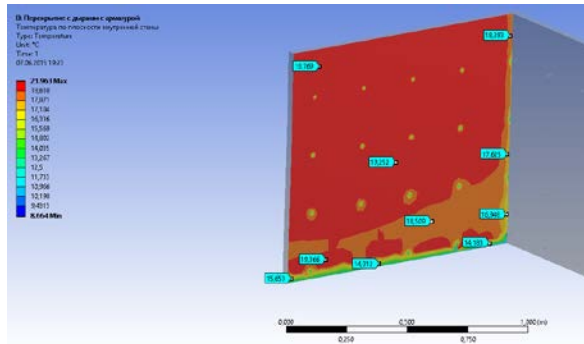


Рис 4. Температурное поле на внутренней поверхности стены с использованием стальных стяжек

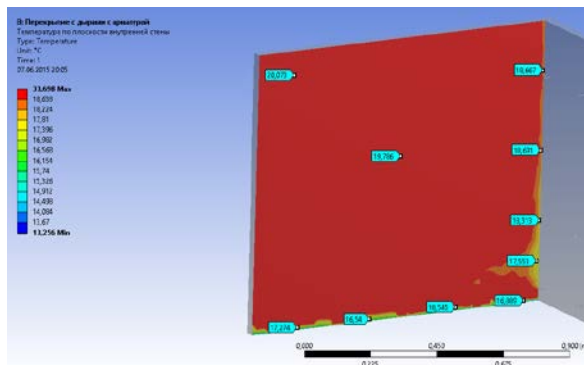


Рис 5. Температурное поле на внутренней поверхности стены с использованием пластиковых стяжек

Сравнительный анализ термограмм внутренней поверхности стены представленных на рис. 4,5 показывает, что в случае использования стальных коннекторов температурное поле является более неравномерным, чем в случае применения коннекторов из углепластика и местоположение самих коннекторов в первом случае является более четким.

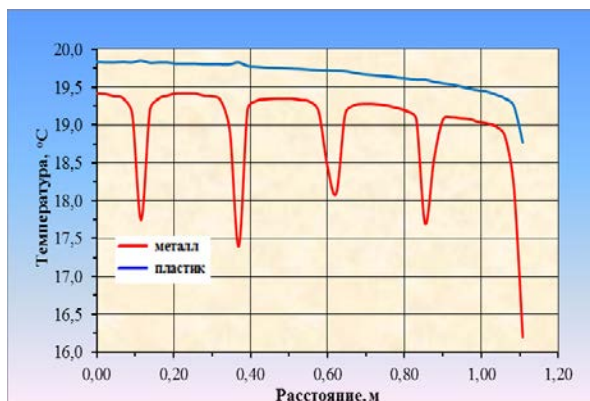


Рис 6. Распределение температуры вдоль стяжек

На рис. 6 представлено распределение температуры в центральной части стены при использовании

в качестве стяжек стальных и углепластиковых коннекторов.

Сравнение кривых распределения, представленных на рис.6, что использование углепластиковых коннекторов приводит к выравниванию температуры поверхности и устраняет мостики холода, в целом повышая температуру внутренней поверхности конструкции.

Достоверность полученных в данной работе численных результатов проверялась по законам сохранения теплового баланса, который контролируется программным комплексом, а также по температуре на глади стены, которую при стационарных граничных условиях нетрудно для рассматриваемой многослойной стенки вычислить аналитически. Эта погрешность не превышала 1%.

Таким образом, численное исследование ТНЭ проведенное с помощью программного комплекса ANSYS, позволяет выяснить влияние как геометрических, так и теплофизических характеристик конструкции и сделать рекомендации по созданию энергоэффективных ограждающих конструкций, удовлетворяющих современным требованиям.

Литература

1. Савин И.К. Опыт энергосбережения Петрозаводского государственного университета // Коммунальный комплекс России. 2008. № 10. С. 12–14.
2. Хуторной А.Н., Цветков Н.А., Недавий О.И. Эффективность теплозащитных свойств наружных стен с коннекторами // Известия высших учебных заведений. Строительство. 2000. № 6. С. 13–18.
3. Ливчак В.И. Энергосбережение при строительстве и реконструкции жилых зданий в России // Энергосбережение. 2001. №5. С. 26–29.
4. Joseph Little, Beñat Arregi Thermal Bridging: Understanding its critical role in energy efficiency // Building Life Consultancy. Construct Ireland. 2011. Issue 6. VI. 5. P. 9–21.
5. Гагарин В.Г., Неклюдов А.Ю. Учет теплотехнических неоднородностей ограждений при определении тепловой нагрузки на систему отопления здания. // Жилищное строительство. 2014. №6. С.3–7.
6. Жаркой Р.А., Козлобродов А.Н., Недавий О.И. Теплоперенос в элементах современных наружных ограждений. // Вестник ТГАСУ– 2011. – №3. – С. 53–67.
7. Самарин О.Д. Оценка минимального значения температуры в наружном углу здания при его скруглении. // Промышленное и гражданское строительство. 2014. №8. С. 34–36.
8. Каплун А.Б., Морозов Е.М., Олферьева М.А. ANSYS в руках инженера: Практическое руководство. // М.: Едиториал УРСС, 2003. 272 с.
9. Басов К.А. ANSYS в примерах и задачах. // М.: Компьютер Пресс, 2002. 224 с.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ГРЕЮЩЕГО КАБЕЛЯ НА ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ ОГРАЖДАЮЩИХ КОНСТРУКЦИЙ

А.Н. Козлобродов, Е.А. Иванова

Томский государственный архитектурно-строительный университет (ТГАСУ)

634050, г. Томск, пл. Соляная, 2

E-mail: akozlobrodov@mail.ru

В Энергетической стратегии России на период до 2030 года к числу важнейших стратегических инициатив относится развитие энергосбережения. Одно из главных требований по развитию энергосбережения в системе теплоснабжения – новое строительство и реконструкция зданий с применением теплоустойчивых конструкций и энергоэффективного оборудования.

Стратегическими целями развития теплоснабжения является достижение высокой степени комфорта в жилых домах и сокращение непроизводительных потерь тепла и расходов топлива. В связи с этим очень важно осуществлять разработку и реализацию перечня мер по коренному усовершенствованию системы теплоснабжения, предусматривающего, в том числе и повышение энергоэффективности зданий.

Степень энергоэффективности здания определяется уровнем теплозащиты его наружных ограждающих конструкций. Изменение нормативных требований к сопротивлению теплопередаче строительных конструкций было отражено уже в СНиП II-3-79* и новые требования касались зданий, построенных после 2000 года. Это решение было очень значимым, так как в жилищно-коммунальном секторе России потребление тепловой энергии составляет более 50% от общего теплопотребления в стране. Причем одной из основных составляющих является отопление [1].

Мероприятия по увеличению энергоэффективности здания можно поделить на две группы. В первую можно включить мероприятия по сокращению теплопотерь через ограждающие конструкции путем увеличения термического сопротивления наружных ограждений, поскольку структура теплопотерь типовых жилых зданий составляет: доля наружных стен – 29-30%, окон – 25-26%, чердачного и подвального перекрытия – 4-5%, остальные 40% – расход тепла на нагрев infiltrирующегося наружного воздуха.

Ко второй можно отнести теплопотери, возникающие из-за так называемых теплонапряженных элементов (ТНЭ). ТНЭ – это участки сопряжения конструктивных элементов с пониженным термическим сопротивлением, которые возникают вследствие наличия теплотехнической неоднородности ограждающей конструкции. Известно, что наличие ТНЭ оказывают большое влияние на теплотехнические характеристики и способствуют увеличению теплопотерь здания. ТНЭ присутствуют во всех зданиях и их основное влияние – это увеличение теп-

лового потока, то есть увеличение скорости теплопотерь через ограждающие конструкции.

В идеальном варианте необходимо осуществлять все мероприятия, чтобы повысить энергоэффективность зданий. Однако большее внимание стоит уделить ТНЭ, так как кроме увеличения теплопотерь здания они повышают вероятность образования конденсата на внутренней поверхности ограждений, что приводит к возникновению плесени. Также разница в температурных режимах может явиться причиной возникновения разрушения конструкций.

На этапе разработки проектной документации системы отопления необходимо учитывать наличие ТНЭ. В работе [2] при определении мощности системы отопления предложен метод расчета трансмиссионных потерь, в котором учитываются линейные и точечные теплотехнические неоднородности. Этот метод является энергосберегающим мероприятием, так как повышает точность расчета и ведет прямой учет влияния узлов сопряжения ограждающих конструкций.

ТНЭ присутствуют во всех зданиях, так, к примеру, каждый дом имеет в конструкции около 20 ТНЭ [3]. Здания, которые отличаются сложностью конфигурации и имеют различные ребристые элементы, обладают большим количеством ТНЭ. Это одна из причин, которая показывает, что моделирование ТНЭ очень важный этап проектирования.

Избавиться от ТНЭ очень трудно, а в некоторых случаях даже невозможно. Уменьшать их воздействие на ограждающие конструкции необходимо на этапе проектирования, так как после завершения строительства невозможно глобально повлиять на тепловой эффект, производимый ТНЭ. По этой причине важно, чтобы при разработке проектов, был проведен анализ всех мест, которые могут привести к их формированию.

Для более полного анализа теплозащитных свойств ограждающих конструкций необходимо рассматривать такие конструктивные элементы, как угловые фрагменты зданий, оконные и дверные проемы. Эти элементы, особенно внешние или наружные углы, являются наиболее теплонапряженными областями любой ограждающей конструкции. Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показали, что в окрестности угла температура заметно меньше, чем на глади стены. Поэтому именно в углах возрастает риск образования конденсата. Важность этого вопроса показана автором в работе [4].

Обзор существующих методов выявил еще один из способов решения проблемы возникновения кон-

денсации в окрестности углового соединения, который приводится в работе [5]. Для улучшения ситуации предлагается производить скругление угла, но следствием увеличения температуры на поверхности внутреннего угла будет ухудшение внешнего вида помещения и снижение полезной площади.

Исследования показывают [6], что фактические теплотери учитывающие стыки наружных стен отличаются от значений теплотери полученных по нормативной методике. Причем была выявлена зависимость величины суммарных тепловых потерь наружными ограждающими конструкциями здания от длины стены углового помещения.

Также расчеты показывают, что наибольшие дополнительные потери теплоты приходятся на плиты перекрытий. Значительное снижающее воздействие на величину сопротивления теплопередаче и на температурный режим пола оказывают угловые соединения перекрытий со стенами. Решение этого вопроса возможно при укладке слоя теплоизоляции в стык перекрытия и наружной стены [7].

Следовательно, в случае необходимости повышения теплотехнической однородности конструкции следует оптимизировать такие элементы ограждающей конструкции как угол наружной стены и сопряжение плиты перекрытия с наружной стеной.

Одним из способов предотвращения ТНЭ является создание термоблокады, путем укладки саморегулирующего греющего кабеля в области проблемной конструкции. При понижении внешней температуры саморегулирующий кабель сам регулирует свой тепловой выход, что позволяет экономить потребляемую электроэнергию и часто полностью отказаться от применения термостатов и датчиков температуры, подключая кабель непосредственно к электрической сети.

В настоящем исследовании теплотенос через ограждающие конструкции рассматривается на примере наружной стены, представляющей собой угловой фрагмент сопряжения двух стен и сопряжения стены с балконной плитой, построенных по технологии «VELOX». Для того чтобы оценить влияние нагревательного кабеля, проложенного во внутреннем углу, температурные поля в представленных угловых фрагментах рассчитываются с учетом укладки кабеля и без него.

Рассматриваемый фрагмент конструкции состоит из следующих материалов: щепоцементная плита (ЩЦП) толщиной 35 мм используется в качестве внешней и внутренней обшивки, утеплителем с внешней стороны конструкции является пенополистирол (ППС) толщиной 150 мм, за утеплителем в стене следует слой тяжелого бетона такой же толщины и коннекторы диаметром 4 мм. Материалами, используемыми в перекрытии: железобетонная плита, толщиной 220 мм; слой утеплителя из ППС толщиной 100 мм

При математической постановке задачи считаются заданными геометрические размеры фрагментов ограждающей конструкции и их теплофизические характеристики. В соответствии с действующими нормативами задаются температуры наружного $t_{ext} = -39^\circ\text{C}$ и внутреннего воздуха $t_{int} = 22^\circ\text{C}$,

коэффициенты теплоотдачи на наружной $\alpha_{ext}=23 \text{ Вт/(м}^2\cdot^\circ\text{C)}$ и внутренней поверхностях $\alpha_{int}=8.7 \text{ Вт/(м}^2\cdot^\circ\text{C)}$. Коэффициенты теплопроводности принимаем для бетона $\lambda = 2.04 \text{ Вт/(м}^\circ\text{C)}$, для пенополистирола $\lambda = 0.041 \text{ Вт/(м}^\circ\text{C)}$, для щепоцементной плиты $\lambda = 0,11 \text{ Вт/(м}^\circ\text{C)}$. Мощность тепловыделения от нагревательного кабеля составляет 10 Вт/м. Геометрические элементы конструкции приведены на рис. 1.

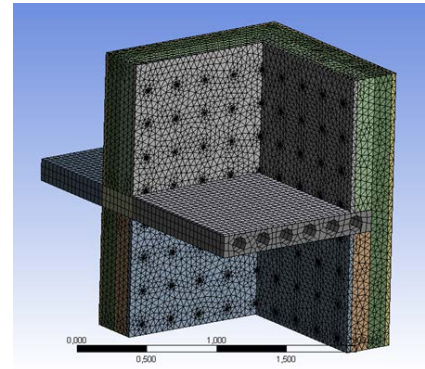


Рис. 1. Геометрия конструкции

Метод конечных элементов, который является основой программного пакета ANSYS, используется для осуществления численного решения математической модели. Целью численных экспериментов является определение влияния нагревательного кабеля, расположенного в углу рассматриваемых фрагментов конструкции на характер изменения температурного поля и поля плотности теплового потока.

Стационарный пространственный теплотенос в анализируемых фрагментах наружного ограждения рассматривается в декартовой системе координат и описывается системой нелинейных стационарных трехмерных уравнений теплопроводности, количество которых соответствует числу всех элементов (n), в нее входящих с соответствующими граничными условиями [8].

На внешней и внутренней поверхности рассматриваемых фрагментов, задаются граничные условия III рода, которые учитывают теплообмен этих поверхностей с окружающей средой. На поверхностях контакта двух соседних элементов задаются граничные условия IV рода – условия идеального теплового контакта (равенство температур и тепловых потоков). На всех торцах рассматриваемого фрагмента конструкции задаются условия симметрии, соответствующие граничным условиям II рода с нулевым значением плотности теплового потока. Влияние нагревательного кабеля учитывается через тепловыделение линейного источника с заданной мощностью.

В настоящей работе моделирование теплового состояния элементов многослойной неоднородной конструкций рассчитывается при помощи программного комплекса ANSYS, базирующегося на методе конечных элементов [9].

Целью численных экспериментов является количественная оценка теплотеноса через наружное ограждение в областях, содержащих теплонапряженные элементы, с учетом влияния нагревательно-

го кабеля, укладываемого в местах сопряжения теплонапряженных элементов.

Ниже представлены примеры расчета.

Рис. 2. иллюстрирует температурное поле рассматриваемого фрагмента конструкции без учета обогрева нагревательным кабелем.

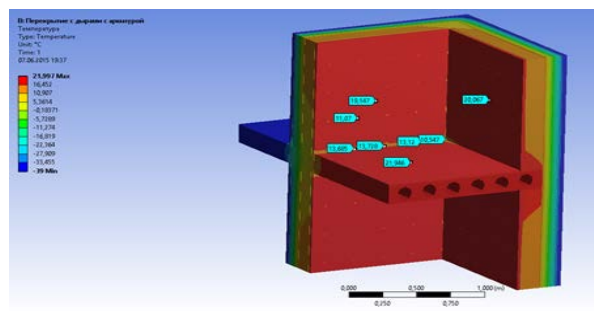


Рис 2. Температурное поле фрагмента конструкции (без обогрева)

Распределение температуры на стыке стены и перекрытия представлено на рис. 3.



Рис 3. Распределение температуры на стыке стены и перекрытия без обогрева.

Из представленного рисунка видно, что распределение температуры носит волнообразный характер, обусловленный наличием стальных стяжек в несущей стене, а температура угла равна 10.5 °C, что при относительной влажности $\phi = 55\%$ ниже точки росы.

На рис.4 показана термограмма этого же фрагмента конструкции с учетом обогрева стыка нагревательным кабелем мощностью 10 Вт/м.

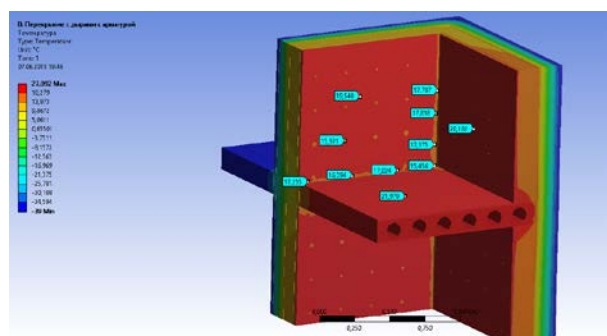


Рис.4. Температурное поле фрагмента конструкции (обогрев кабелем мощность 10 Вт/м)

На рис. 5. представлено распределение температуры на стыке стены и плиты перекрытия. В рассматриваемом случае.



Рис 5. Температурное поле фрагмента конструкции (с обогревом)

Сравнительный анализ рисунков 3 и 5 показывает, что применение греющего кабеля существенно изменило поле температур конструкции и увеличило температуру угла до 14.3 °C. В данном варианте исключается образование конденсата в углу.

позволяет повысить его температуру и будет способствовать уменьшению риска образования конденсата в этом теплонапряженном элементе.

Выводы.

Таким образом, численное исследование влияния нагревающего кабеля на тепловое состояние конструкции содержащей ТНЭ, проведенное с помощью программного комплекса ANSYS позволяет выяснить влияние как геометрических, так и теплофизических характеристик материалов конструкции и сделать рекомендации по созданию энергоэффективных зданий, удовлетворяющих современным требованиям.

Литература

1. Савин И.К. Опыт энергосбережения Петрозаводского государственного университета // Коммунальный комплекс России. 2008. № 10. С. 12–14.
2. Гагарин В.Г., Неклюдов А.Ю. Учет теплотехнических неоднородностей ограждений при определении тепловой нагрузки на систему отопления здания. // Жилищное строительство. 2014. №6. С.3–7.
3. Bernard Cash. Thermal Bridging: An Investigation of the Heat Loss Effects of Thermal Bridges common in Irish Construction Practice. – 1997.
4. Самарин О.Д. К вопросу об определении температуры в наружном углу здания. // Строительная физика в XXI веке: Материалы научно-технической конференции. М.: НИИСФ РААСН.. 2006. С. 104–107.
5. Самарин О.Д. Оценка минимального значения температуры в наружном углу здания при его скруглении. // Промышленное и гражданское строительство. 2014. №8. С. 34–36.
6. Степанов В.С., Поспелова И.Ю. Исследование процессов теплообмена в зоне наружного стыка ограждающей конструкции // Известие ВУЗов. Строительство. 2003. №2. С. 82-86.
7. Козлобродов А.Н., Иванова Е.А. Теплоперенос в элементах современных наружных ограждений // Сборник трудов VI Всероссийской научно-технической конференции «Актуальные вопросы в строительстве». Изд-во НГАСУ.: Новосибирск. 2013. С. 213-219.

МНОГОСТАДИЙНЫЙ ГИДРОРАЗРЫВ ПЛАСТА

И. Н. Козырев, В.В. Соловьев, П.Н. Зятиков

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, Ленина пр., 30, Томск
E-mail: kin5000@mail2000.ru

Проблема совершенствования технологий связанных с процессом интенсификации добычи нефти и газа (ИДН), на сегодняшний день не теряет своей актуальности. А одним из наиболее эффективных методов ИДН, всегда был и остается гидравлический разрыв пласта (ГРП). С момента появления в 20 веке, совершенствование данной технологии не прекращается, и от ГРП на основе бензинов с применением в качестве закрепляющего агента, очищенного речного песка, мы ушли к гелиевым композициями высококачественным пропантам. Но и это не является пределом, на данный момент с развитием технического и технологического уровня, мы можем существенно снизить затраты времени на выполнение операций, а также существенно повысить эффективность от ГРП в скважинах.

Многостадийное ГРП (МГРП) – это технология, которая позволяет проводить несколько операций по разрыву пласта на одной скважине. С целью повышения продуктивности скважины, увеличение плотностей дренирования, увеличение коэффициента извлечения нефти (КИН). В последние годыполучившее широкое распространение на скважинах, с горизонтальным окончанием ствола. В настоящий момент достаточно большое количество сервисных компаний предлагают услуги по проведению МГРП, как на скважинах уже находящихся в разработке, так и на тех скважинах которые, только планируется пробурить. На уже пробуренных скважинах с горизонтальным окончанием ствола, проведение МГРП позволяет получить положительный результат. А за частую и вернуть в эксплуатацию скважины выработавшие ресурс и находящиеся в консервации. Применение технологий и технических средств МГРП при бурении новых скважин позволяет не только добиться повышенных дебитов, но и так-же существенно сократить время на проводку, и освоение скважины.

Расчет дебита с МГРП производится на основании формулы Джоши, но с различными допущениями. В данный момент нет какой либо утвержденной формулы для расчета притока в такие скважины. Рассмотрим модель Guo, Xiance Yu and Mahammad Khoshghadam [1].

Модель Guo, Xiance Yu and Mahammad Khoshghadam

Согласно данной модели резервуар может быть разделен на 2 части: внутренний регион с трещиной ГРП и внешний без трещины.

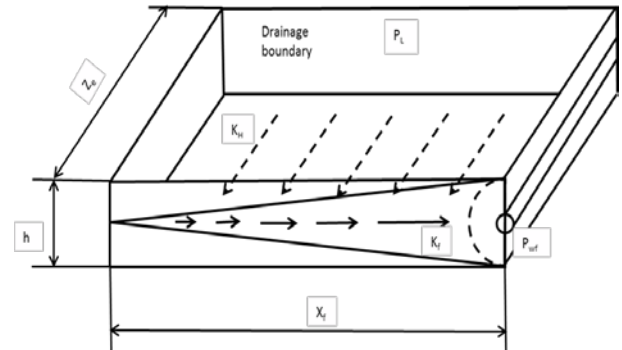


Рис. 1. Направление потока флюида к стволу горизонтальной скважины

Суммарный дебит может быть вычислен во внешнем регионе, по формуле псевдоустановившегося режима:

$$q = \frac{7.08 \cdot 10^{-3} \cdot k_h \cdot h \cdot (\bar{p} - p_L)}{B_0 \cdot \mu_0 \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{4A}{\gamma C_A R_L^2} \right) \right)}, \quad (1)$$

где P_L давление на границе между внешним регионом и внутренним регионом, R_L эквивалентный внешний радиус внешнего региона.

R_L вычисляется по формуле:

$$r_L = \sqrt{\frac{4n z_e \chi_f}{\pi}}, \quad (2)$$

где Z_e и X_f средняя полудлина между трещинами ГРП и средняя полудлина трещин.

Согласно теории Guo и Schechter в модели с неравномерным расположением трещин суммарный дебит будет равен

$$q = \sum_{i=1}^n \frac{4.5 \cdot 10^{-3} k_h h \cdot (p_L - p_r)}{B_0 \cdot \mu_0 \cdot z_{ei} \sqrt{c_i}} \cdot (1 - e^{-\sqrt{c_i} \cdot z_{fi}}), \quad (3)$$

где C_i определяется по формуле:

$$c_i = \frac{24 \cdot k_H}{z_{ei} \cdot w_i \cdot k_{fi}}, \quad (4)$$

где Z_{ei} это половина расстояния между трещинами, P_r давление на границе между внутренним и внешним регионами.

Линейный/радиальный поток может быть использован для объединения линейного потока в трещине и радиального потока в трещине в околоскважинной зоне. Дебит пластовой жидкости для скважины с n трещинами ГРП расположенными неравномерно будет равен:

$$q = \sum_{i=1}^n \frac{5.9 \cdot 10^{-4} \cdot k_{fwi} \cdot w_{wi} \cdot (p_r - p_{wf})}{\mu_0 B_0 \left(\ln \left(\frac{h}{2 \cdot r_{wi}} \right) + \pi - (1.224 - s_i - Dq) \right)} \quad (5)$$

Взяв во внимание вышеуказанное уравнение может быть получено следующее уравнение:

$$q = \frac{1}{\left(\frac{1}{J_R} + \frac{1}{J_L} + \frac{1}{J_r}\right)} \cdot (\bar{p} - p_{wf}) \quad (6)$$

В формуле (6) проводимости идентифицируются как:

$$J_R = \frac{7.08 \cdot 10^{-3} k_h \cdot h}{B_0 \cdot \mu_0 \left(\frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{4A}{\gamma \cdot C_A r_L^2}\right)\right)} \quad (7)$$

$$J_L = \sum_{i=1}^n \frac{4.5 \cdot 10^{-3} \cdot k_h \cdot h}{B_0 \cdot \mu_0 z_{ei} \cdot \sqrt{c_i}} \cdot (1 - e^{-c_i \cdot x_{fi}}) \quad (8)$$

$$J_L = \sum \frac{5.9 \cdot 10^{-4} \cdot k_{fwi} \cdot w_{wi}}{\mu_0 \cdot B_0 \cdot \left(\ln\left(\frac{h}{2r_w}\right) + \pi - (1.224 - s_i - Dq)\right)} \quad (9)$$

Проведение МГРП позволяет получить положительный результат, а за частую и вернуть в эксплуатацию скважины выработавшие ресурс и находящиеся в консервации.

Применение технологий и технических средств МГРП при бурении новых скважин позволяет не только добиться повышенных дебитов, но и так, же существенно сократить время на проводку, и освоение скважины [2].

Список литературы

1. Boyun Guo, Xiance Yu, Mohammad Khoshghadam. A simple and accurate mathematical model for predicting, productivity of multifractured horizontal wells, SPE Reservoir Evaluation & Engineering, Vol. 12, Issue 6 (2009).
2. Hong Yuan, Desheng Zhou. A new model for predicting inflow performance of fractured horizontal wells, SPE Western Regional Meeting, 27-29 May, Anaheim, California, USA (2010).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИНТЕЗА КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЕ С УЧЕТОМ РАЗНОМАСШТАБНЫХ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ СОВМЕСТНО

О.Н. Крюкова¹, А.Г. Князева^{1,2}, Ю.А. Чумаков¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, пр. Академический, 2/4

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30
E-mail: okruk@ispms.tsc.ru

Синтез композиционных материалов может быть осуществлен разными методами, различающимися способом подвода энергии, наличием или отсутствием внешних полей, способом активации реакций, геометрией, структурой и составом исходных компонентов. Процессы синтеза являются многофакторными и трудоемкими и для выбора конкретных условий и оптимизации требуют привлечения математического моделирования. В литературе выделяют модели, с помощью которых описывается преобразование структуры, эволюция плотности и пористости; модели, описывающие механическое поведение порошкообразных материалов и композитов на их основе; теплофизические модели синтеза; описание влияния внешних полей на динамику изменения пористости; и эволюции выделенных «мезообъемов» с заданной начальной структурой [1, 2].

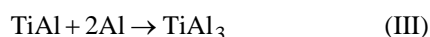
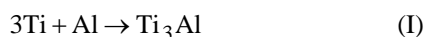
В настоящей работе предложена модель спекания композиционного материала в условиях регулируемого нагрева, учитывающая особенности образования новых фаз в объеме реакционной ячейки. На основе простейшего варианта модели отработан алгоритм взаимодействия двух уровней – макроскопического (для образца в целом) и мезоскопического (на уровне отдельных частиц, окруженных расплавом).

Рассматривается прессовка порошков Ti и Al, в виде параллелепипеда с размерами $l_1 \times l_2 \times l_3$.

Математическая модель процесса спекания включает уравнения баланса тепла, учитывающее внешний нагрев радиацией (по закону Стефана-Больцмана) и суммарное тепло от химических реакций, протекающих в каждой реакционной ячейке

$$V_{cp} \frac{\partial T}{\partial t} = -\sigma \epsilon_0 (T_e^4 - T^4) S_{обп} + n_p Q_{ch} \int_0^{R_1} \varphi_j dr \quad (1)$$

В соответствии с диаграммой состояния системы Ti-Al запишем систему химических реакций, которые приводят к образованию новых фаз в покрытии и в переходной зоне:



Введем обозначения для молярных концентраций реагентов и продуктов реакции

$$y_1 = [\text{Al}]; \quad y_2 = [\text{Ti}]; \\ y_3 = [\text{TiAl}]; \quad y_4 = [\text{Ti}_3\text{Al}]; \quad y_5 = [\text{TiAl}_3] \text{ моль/см}^3.$$

Концентрации свободных элементов (Al и Ti) следуют из уравнений диффузии:

$$\frac{\partial y_i}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 D_i \frac{\partial y_i}{\partial r} \right) + \sigma_i, \quad (2)$$

где – y_i молярные концентрации элементов Al и Ti, $i=1,2$; D_i – коэффициенты диффузии, которые зависят от температуры по закону Аррениуса: $D_i = D_{0i} \exp(-E_{di} / RT)$, D_{0i} – предэкспоненциальные множители, E_{di} – энергии активации, R – универсальная газовая постоянная, σ_i – источники и стоки, связанные с химическими реакциями:

$$\sigma_1 = -\varphi_1 - \varphi_2 - 2\varphi_3, \quad \sigma_2 = -\varphi_1 - 3\varphi_2.$$

Скорости химических реакций φ_j , $j=1,2,3$ зависят от температуры по закону Аррениуса и от концентраций – в соответствии с законом действующих масс:

$$\varphi_1 = k_{01} \exp(-E_{a1} / RT) y_1 y_2,$$

$$\varphi_2 = k_{02} \exp(-E_{a2} / RT) y_1 y_2^3,$$

$$\varphi_3 = k_{03} \exp(-E_{a3} / RT) y_1^2 y_3,$$

где k_{0j} , $E_{a,j}$ – предэкспоненциальные множители и энергии активации реакции.

Концентрации продуктов реакций определяются из кинетических уравнений:

$$\frac{dy_m}{dt} = \sigma_m, \quad m=3,4,5, \quad (3)$$

где

$$\sigma_3 = \varphi_1 - \varphi_3, \quad \sigma_4 = \varphi_2, \quad \sigma_5 = \varphi_3;$$

y_m – молярные концентрации соединений TiAl, Ti₃Al, TiAl₃.

Математическая модель (1)-(3) содержит большое число параметров, которые требуют специального определения. Константы скоростей реакции k_i , энергий активации $E_{a,i}$ и теплоты химических реакций Q_i , вычисленные с помощью известных термодинамических формул [3–5], приведены в таблице 1, значения диффузионных параметров – в таблице 2.

Таблица 1. Формально-кинетические параметры реакций

Реакция	$Q_{ch,j}$, Дж/моль	E_{aj} , Дж/моль	k_{0j} , 1/с
$Ti + Al \rightarrow TiAl$	3783	125000	$1.093 \cdot 10^5$
$3Ti + Al \rightarrow Ti_3Al$	2470	105000	$1.496 \cdot 10^6$
$TiAl + 2Al \rightarrow TiAl_3$	1873	140000	$4.699 \cdot 10^5$

Таблица 2. Диффузионные параметры

Вещество	D_{0i} , $см^2 / с$, $x \leq h$	E_{di} , Дж/моль, $x \leq h$	D_{0i} , $см^2 / с$, $x > h$	E_{di} , Дж/моль, $x > h$
Al	$1.7 \cdot 10^{-5}$	142350	$1.7 \cdot 10^{-5}$	125520
Ti	$2 \cdot 10^{-4}$	160000	$0.3 \cdot 10^{-5}$	150000
TiAl	$8.5 \cdot 10^{-4}$	186000	$4.5 \cdot 10^{-4}$	175000

Плотность прессовки определяем по формуле:

$$\rho = (\rho_{Al} y_{01} + \rho_{Ti} y_{02})(1 - \eta_p)$$

где η_p – доля пор, $\eta_p = 0.3$; $\rho_{Al} = 2.712$ г/см³;

$\rho_{Ti} = 4.51$ г/см³; $y_{01} = 0.485$ моль/см³; $y_{02} = 0.515$ моль/см³.

Соотношение между объемами частицы и матрицы в начальный момент времени дает начальный состав прессовки. Число ячеек рассчитывается из соотношения их геометрических размеров и размера прессовки (4)

$$n_p = \frac{V}{V_m + V_p} \quad (4)$$

Предположим, что нагрев образца осуществляется излучением при регулируемом изменении температуры стенок вакуумной печи. Температура стенок вакуумной камеры T_e меняется по заданному закону:

$$T_e = \begin{cases} v_1 t + T_0, & T \leq T_{s1} \\ v_2 t + T_0, & T_{s1} < T \leq T_{s2}, \\ T_{s2}, & T > T_{s2} \end{cases}$$

где v_1, v_2 – скорости нагрева, известные из эксперимента; T_0 – начальная температура; T_{s1}, T_{s2} – заданные температуры спекания.

Система уравнений замыкается начальными:

$$t = 0: \quad T = T_0, \quad T_e = T_0$$

$$y_1 = 0, \quad y_2 = y_{02}, \quad 0 \leq r < R_0,$$

$$y_1 = y_{01}, \quad y_2 = 0, \quad R_0 < r < R_1.$$

и граничными условиями

$$r = 0: \quad \frac{\partial y_i}{\partial x} = 0, \quad i = 1, 2$$

$$r = R_0: \quad D_i \frac{\partial y_i}{\partial r} \Big|_{r=R_0-0} = D_i \frac{\partial y_i}{\partial r} \Big|_{r=R_0+0}, \quad i = 1, 2$$

$$r = R_1: \quad \frac{\partial y_i}{\partial r} = 0, \quad i = 1, 2.$$

В расчетах принято: температура окружающей среды $T_0 = 400$ К; температуры спекания $T_{s1} = 673$ К, $T_{s2} = 1523$ К. Размеры образца,

скорости нагрева образца варьировались. Эволюция пористости во времени в модели не анализировались.

Очевидно, что в зависимости от условий нагрева и начального состава прессовки, состав композита получается разным. Процесс характеризуют зависимость температуры образца от времени (рис.1), распределения концентраций чистых элементов и новых фазы в реакционной ячейке (рис.2).

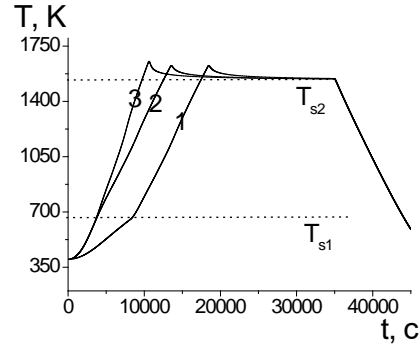


Рис. 1. Температура образца в процессе спекания при варьировании параметров задачи.

$$l_1 = l_2 = l_3 = 2 \text{ см},$$

1. – $v_1 = 2$ град/мин, $v_2 = 5$ град/мин,

2. – $v_1 = 5, v_2 = 5$; 3. – $v_1 = 5, v_2 = 7$.

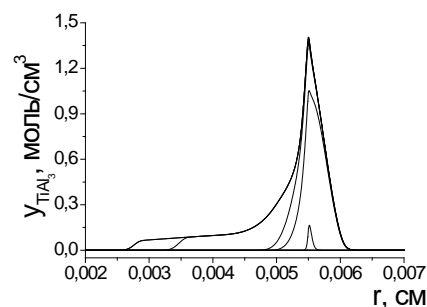
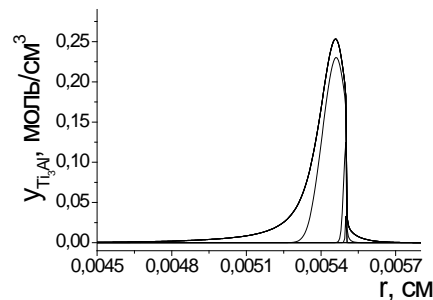
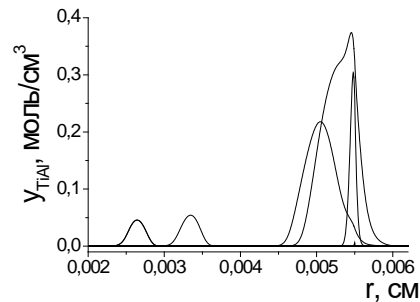


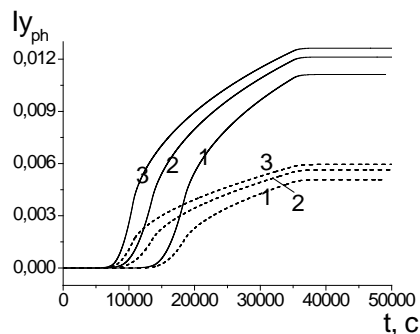
Рис. 2. Распределение концентраций образующихся соединений в реакционной ячейке

$$l_1 = l_2 = l_3 = 1 \text{ см}, \quad v_1 = 2 \text{ град/мин}, \quad v_2 = 5 \text{ град/мин}$$

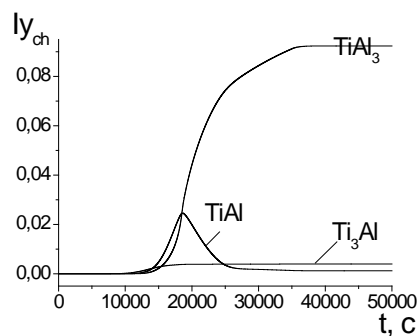
Средние концентрации рассчитывались интегрированием по реакционным ячейкам:

$$I_{y_i(t)} = \frac{1}{R_1} \int_0^{R_1} y_i(r, t) dr, \quad i = 1 \div 5$$

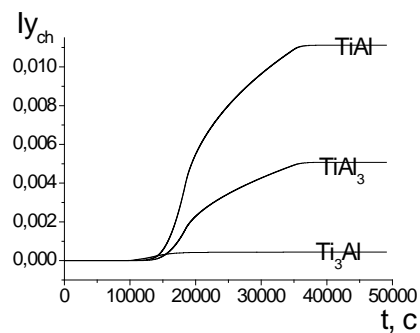
На рис. 3 представлена динамика изменения состава во времени.



а)



б)



в)

Рис. 3. Средние концентрации, образующихся соединений, в зависимости от скорости нагрева (а),

сплошные кривые – TiAl, пунктирные – TiAl₃;

$$l_1 = l_2 = l_3 = 2 \text{ см},$$

$$1. - v_1 = 2, \quad v_2 = 5 \text{ град/мин},$$

$$2. - v_1 = 5, \quad v_2 = 5 \text{ град/мин};$$

$$3. - v_1 = 5, \quad v_2 = 7 \text{ град/мин}$$

и от размеров образца (б) – $l_1 = l_2 = l_3 = 1 \text{ см}$, (в) –

$$l_1 = l_2 = l_3 = 2 \text{ см}; \quad v_1 = 2 \text{ град/мин}, \quad v_2 = 5 \text{ град/мин}$$

В результате численного исследования показано, что вследствие различной диффузионной подвижности элементов частицы (Ti) и матрицы (Al), алюминий проникает в частицу, образуя частицы, содержащие TiAl, Ti₃Al, TiAl₃ и окруженные оставшимся алюминием. Но в зависимости от условий нагрева в центре частицы может частично остаться неизрасходованный титан. Если в недостатке находится Al, то неизрасходованного титана, очевидно, остается больше. Интегральный состав композиционного катода существенно зависит от размера частиц (т.е. от соотношения Al и Ti в исходной прессовке). Поскольку самой медленной стадией здесь является диффузия титана, то конечный состав катода не соответствует тому, который ожидается из чисто термодинамических соображений. На результат влияет и размер прессовки, который сказывается на динамике нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-58-00116 Бел_a.

Литература

1. Ковалев О.Б., Неронов В.А. Металлохимический анализ реакционного взаимодействия в смеси порошков никеля и алюминия // Физика горения и взрыва. 2004. Т.40. № 2. С. 52–60.
2. Шульц Д.С., Крайнов А.Ю. Математическое моделирование СВС процесса в гетерогенных реагирующих порошковых смесях // Компьютерные исследования и моделирование. 2011. Т. 3. № 2. С. 147–153
3. Даниэлс Ф, Олберти Р. Физическая химия. М.: Мир, – 1978. – 645 с.
4. Карапетянц М.Х. Химическая термодинамика. М.: Химия, –1975. – 584 с.
5. Крюкова О.Н., Князева А.Г. Формально-кинетические параметры реакций при осаждении карбидных покрытий на Fe и Si // Известия ВУЗов. Физика. – Т. 57 – №9/3. – 2014. С. 113–117

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ТУГОПЛАВКИХ СИЛИКАТНЫХ РАСПЛАВОВ

Н.В. Малюга¹, О.Г. Волокитин², В.В. Шеховцов², Р.Е. Гафаров²

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет
636050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл.Соляная 2

E-mail: haver2023@rambler.ru

Плазменная установка используемая в эксперименте, относится к устройствам при помощи которых можно получить тугоплавкий силикатный расплав, с помощью энергии низкотемпературной плазмы. Актуальность эксперимента и представленной плазменной установки в нем, подтверждает тот факт, что в отвалах энергетических производств скапливается множество золошлаковых отходов, которые в свою очередь нарушают экологическую обстановку в местах их размещения. В то же время золы и шлаки тепловых электрических станций можно эффективно использовать в производстве различных строительных материалов, что подтверждается многочисленными научными исследованиями и практическим опытом [1-5]. Проблематика данного вида утилизации золошлаковых отходов состоит в высоких температурах плавления (1873-1973К). Именно по этой причине используются плазменные технологии в установке, которые позволяют достичь высокую концентрацию энергии и температуры (3273-5273К). Переработка сырья и производство минерального волокна, с помощью представленных технологий очень экономично, уменьшаются энергозатраты и требуется меньше времени на утилизацию, переработку отходов. Но есть и сдерживающие факторы, такие как, дорогостоящее сырье и топливо, а так же экологическая проблема, которая возникает, из-за несовершенства процессов расплава. Именно поэтому мы проводим данный эксперимент, чтобы

усовершенствовать процесс получения расплава с помощью плазменной установки.

Актуальность темы определяется особой ролью внедрения энергии низкотемпературной плазмы в энергетические производства в связи с принципиальным изменением условий функционирования предприятий электроэнергетической отрасли, развитием процессов реструктуризации энергетических объектов. Таким образом, применения плазменных технологий целесообразно развивать с учетом общенаучной системной методологии.

Целью настоящей работы являлось проведение экспериментальных исследований по получению высокотемпературного силикатного расплава на основе золошлаковых отходов с использованием энергии низкотемпературной плазмы. Определения электрических, тепловых и механических характеристик оборудования, обеспечивающих процесс нагрева и последующего плавления мелкодисперсного материала (золы). Оценить возможность получения минеральных волокон на основе высокотемпературного силикатного расплава полученного на основе золошлаковых отходов в электроплазменной установке. Усовершенствовать процесс получения расплава с помощью плазменной установки.

В качестве сырья для плавления в электроплазменной установке использовались золы Карагандинской ТЭС (Казахстан). Химический состав золы представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав золы

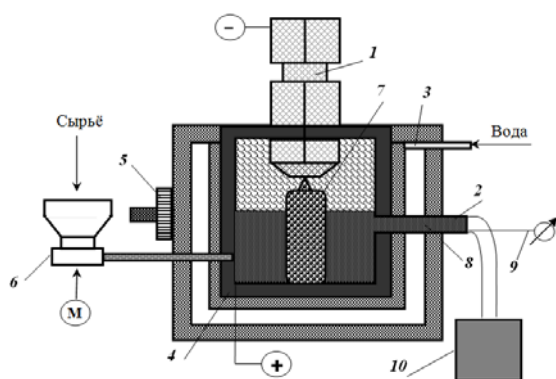
Образец	Химические элементы, мас. %								
	O	Si	Al	Fe	Ca	Na	Ti	Mg	п.п.п.
Зола	41,77	35,98	14,53	3,24	1,47	0,29	0,78	0,28	1,66

Зола отличается от базальта (традиционного сырья для получения минерального волокна) большим содержанием оксидов кремния и алюминия. Повышенное содержание Al_2O_3 приводит к увеличению температуры образования расплава.

С учетом накопленного опыта по созданию плазменных плавильных агрегатов на кафедре «Прикладная механика и материаловедение» Томского государственного архитектурно-строительного университета, разработана электроплазменная установка для получения тугоплавкого силикатного расплава, а именно плазмохимический реактор (патент РФ № 2503628),

которая может быть использована в получении минерального волокна, например стеклянной ваты. Изобретение относится к области производства строительных материалов и их обработки.

На рис 1. представлена схема плазменного генератора, для получения расплава из мелкодисперсного тугоплавкого силикатосодержащего материала (золы). Установка состоит из основных элементов: плазмотрон 1; водоохлаждаемой плавильной печи 3; дозатор 6. Эксперименты проводились при следующих параметрах: мощность плазменного генератора 45 кВт; расход плазмообразующего газа 0,5 г/с, расход сырья 5 кг/ч.



1 – плазмотрон; 2 – сливной желоб; 3 – система водоохлаждения;
4 – графитовый корпус; 5 – катушка индуктивности;
6 – дозатор; 7 – плазменная дуга;
8 – расплав; 9 – датчик с измерителем температуры;
10 – приемник.

Рис. 1. Схема плазменной установки для получения высокотемпературного силикатного расплава:

Принцип работы установки основан на взаимодействии высококонцентрированного потока плазмы с порошкообразным тугоплавким силикатосодержащим материалом (отходы горючих сланцев, зола после сжигания каменных углей) в результате, которого осуществляется нагрев дисперсных частиц с последующим образованием расплава. Использование конструкции дозирующего устройства со шнековым устройством осуществляет подачу материала с боковой части корпуса плазменного генератора. Сырье вводится в состав уже образованного расплава и в результате нагрева по всему объему плавильной печи производится плавление мелкодисперсного материала. Дополнительно при подключении катушек индуктивности (количество витков $N = 1000$), протекающий электрический ток ($I = 1 \text{ A}$) создают магнитное поле воздействующее на плазменную струю, вектор магнитной индукции направлен перпендикулярно истечению соответствующей струи плазмотрона. Магнитное поле оказывает

существенное влияние на свойство плазмы: заряженные частицы проводящей плазмы движутся вдоль линий индукции магнитного поля, происходит обжатие струи в направлении истечения, объем ее увеличивается, что приводит к равномерному прогреванию и плавлению дисперсного материала. В качестве системы охлаждения используется водоохлаждающий канал плавильной печи, в который через патрубки подают воду, во избежание перегрева стенок. Так же, чтобы избежать прогорания и прочих повреждений, была установлена графитовая защита на стенки, внутри установки. После достижения расплава уровня сливного желоба, происходит его слив в установленный приемник (тигель).

В процессе получения расплава из золошлаковых отходов выделяют несколько стадий фазовых превращений: дегидратация, силикатообразование, гомогенизация и охлаждение со скоростью, предотвращающей процессы кристаллизации. Плазменный нагрев существенно влияет на термические преобразования в материале на всех стадиях обработки. Под действием энергии плазмы на начальной стадии (300-600 K) испаряется свободная вода, дегидратация происходит при резком повышении температуры (термическом ударе). Влага удаляется не только в парообразном, но и в жидком виде. Далее происходит плавление материала (1873-2073 K), при этом растут количество и глубина дефектов кристаллической решетки минералов. В процессе нагрева силикатного расплава его температура увеличивается до 2200-2700 K, при этом расплав под действием высококонцентрированных тепловых потоков гомогенизируется. Газообразование и гомогенизация протекают в интенсивном режиме (расплав кипит). При этом электропроводность расплава способствует увеличению его температуры за счет Джоулева нагрева (часть тока проходит по расплаву).

Рабочие электрические параметры и другие характеристики соответствовали :

- I нагрузки - 300A, U-155B, P- 45Вт
- T нагрева материала до перехода в фазу плавления -360 сек
- масса материала поступившая через дозатор (шнек) в плазменный генератор составляет 595г
- масса материала после расплавления оставшаяся в тиглях и на дне генератора составляет 430г. Данная масса составляет 72% от поступившей в плазменный генератор, по причине испарения, распыления
- поступление материала в плазменный генератор поступает в расплавленную массу через отверстие в реакторе плазменного генератора

Для подтверждения описанного выше процесса измерялась температура силикатного расплава вытекающей из плавильной печи. Измерение температуры производилось в трех точка: T1- на самом выходе из плавильной печи; T2 – середина струи; T3 – расплав в приемнике. Длина силикатной струи исходящей из плавильной печи равна 100 мм.

В работе использовался пирометром Кельвин Компакт 3000 ПЛЦ позволяющий измерить температуру от 1073 до 3273 К. Погрешность

измерения ± 283 К. Результаты измеренной температуры силикатного расплава представлены в таблице 2.

Таблица 2. Температура расплава на выходе из плазменного реактора.

Номер замера	Температура силикатного расплава, К		
	T_1	T_2	T_3
1	2073	2043	1903
2	2093	2013	1933
3	2068	1983	1923

В результате проведенного эксперимента установлена работоспособность установки, возможность получения высокотемпературного силикатного расплава из отходов энергетических производств (зола) и определены ее технологические параметры. Выявлены все недостатки работы установки и на основании этих данных будут проводиться работы по усовершенствованию конструкции, чтобы в дальнейшем провести ряд новых экспериментов. В результате, можно констатировать, что золошлаковые отходы являются весьма перспективной сферой для инноваций и инвестиций, имеющих многоцелевую направленность, и их переработка позволяет оказать существенное влияние на экологическую обстановку в РФ.

Литература

1. О.Г. Волокитин, В.В. Шеховцов. Отходы энергетических производств – перспективное сырье для производства минеральных волокон. Сборник научных статей 2-й Международной молодежной научной конференции: в 3-х томах. г. Курск, 23 апреля 2013-25 апреля 2014 г. с. 120-124.
2. О.Г. Волокитин, Н.К. Скрипникова, Г.Г. Волокитин, В.В. Шеховцов, В.И. Верещагин, А.И. Хайсундинов. Минеральное волокно, полученное в агрегатах низкотемпературной плазмы из продуктов сжигания каменного угля и горючих сланцев. Строительные материалы, 2013, № 11, с. 44-46.
3. О.Г. Волокитин, В.В. Шеховцов. Использование энергии низкотемпературной плазмы для выработки силикатного расплава. Сборник научных трудов III Международной научно-технической конференции

молодых ученых, аспирантов и студентов «Высокие технологии в современной науке и технике» ВТСНТ - 2014. с. 43-48.

4. О.Г. Волокитин, Н.К. Скрипникова, Г.Г. Волокитин, В.В. Шеховцов, А.И. Хайсундинов. Электродуговые и электроплазменные устройства для переработки силикатсодержащих отходов. Известия высших учебных заведений. Физика. Т. 57. №3-3, 2014, с. 109-113.
5. О.Г. Волокитин, В.В. Шеховцов. Плазменная технология получения высокотемпературных силикатных расплавов. Сборник научных трудов в 2-х томах. Национальный исследовательский Томский политехнический университет; Редакторы: Лопатин В.В., Яковлев А.Н.. 2013. с. 24-25.
6. Пат. 2355651 Российская Федерация, МПК51 СОЗВ37/04. Установка для получения минерального расплава плазменным нагревом / Волокитин О.Г., Гайслер Е.В., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Гайслер Е.В., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К. № 2007123894/03; заявл. 25.06.2007; опубл. 27.12.2008.
7. Пат. 2344093 Российская Федерация, МПК51 СОЗВ37/04. Установка для получения минеральных волокон / Волокитин О.Г., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Никифоров А.А., Скрипникова Н.К. № 2007115745/03; завл. 25.04.2007; опубл. 20.01.2007.
8. Пат. 2503628 Российская Федерация, МПК51 СОЗВ37/04. Плазменная установка для получения тугоплавкого силикатного расплава / Волокитин О.Г., Тимонов Е.В., Волокитин Г.Г., Никифоров А.А., Чибирков В.К.; заявитель и патентообладатель Волокитин О.Г., Тимонов Е.В., Волокитин Г.Г., Никифоров А.А., Чибирков В.К.; № 2012126227/03; заявл. 22.06.2012; опубл. 10.01.2014.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ КАПЛИ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. В. Мерзляков, В. Д. Олиненко

НИУ Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: amerz@mail.ru

Задача о движении жидкости со свободной поверхностью является актуальной во многих областях человеческой деятельности. Во многих случаях для получения характеристик движения жидкости достаточно использовать приближение идеальной жидкости. Наличие свободной поверхности приводит к тому, что область, занятая жидкостью, непрерывно меняет свою форму и размеры с течением времени. Как правило, решения такого рода задач не могут быть получены аналитически и требуют привлечения численных методов. В настоящей работе рассматривается один из численных методов пригодных для решения задачи о движении идеальной жидкости – метод граничных элементов.

Рассмотрим сферическую каплю идеальной жидкости, ограниченную свободной поверхностью. Согласно выводам теории идеальной жидкости, движение жидкости в капле носит потенциальный характер, т. е. для вектора скорости \vec{v} существует функция $\varphi(x, y, z, t)$ такая, что $\vec{v} = \nabla \varphi$. Тогда для описания движения идеальной несжимаемой жидкости можно воспользоваться уравнением Лапласа для определения потенциальной функции φ (см. [1]):

$$\Delta \varphi = 0$$

Граничным условием для этого уравнения является интеграл Коши-Лагранжа, который на свободной поверхности при отсутствии внешних массовых сил выглядит так:

$$\frac{d\varphi}{dt} - \frac{|\nabla \varphi|^2}{2} + \frac{P}{\rho} = 0 \quad (1)$$

где P – давление на свободной поверхности, ρ – плотность жидкости.

Одним из наиболее эффективных методов численного решения уравнения Лапласа является метод граничных элементов [2]. В основе данного метода лежит формула Грина [3]. Пусть S – некоторая поверхность ограничивающая в пространстве область решения уравнения Лапласа, а n – направление внешней нормали к этой поверхности. Формула Грина, позволяющая определить значение искомой функции в точке области M_0 , для этого случая выглядит так:

$$\Omega \cdot \varphi(M_0) = \iint_S \left(\frac{1}{R_{M_0P}} \cdot \frac{\partial \varphi(P)}{\partial n_P} \right) d\sigma_P - \iint_S \left(\varphi(P) \cdot \frac{\partial}{\partial n_P} \left(\frac{1}{R_{M_0P}} \right) \right) d\sigma_P$$

где P – текущая точка границы; R_{M_0P} – текущее расстояние между точками M_0 и P .

$$\Omega = \begin{cases} 4\pi, & \text{если } M_0 \text{ лежит внутри области} \\ 2\pi, & \text{если } M_0 \text{ лежит на границе области} \end{cases}$$

Граничные условия для уравнения Лапласа задаются либо в виде условия Дирихле, либо в виде условия Неймана, либо смешанное. Во всех случаях на границе считается известным либо значение функции, либо значение ее нормальной производной. В то же время для того, чтобы воспользоваться формулой Грина, в каждой точке границы должны быть известны и функция и ее нормальная производная. Для достижения этого результата в осесимметричном случае предлагается следующий подход.

В осесимметричном случае поверхность S является поверхностью вращения. В том случае, когда решение уравнения Лапласа ищется в осесимметричной области с осью симметрии Ox , формула Грина выглядит так:

$$\Omega \cdot \varphi(M_0) = \int_0^{x_0} q(x) \int_0^{2\pi} \frac{1}{R_{M_0P}} \cdot R(x) \cdot d\theta \cdot d\Gamma(x) - \int_0^{x_0} \varphi(x) \int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R_{M_0P}} \right) \cdot R(x) \cdot d\theta \cdot d\Gamma(x)$$

где $d\Gamma(x)$ – элемент образующей осесимметричной поверхности – границы расчетной области; $R(x)$ – зависимость цилиндрического радиуса образующей от осевой координаты для образующей; $d\theta$ – приращение цилиндрического угла; $q(x)$ – нормальная производная, x – обозначение текущей осевой координаты (см. рис. 1).

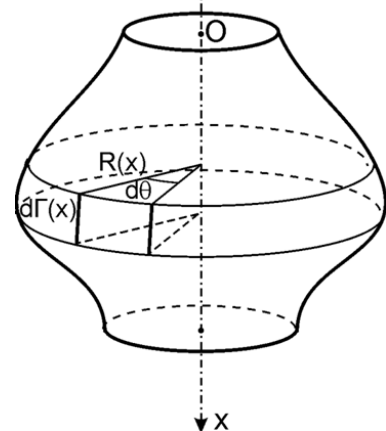


Рис. 1. Расчетная область для уравнения Лапласа
Если ввести обозначения:

$$\int_0^{2\pi} \frac{1}{R_{M_0 P}} \cdot R(x) d\theta = \varphi^*(x)$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R_{M_0 P}} \right) \cdot R(x) d\theta = q^*(x)$$

то формулу можно переписать в виде:

$$\Omega \cdot \varphi(M_0) = \int_0^{x_0} q(x) \cdot \varphi^*(x) d\Gamma - \int_0^{x_0} \varphi(x) \cdot q^*(x) d\Gamma$$

Метод граничных элементов заключается в следующем. Образующая поверхности разбивается на N участков Γ_i . Тогда вся граница расчетной области оказывается разделенной на кольцевые участки - элементы. Для любой узловой точки границы (общая точка соседних элементов) можно записать формулу Грина:

$$2\pi \cdot \varphi_i = \sum_{j=1}^N \left(\int_{\Gamma_j} q(x) \cdot \varphi^*(x) d\Gamma \right) - \sum_{j=1}^N \left(\int_{\Gamma_j} \varphi(x) \cdot q^*(x) d\Gamma \right)$$

Внутри участка j функции u и q представляются линейным образом:

$$\varphi = z_1 \cdot \varphi_j + z_2 \cdot \varphi_{j+1}; q = z_1 \cdot q_j + z_2 \cdot q_{j+1}$$

где

$$z_1 = \frac{1}{2} - \frac{x}{l}; z_2 = \frac{1}{2} + \frac{x}{l}, l - \text{длина участка.}$$

Подстановка этих выражений в формулу Грина и последующее преобразование приводит к линейному соотношению, связывающему значения u и q во всех точках которыми разделяется на участки образующая:

$$\sum_{j=1}^{N+1} H_{ij} \cdot \varphi_j = \sum_{j=1}^{N+1} G_{ij} \cdot q_j$$

Выражения для коэффициентов H_{ij} и G_{ij} приведены в [2].

Аналогичные соотношения можно записать для каждого i , поэтому данные соотношения образуют систему линейных равенств, связывающих φ_i и q_i . Согласно теории эллиптических уравнений, в каждой точке границы должно задаваться значение либо φ_i , либо q_i . В результате из указанных выше равенств формируется система линейных уравнений для заранее неизвестных значений. Решая данную систему любым из известных методов решения систем линейных уравнений, можно определить неизвестные значения φ и q , а значит - в каждой точке границы будут известны значения функции и ее нормальной производной. Подставив эти значения в формулу Грина, можно вычислить значение функции и в любой точке расчетной области.

Изменение формы жидкой капли определялось согласно методике, изложенной в работе [4]. Пусть некоторая узловая точка свободной поверхности с цилиндрическими координатами (x, R) , обладающая потенциалом скорости φ , через малый промежуток времени Δt занимает положение с координатами $(x',$

$R')$ и получает значение потенциала φ' . Эти новые значения координат и потенциала можно определить по формуле Тейлора:

$$x' = x + \frac{dx}{dt} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} \cdot \Delta t^2$$

$$R' = R + \frac{dR}{dt} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 R}{dt^2} \cdot \Delta t^2$$

$$\varphi' = \varphi + \frac{d\varphi}{dt} \cdot \Delta t + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} \cdot \Delta t^2$$

$$\text{Величины } \frac{dx}{dt} = u \text{ и } \frac{dR}{dt} = v - \text{соответственно}$$

осевая и радиальная компоненты вектора скорости точки. Их можно определить из следующих равенств:

$$v_n = u \cdot m + v \cdot n$$

$$v_\tau = u \cdot n - v \cdot m$$

где v_n и v_τ - нормальная и касательная по отношению к поверхности компоненты вектора скорости, m и n - компоненты единичного вектора внешней нормали к поверхности. Значение касательной компоненты скорости определяется через потенциал скорости: $v_\tau = \frac{d\varphi}{d\tau}$. Нормальная

компонента скорости $v_n = \frac{d\varphi}{dn} = q$ определяется

путем решения уравнения Лапласа для потенциала скорости φ в области капли методом граничных элементов при известных значениях потенциала в каждой точке границы.

Значение $\frac{d\varphi}{dt}$ определяется из граничного условия(1), которое в данном случае имеет вид:

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{u^2 + v^2}{2} - \frac{P}{\rho}$$

Давление на поверхности капли создается силой поверхностного натяжения жидкости. Это давление Лапласа определяется формулой

$$P = \sigma \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения, R_1 и R_2 - главные радиусы кривизны поверхности капли. Для осесимметричной поверхности существует формула, определяющая выражение в скобках. Из-за громоздкости она здесь не приведена.

Вторые производные определяются следующим образом. Согласно определению

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial R}$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial R} = \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial R}$$

Первые слагаемые в формулах можно трактовать как компоненты вектора «скорости», только вместо потенциала φ используется $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$. На поверхности

капли значение этой величины определяется из граничного условия (1). Уже указанным методом

можно определить $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_\tau$. Для определения $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_n$ используется линейность уравнения Лапласа: оно сохраняет форму и для $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$. Из решения методом граничных элементов этого уравнения с вышеуказанными граничными условиями определяются значения $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_n$.

Производные от компонент вектора скорости определяются на основе условия несжимаемости жидкости $\text{div}(\vec{v})=0$ и условия безвихревого потенциального течения $\text{rot}(\vec{v})=0$. В осесимметричном случае в цилиндрической системе координат они составляют систему равенств

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial R} + \frac{v}{R} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial R} &= 0\end{aligned}$$

из которых и определяются нужные производные.

Вторая производная по времени от потенциала определяется путем дифференцирования граничного условия (1) и последующей подстановки в получившееся выражение уже определенных значений.

Подстановка всех перечисленных выражений в формулы Тейлора позволяет определить новые значения координат граничных точек и новые значения потенциала скорости в них через промежуток времени Δt .

Для проверки описанной методики была рассмотрена задача о свободных колебаниях жидкой капли под действием силы поверхностного натяжения. Начальная форма капли была задана в форме эллипсоида вращения с полуосями 1,1 м вдоль оси x и 0,9 м вдоль оси R . Плотность жидкости составляла 1000 кг/м^3 , коэффициент поверхностного натяжения – 73 мН/м . Количество участков на образующей – 40, т.к. при этом количестве скорость вычислений и точность являются оптимальными.

На рисунках 2, 3, 4, 5 представлена форма свободной поверхности колеблющейся капли в следующие моменты времени: исходное состояние, четверть периода, полпериода и период. Хорошо видно, что форма капли повторяется с течением времени.

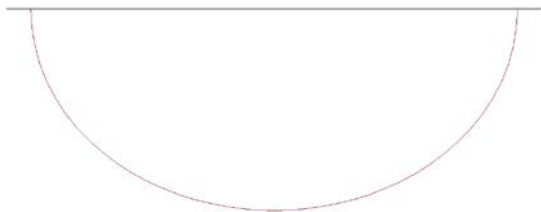


Рис. 2. Исходная форма капли

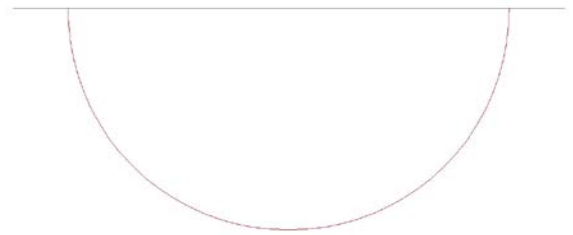


Рис. 3. Форма капли через 64 с

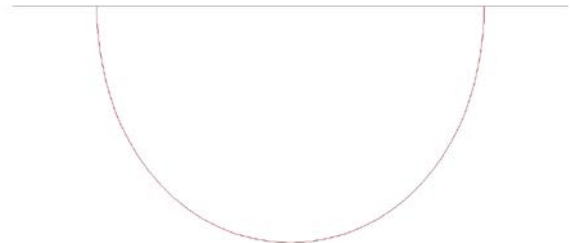


Рис. 4. Форма капли через 127 с

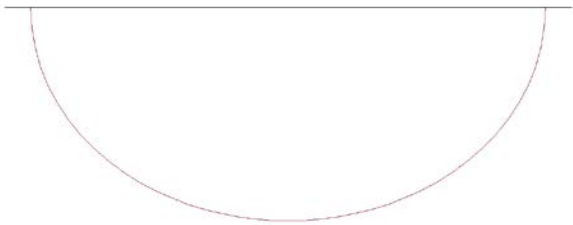


Рис. 5. Форма капли через 254 с

Для контроля точности вычислений время периода колебаний сравнивалось с известным аналитическим решением задачи о периоде малых колебаний жидкой сферической капли, приведенным в [5]. Согласно численному решению, период получился равным 254 с, а согласно аналитическому решению – 260 с, что является вполне допустимым расхождением.

Литература

1. Кочин Н. Е. Теоретическая гидромеханика / Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе. - М: государственное издание физико - математической литературы, 1963, - 584 с.
2. Бреббия К. Методы граничных элементов : пер. с англ. / К. Бреббия, Ж. Теллес, Л. Вроубел. - М: 1987, - 525 с.
3. Тихонов А. Н Уравнения математической физики / А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. - Наука: 1977, - 742 с.
4. Tsukasa Nakayama A computational method for simulating transient motions of an incompressible in viscid fluid with free surface, international journal for numerical methods in fluids, vol. 10, 683-695 (1990)
5. Ландау Л. Д. Гидродинамика / Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.. – М: Наука, 1986, – 736 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ РЕЖИМОВ СОПРЯЖЕННОГО КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ С ИСТОЧНИКОМ ЭНЕРГИИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

И. В. Мирошниченко, М. А. Шеремет

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: miroshnichenko@mail.tsu.ru

В настоящее время наблюдается устойчивый интерес к исследованию совместных эффектов термогравитационной конвекции и теплового поверхностного излучения в замкнутых областях в связи с разработкой современных технологических систем в различных отраслях промышленности [1, 2]. Поэтому появляется необходимость детального численного исследования протекающих процессов и их должной интерпретации.

К настоящему времени проведено не так много исследований сложного теплообмена в замкнутых областях с источниками энергии [3, 4]. В данных работах в качестве источников тепловыделения рассматриваются изотермические стенки либо некоторые их участки. Однако на практике, зачастую, приходится иметь дело именно с локально расположенными источниками энергии (тепловыделяющие элементы электронной аппаратуры, радиаторы отопления и др.). Также следует отметить, что наличие источников энергии конечных размеров может привести к существенной модификации как структуры течения, так и теплообмена внутри полости.

Процессы конвективно-радиационного теплообмена, представляющие практический интерес, происходят, как правило, в условиях турбулентного движения среды. Поэтому естественным образом возникает проблема моделирования турбулентных режимов течения и теплообмена.

Данная работа посвящена численному моделированию турбулентных режимов сопряженного конвективного теплопереноса в замкнутой полости с источником энергии постоянной температуры в условиях поверхностного излучения. Актуальность рассматриваемой задачи обусловлена возможностью применения полученных результатов исследования для совершенствования существующих методик расчета сложного теплообмена в замкнутых областях.

Рассматривается краевая задача теплопереноса за счет механизмов естественной конвекции, теплопроводности и поверхностного излучения в замкнутой квадратной полости с локальным источником энергии (см. рис. 1). Внутри полости находится газ, который считается несжимаемой, ньютоновской, диатермичной жидкостью, удовлетворяющей приближению Буссинеска. При проведении моделирования предполагалось, что

теплофизические свойства внутренней среды и стенок не зависят от температуры. Режим течения – турбулентный. Движение жидкости и теплоотдача принимаются плоскими, теплообмен излучением между стенками моделируется на основе приближения поверхностного излучения. Внутренние поверхности стенок считаются диффузно-серыми.

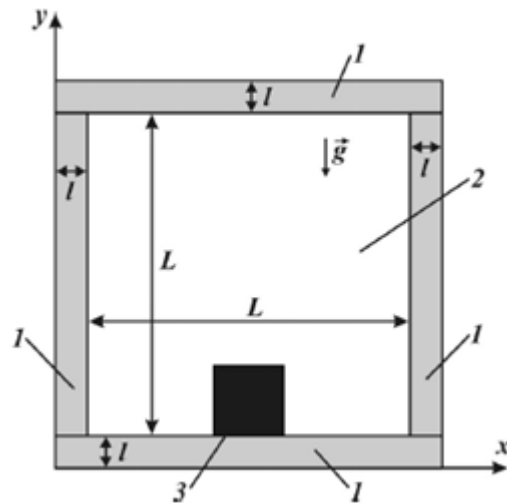


Рис. 1. Область решения задачи: 1 – твердые стенки, 2 – воздушная полость, 3 – источник энергии.

Для более детального исследования профилей температуры и скорости, вблизи ограничивающих стенок была введена неравномерная разностная сетка с использованием следующего алгебраического преобразования координат:

$$\xi = a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \varepsilon}{b-a} \left(X - \frac{a+b}{2} \right) \tilde{\varepsilon} \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \tilde{\varepsilon} \right],$$

$$\eta = a + \frac{b-a}{2} \left\{ 1 + \operatorname{tg} \left[\frac{\pi \varepsilon}{b-a} \left(Y - \frac{a+b}{2} \right) \tilde{\varepsilon} \right] \right\} / \operatorname{tg} \left[\frac{\pi}{2} \tilde{\varepsilon} \right].$$

С помощью данного преобразования появляется возможность перейти от неравномерной сетки в физической области (в переменных x, y) к равномерной сетке в вычислительной области (в переменных ξ, η).

В результате транспортные уравнения в безразмерных переменных «функция тока – завихренность» с учетом отмеченного выше преобразования координат приняли вид:

в газовой полости:

$$\frac{d^2\xi}{dX^2} \frac{\partial\Psi}{\partial\xi} + \left(\frac{d\xi}{dX}\right)^2 \frac{\partial^2\Psi}{\partial\xi^2} + \frac{d^2\eta}{dY^2} \frac{\partial\Psi}{\partial\eta} + \left(\frac{d\eta}{dY}\right)^2 \frac{\partial^2\Psi}{\partial\eta^2} = -\Omega, \quad (1)$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial\tau} + \left(U - \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial v_t}{\partial\xi}\right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial\Omega}{\partial\xi} + \left(V - \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial v_t}{\partial\eta}\right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial\Omega}{\partial\eta} =$$

$$= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial\xi} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + v_t \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial\Omega}{\partial\xi} \right] + \quad (2)$$

$$+ \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + v_t \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial\Omega}{\partial\eta} \right] +$$

$$+ \left(\frac{d^2\xi}{dX^2} \frac{\partial v_t}{\partial\xi} + \left(\frac{d\xi}{dX}\right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial\xi^2} - \frac{d^2\eta}{dY^2} \frac{\partial v_t}{\partial\eta} - \left(\frac{d\eta}{dY}\right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial\eta^2} \right) \times$$

$$\times \left(\Omega + 2 \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial U}{\partial\eta} \right) + 4 \frac{d\xi}{dX} \left(\frac{d\eta}{dY} \right)^2 \frac{\partial^2 v_t}{\partial\xi \partial Y} \frac{\partial V}{\partial\eta} + \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial\Theta}{\partial\xi},$$

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial\Theta}{\partial\xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial\Theta}{\partial\eta} =$$

$$= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial\xi} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{RaPr}} + \frac{v_t}{Pr_t} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial\Theta}{\partial\xi} \right] + \quad (3)$$

$$+ \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{RaPr}} + \frac{v_t}{Pr_t} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial\Theta}{\partial\eta} \right].$$

в твердых стенках:

$$\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} = \frac{\alpha_{1,2}}{\sqrt{PrRa}} \left(\frac{d^2\xi}{dX^2} \frac{\partial\Theta}{\partial\xi} + \right. \quad (4)$$

$$\left. + \left(\frac{d\xi}{dX}\right)^2 \frac{\partial^2\Theta}{\partial\xi^2} + \frac{d^2\eta}{dY^2} \frac{\partial\Theta}{\partial\eta} + \left(\frac{d\eta}{dY}\right)^2 \frac{\partial^2\Theta}{\partial\eta^2} \right).$$

В качестве модели турбулентности рассматривалась стандартная k-ε модель [3]:

$$\frac{\partial K}{\partial\tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial\xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial\eta} =$$

$$= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial\xi} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial K}{\partial\xi} \right] + \quad (5)$$

$$\frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial K}{\partial\eta} \right] + \bar{P}_k + \bar{G}_k - E,$$

$$\frac{\partial E}{\partial\tau} + U \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial\xi} + V \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial\eta} =$$

$$= \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial}{\partial\xi} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\xi}{dX} \frac{\partial E}{\partial\xi} \right] + \quad (6)$$

$$+ \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial}{\partial\eta} \left[\left(\frac{\Pr}{\sqrt{Ra}} + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{d\eta}{dY} \frac{\partial E}{\partial\eta} \right] +$$

$$+ \left[c_{1\epsilon} \left(\bar{P}_k + c_{3\epsilon} \bar{G}_k \right) - c_{2\epsilon} E \right] \frac{E}{K}.$$

На основе обобщенной гипотезы Буссинеска имеем:

$$\bar{P}_k = v_t \left[2 \left(\frac{\partial\xi}{\partial X} \frac{\partial U}{\partial\xi} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial\eta}{\partial Y} \frac{\partial V}{\partial\eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial\eta}{\partial Y} \frac{\partial U}{\partial\eta} + \frac{\partial\xi}{\partial X} \frac{\partial V}{\partial\xi} \right)^2 \right]$$

При этом на основе гипотезы градиентной диффузии $\bar{G}_k = -\frac{v_t}{Pr_t} \frac{\partial\eta}{\partial Y} \frac{\partial\Theta}{\partial\eta}$.

Параметры стандартной k-ε модели: $c_\mu = 0.09$, $c_{1\epsilon} = 1.44$, $c_{2\epsilon} = 1.92$, $c_{3\epsilon} = 0.8$, $Pr_t = 1.0$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$.

Для турбулентных характеристик K и E на стенках выполняются следующие условия:

$$K = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial n} = 0. \quad \text{Начальные и граничные условия}$$

для уравнений (1)-(6) подробно описаны в [3].

Сформулированная задача была решена численно методом конечных разностей. Разработанный алгоритм был подробно протестирован на ряде модельных задач свободноконвективного теплопереноса [3, 5].

Исследования проводились в широком диапазоне изменения определяющих параметров $Ra = 10^8 - 10^{10}$, $0 \leq \epsilon < 1$.

В результате проведенных исследований получены распределения изолиний функции тока, температуры, завихренности, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации. Показано, что увеличение приведенной степени черноты ограждающих стенок приводит как к ослаблению конвективного теплообмена, так и к интенсификации радиационного механизма переноса энергии. Рост Ra проявляется в уменьшении толщины тепловых пограничных слоев как вблизи вертикальных стенок тепловыделяющего элемента, так и вблизи вертикальных стенок полости, что подтверждается сгущением изолиний температуры вблизи этих поверхностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ для молодых российских ученых (грант МД-6942.2015.8).

Литература

1. A.K. Sharma, K. Velusamy, C. Balaji, S.P. Venkateshan, Conjugate turbulent natural convection with surface radiation in air filled rectangular enclosures, Int. J. Heat Mass Transfer 50, (2007) 625-639.
2. A. Ibrahim, D. Saury, D. Lemonnier, Coupling of turbulent natural convection with radiation in an air-filled differentially-heated cavity at $Ra = 1.5 \times 10^9$, Int. J. Heat Fluid Flow 42 (2013) 33-48.
3. I.V. Miroshnichenko, M.A. Sheremet, A.A. Mohamad, Numerical simulation of a conjugate turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in an enclosure with a heat source, Int. J. Thermal Sciences 109 (2016) 172-181.
4. Wang Y, Meng X, Yang X, Liu J. Influence of convection and radiation on the thermal environment in an industrial building with buoyancy-driven natural ventilation. Energy Build 75 (2014) 394-401.
5. Ampofo F., Karayiannis T.G. Experimental benchmark data for turbulent natural convection in an air filled square cavity// International Journal of Heat and Mass Transfer. 2003. Vol. 46. Pp. 3551-3572.

ТЕПЛОМАССОБМЕН В ПОРАХ НА СТАДИИ ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ МАТРИЦЫ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ УГЛЕРОД-КЕРАМИЧЕСКОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА

К.В. Михайловский, С.В. Резник

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)»

105005, г. Москва, 2-ая Бауманская ул., д. 5, стр.1

E-mail: konst_mi@mail.ru, sergeyreznik@bmstu.ru

Введение. Материалы тепловой защиты необходимы для сохранения работоспособности спускаемых аэрокосмических летательных аппаратов (ЛА), которые подвергаются воздействию значительных высокоэнтальпийных потоков, силовому напору и вибрационным нагрузкам при спуске на Землю. На протяжении ряда лет для тепловой защиты спускаемых космических аппаратов применялся принцип абляции армированных полимерных композиционных материалов (ПКМ) [1]. Многочисленные исследования в NASA (США) показали, что абляционный теплозащитный материал на основе пористого углеродного каркаса и фенолоформальдегидной смолы (материал PICA – Phenol Impregnated Carbon Ablator) имеет более низкую плотность и более высокую термостойкость. Однако, абляционные теплозащитные материалы имеют единичную кратность использования в ЛА, а физико-химические превращения в ПКМ вызывают необратимые изменения аэродинамических и теплозащитных характеристик, препятствующие повторному использованию. Для экономической целесообразности необходимо использовать многоразовые ЛА, где нужно применять термостойкие теплозащитные материалы, которые обладают требуемой окислительной и эрозионной стойкостью [1–3].

Основная часть. В настоящее время в качестве термостойкого теплозащитного материала и покрытия (ТЗП) можно применять углерод-керамические композиционные материалы (УККМ), которые обладают работоспособностью при знакопеременных силовых нагрузках, высокоскоростных, химически активных высокотемпературных потоках газа и эрозионных частиц, кроме того они имеют невысокую плотность, приемлемые прочностные и жесткостные характеристики, низкий температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР).

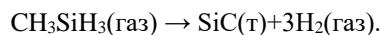
Из-за сложности и длительности технологического процесса изготовления деталей из УККМ необходимо применять математическое моделирование для снижения временных и финансовых затрат при выборе технологических параметров. Основной операцией технологического процесса изготовления деталей из УККМ является газофазное осаждение карбидокремниевой матрицы, где формируется окончательный комплекс физико-химических и теплофизических характеристик, а

также окислительная и эрозионная стойкость. Для управления операцией газофазного осаждения карбидокремниевой матрицы необходимо прогнозировать закономерности уплотнения в поровом пространстве заготовок из углерод-углеродного композиционного материала (УУКМ).

Построение физико-математических моделей процесса газофазного осаждения карбидокремниевой матрицы на макро и микро уровне осложнено тем, что необходимо учитывать химическую кинетику, процессы теплообмена и массообмена в многомерной, нестационарной постановке. В связи с чем, проводимые в США, Японии, ФРГ, Франции, КНР и России научные исследования в данной области затрагивали лишь отдельные аспекты: моделирование упрощенной пористой среды в виде набора пор цилиндрической формы и ее эволюции при уплотнении; моделирование процессов тепло- массообмена в цилиндрических порах; моделирование химической кинетики осаждения. Причем, как правило, задачи решались в одномерной или двухмерной постановке [4–7].

Физическая модель процесса осаждения карбидокремниевой матрицы в пористое пространство заготовки из УУКМ для создания ТЗП включает в себя следующие стадии: компоновка рабочего пространства газофазного реактора и размещение заготовок из УУКМ; вакуумирование газофазного реактора с нагревом до требуемых температур; подача реагента (монометилсилана (ММС)) в рабочую зону; перенос реагента, а также продуктов частичного взаимодействия в газовой фазе к нагретым поверхностям заготовки из УУКМ; диффузия компонентов газовой фазы пористой поверхностью заготовки из УУКМ; химические реакции (распад) реагента на нагретых поверхностях порового объема заготовки из УУКМ; образование карбидокремниевой матрицы; десорбция продуктов реакции; перенос десорбированных продуктов от поверхности в реакционное пространство и откачку магистраль установки. В силу сложности теоретического решения рассматриваемой задачи рациональным считается использование одного из современных программных комплексов, таких как ANSYS CFX, ANSYS FLUENT, CFD ACE, FLOW 3D с использованием пользовательского языка программирования.

Процесс газифазного осаждения карбидокремниевой матрицы зависит от температуры и давления, характеристик подложки, размера пор в заготовке УУКМ. Образование карбидокремниевой матрицы происходит вследствие распада ММС на нагретых поверхностях, в том числе в порах, заготовки из УУКМ:



В качестве армирующего исходного каркаса для изготовления образцов пористых термостойких УУКМ используется углеродный материал, который представляет собой полотно в виде войлока из рубленых углеродных волокон. Полотно из рубленых углеродных волокон имеет низкую начальную плотность около $100 - 150 \text{ кг/м}^3$ и высокую открытую пористость до 85%, которая позволяет обеспечить необходимые объемные доли карбидокремниевой матрицы.

Задача моделирования тепломассообмена в порах на стадии газифазного осаждения матрицы решается с учетом комбинированного переноса тепла за счет теплопроводности, конвекции и излучения. Таким образом, математическая модель процесса газифазного осаждения карбидокремниевой матрицы в заготовку из пористого УУКМ включает в себя уравнения течения многокомпонентной газовой смеси с описанием протекания гетерогенных химических реакций на макро и микро уровне и уравнения сопряженного теплообмена в системе со сложной геометрией, а также в поровом пространстве. Математическая модель базируется на уравнениях Навье-Стокса для многокомпонентной реагирующей газовой смеси, а также на уравнениях химической кинетики (в частности, учитывает уравнение Аррениуса на реакционных поверхностях) [8, 9].

Задача решается в трехмерной, нестационарной постановке на двух структурных уровнях, причем учитываются процессы тепломассообмена в самом газифазном реакторе (макро уровень) и в пористом пространстве материала с учетом характерной микроструктуры (микро уровень).

Для математического моделирования использовалась следующая входная информация: теплофизические свойства заготовки из пористого УУКМ до и после процесса газифазного осаждения; теплофизические свойства материалов теплового блока печи, оснастки, а также реакционной среды; оптические свойства заготовки из пористого УУКМ до и после газифазного осаждения; оптические свойства материалов теплового блока печи, оснастки и реакционной среды; технологические параметры и режимы; кинетика химической реакции распада ММС; микроструктура материала и его порогаммы.

Моделирование проводится с помощью решателей ANSYS CFX с использованием пользовательского языка программирования для задания необходимых граничных условий по макро- и микро кинетике и массопереносу. При математическом моделировании процесса

осаждения введены следующие основные допущения:

- реакционная среда считается оптически прозрачной;
- поверхности зон, участвующие в теплообмене излучением – серые (излучательная способность не зависит от длины волны);
- поверхности зон диффузно излучающие и диффузно поглощающие;
- не учитывается изменение теплофизических характеристик в представительных элементах объема заготовки из пористого УУКМ при осаждении карбидокремниевой матрицы.

Решение сформулированной выше задачи разбивалось на три этапа. На первом этапе решалась задача сопряженного теплообмена в газифазном реакторе с заготовкой из УУКМ при осаждении карбидокремниевой матрицы, на втором – задача массообмена в реакционном пространстве газифазного реактора, на третьем – задача тепломассообмена на микроуровне в поровом пространстве материала.

Помимо порометрических исследований в настоящей работе проведены микроструктурные исследования на шлифах образцов материала УУКМ и конечного УУКМ. В результате данных исследований и на основе метода осреднения и выделения структурной ячейки удалось построить представительные микрообъемы заготовок пористого УУКМ для последующего математического моделирования процесса газифазного осаждения карбидокремниевой матрицы.

Геометрические модели порового пространства разбивались на гексагональные и призматические конечные элементы и объемы таким образом, чтобы получить сетчато-независимое решение с приемлемой степенью дискретизации сетки. В итоге были выбраны сетки с общим количеством элементов около 1200000. Геометрические элементы в моделях были связаны условием контакта конечных элементов соприкасающихся поверхностей. Одна из конечно-элементных моделей представлена на рис. 1.



Рис. 1. Конечно-элементная модель пористого пространства представительного элемента микроструктуры пористого УУКМ с остаточной пористостью 40 %

Для моделирования тепломассообмена на микро уровне использовались условия по концентрационным полям реагента – ММС, по давлению, скорости обновления и температурному состоянию в приповерхностном слое материала, которые были получены на втором этапе для численного моделирования тепло и массообмена в поровом пространстве материала. В силу особенностей химической кинетики и процесса газофазного осаждения ниже решалась задача выбора технологических параметров процесса, которые позволяют обеспечить приемлемые скорости роста и, как следствие, заполнения пористого пространства карбидокремниевой матрицей. Варьируемым технологическим параметром процесса являлась температура внутри технологического реактора. Расчет проводился для представительных элементов объема пористого УККМ с разной остаточной пористостью при следующих значениях температуры процесса осаждения карбида кремния: 780 К; 880 К; 980 К; 1080 К.

Ниже представлены результаты расчета тепло- и массообмена в поровом пространстве УККМ с остаточной пористостью 25% при газофазном уплотнении углеродного каркаса карбидокремниевой матрицей при температуре в реакционной зоне газофазного реактора 780 К. На данной стадии моделируются условия протекания химических реакций в пористом пространстве с образованием карбидокремниевой матрицы на стенках пор. На рис. 2, 3 приведены отдельные результаты расчета поля скорости и скоростей роста карбидокремниевой матрицы в поровом пространстве.

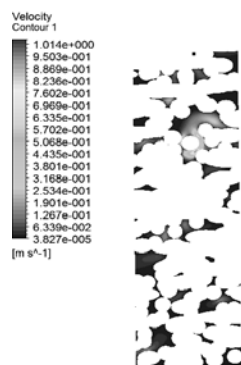


Рис. 2. Поле скорости в пористом пространстве в центре представительного элемента объема с остаточной пористостью 25 %, м/с

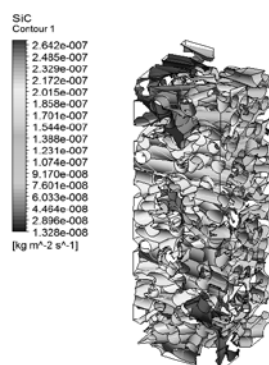


Рис. 3. Результаты расчета скорости осаждения карбидокремниевой матрицы на реакционных поверхностях УККМ с остаточной пористостью 25%, кг/(м²·с)

Заключение. На основе результатов математического моделирования технологии

получения термостойких УККМ с целью повышения их эксплуатационных характеристик установлено: что при более высоких температурах (1080 К) скорость химической реакции значительно превышает скорость массопереноса. В результате ММС не успевает проникнуть во внутренние области каркаса, практически полностью разлагаясь во внешних слоях. При понижении температуры скорости разложения ММС и его перенос становятся соразмерными. Определено, что для обеспечения равномерного уплотнения каркаса и уровня остаточной пористости в изготавливаемом пористом УККМ необходимо процесс осаждения карбидокремниевой осуществлять при температуре 880 К.

Отдельные результаты настоящей работы получены при финансовой поддержке по соглашению № 14.577.21.0099 (уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57714X0008) в рамках приоритетного направления «Транспортные и космические системы» федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы».

Литература

1. Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее. В 3-х томах. Т. 1. Прогнозирование и анализ экстремальных воздействий / Под ред. С.В. Резника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 224 с.
2. Heppenheimer T.A. Facing the Heat Barrier: A History of Hypersonics: The NASA History Series. Washington, DC, 2007 (NASA SP-2007-4232). 336 p.
3. Гофин М.Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых аэрокосмических аппаратов. С-Пб: ЗАО ТФ МИР, 2003. 671 с.
4. Seth T. R., Klavs F.J. Multiscale modeling of chemical vapor deposition. Appl. Phys. 1998. Vol. 83, No. 1. P. 524–530.
5. Integrated multiscale process simulation / T.S. Cale, M.O. Bloomfield and [et. al.]. Computational Materials Science. 2002. No. 23. P. 3–14.
6. Gobbett M.K., Timothy S.C. Modeling multiscale effects on transients during chemical vapor deposition. Surface and Coatings Technology. 2007. No. 201. P. 8830–8837.
7. Cheimarios N., Kokkoris G., Boudouvis A.G. An efficient parallel iteration method for multiscale modeling of chemical vapor deposition processes. Applied Numerical Mathematics. 2013. No. 67. P. 78–88.
8. Резник С.В., Михайловский К.В. Интеллектуализация выбора технологических параметров процесса газофазного осаждения для получения деталей из УККМ. Все материалы. Энциклопедический справочник. 2013. №1. С. 24–33.
9. Михайловский К.В. Моделирование многостадийного технологического процесса получения углерод-керамических композиционных материалов. Заготовительные производства в машиностроении. 2011. № 3. С. 45–47.

УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ БЕДНЫХ МЕТАНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ЗАКРУЧЕННОМ КАНАЛЕ

А. Ю. Крайнов, Л. Л. Миньков, К. М. Моисеева

Томский государственный университет
634050, Россия, Томск, пр. Ленина 36
E-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

Задача устойчивого горения бедных газовых смесей имеет практическое значение для конструирования энергоэффективных и экологически безопасных источников питания. Бедные газовые смеси с недостаточным содержанием горючего для воспламенения в обычных условиях часто являются продуктами производств, не используемыми в промышленности. В частности, бедная метано-воздушная смесь может являться продуктом процесса дегазации шахт. Использование бедных метано-воздушных смесей в нуждах производств представляет собой одну из приоритетных задач в рамках создания энергоэффективных промышленных циклов.

В обычных условиях метано-воздушная смесь воспламеняется при объемном содержании метана в смеси не ниже 5.3 % [1]. Для инициирования и поддержания устойчивого горения метано-воздушной смеси с содержанием метана ниже 5.3 % могут быть использованы механизмы рекуперативного теплообмена. Устойчивость горения в горелках с рекуперацией тепла обеспечивается подогревом втекающей холодной смеси за счет теплообмена с горячими продуктами реакции через внутреннюю перегородку или стенку горелки. Подробный анализ горелок с рекуперацией тепла выполнен в [2], приведены результаты экспериментальных и теоретических исследований горения бедных газовых смесей в горелках с различной конструкцией. В качестве примеров горелок с рекуперацией тепла представлены спиралеобразные горелки (Swiss-roll), противоточные теплообменники и U – образные каналы [2].

Аналитическое исследование устойчивости горения бедной газовой смеси в противоточном теплообменнике выполнено в [3] в безразмерной постановке задачи. Численное исследование устойчивости горения бедных метано-воздушных смесей в U – образном канале прямоугольного сечения с теплопроводящей внутренней стенкой выполнено в [4, 5]. На основе физико-математической постановки [4, 5] решена задача об устойчивости горения бедной метано-воздушной смеси в щелевой горелке, состоящей из двух каналов, объединенных общей стенкой [6]. В работах [2 – 6] показано, что устойчивость горения газовых смесей определяется совокупным влиянием параметров течения и теплообмена газа, а так же содержанием метана в смеси.

Наряду с указанными параметрами существенное значение для задачи об устойчивости горения бедных газовых смесей в рекуперативных горелочных устройствах имеет геометрия горелки.

При одной и той же протяженности канала в зависимости от его формы возможны различные условия устойчивого горения бедной метано-воздушной смеси.

В настоящей работе решена задача определения устойчивых режимов горения бедных метано-воздушных смесей в закрученном канале, представляющем из себя аналог Swiss-roll burner [1]. Физико-математическая постановка задачи основана на работах [4 – 6] с учетом различия в геометрических характеристиках горелок. Исследование выполнено с использованием средств прикладного коммерческого пакета Ansys Fluent. Целью работы являлось определение границы устойчивого горения бедной метано-воздушной смеси в зависимости от объемного содержания метана в смеси и скорости подачи газа на входе в горелку.

Схема течения газа в закрученном канале представлена на рис. 1. Холодная метано-воздушная смесь со скоростью u_{vh} , температурой T_{vh} , концентрацией горючей компоненты Y_{vh,CH_4} подается в канал под номером I и вытекает из горелки через канал IV. На рис. 1 каналы отмечены римскими цифрами I – IV, повороты отмечены римскими V – VII. Последовательность течения газа по каналам и поворотам следующая: I – V – II – VI – III – VII – IV. Общая протяженность канала – L . Под внутренними стенками горелки на рис. 1 подразумеваются стенки между каналами I – II, II – III, I – IV и областями поворота горелки V – VII. Внешней стенкой будем называть стенку между окружающей средой и областями VI, III, VII, IV. Ширина проходного сечения канала горелки больше толщины внутренних стенок горелки, $d > d_1$.

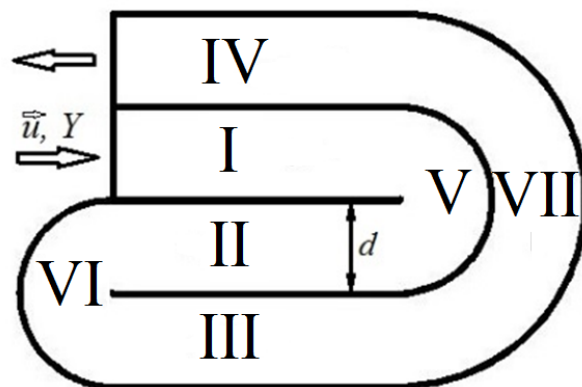
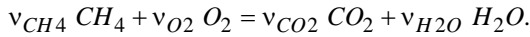


Рис. 1. Схема закрученного канала

Полагается, что внутренние стенки горелки равномерно разогреты перед началом процесса до температуры T_{lv} . Внешние стенки горелки теплоизолированы. На границе между внутренними

стенками и газом полагается идеальный тепловой контакт.

При постановке математической задачи были приняты следующие допущения: внешние стенки горелок теплоизолированы; рассматривается ламинарное течение вязкого несжимаемого газа; коэффициенты диффузии D , теплопроводности λ газа зависят от температуры; химический процесс определяется одностадийной необратимой химической реакцией:



Математическая постановка задачи при заданных допущениях определяется уравнениями (1) – (6):

Уравнение энергии для реакционной смеси:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{u}(\rho E + p)) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \sum_{j=1}^5 h_j^0 R_j. \quad (1)$$

Уравнение энергии для внутренних стенок закрученного канала:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 E_1) = \lambda_1 \nabla^2 T_1. \quad (2)$$

Уравнение для массовых долей компонентов смеси:

$$\frac{\partial(\rho Y_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} Y_i - \tilde{D}_m \nabla Y_i) = R_i, \quad i = 1..4. \quad (3)$$

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (4)$$

Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (5)$$

Уравнение состояния идеального газа:

$$p = \rho R T \sum_{j=1}^5 \frac{Y_j}{M_j}. \quad (6)$$

В уравнениях (1) – (6) $\boldsymbol{\tau} = \mu(\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T)$ – тензор

напряжения; $E = \sum_{j=1}^5 Y_j h_j + \frac{\vec{u}^2}{2}$ – полная энергия,

$h_j = c_j(T - T_{vh})$ – энтальпия j -ой компоненты

смеси, h_j^0 – энтальпия образования j -ой компоненты

при температуре T_{vh} , $E_1 = c_1 T_1$ – величина

энтальпии на внутренней стенке, R_j – скорость

образования j -ой компоненты, определяющаяся по

формуле: $R_i = \frac{\nu_i M_i}{\nu_{CH_4} M_{CH_4}} k_0 \rho Y_{CH_4} \exp(-E/RT)$.
Индексы $i = 1..5$ соответствуют компонентам $i = 1 - CH_4$, $i = 2 - O_2$, $i = 3 - CO_2$, $i = 4 - H_2O$, $i = 5 - N_2$. В (1), (3) зависимость коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры аналогично [6, 7]: $\lambda = \lambda_{st}(T/T_{vh})^s$, $\tilde{D}_m(T) = D_{st} \rho_{st}(T/T_{vh})^s$,

На внешних стенках горелки для газа задавались условия прилипания, а также нулевой тепловой поток. Граничные условия на внешних стенках имели вид:

$$y = d_{b,t} : \vec{u} = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0. \quad (7)$$

На внутренних стенках задавались условия прилипания для газа, между газом и внутренними стенками подразумевался идеальный контакт (ставились граничные условия IV рода). Граничные условия на внутренних стенках горелки имели вид:

$$y = d_{lb,1r} : \vec{u} = 0, \frac{\partial Y_i}{\partial n} = 0, -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (8)$$

На входной границе задавались температура газа, равная $T_{vh} = 300$ K, относительные массовые концентрации метана – Y_{vh,CH_4} , кислорода – $Y_{vh,O_2} = 0.23$ и продуктов реакции $Y_{vh,CO_2} = 0$, $Y_{vh,H_2O} = 0$. На выходе из горелки ставилось условие свободного вытекания газовой смеси.

Расчеты проводились для следующих значений теплофизических и кинетических параметров [6]: $c = 1065$ Дж/(кг·K); $\rho_{st} = 1.179$ кг/м³; $k_0 = 2.1 \cdot 10^{10}$ с⁻¹; $R = 8.31$ Дж/(моль·K); $D_{st} = 1.992 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $\lambda_{st} = 0.025$ Вт/(м·K); $s = 2/3$; $\eta = 2 \cdot 10^{-5}$ Па·с;

$E = 239$ кДж/моль; $\nu_{O_2} = 2$; $M_{O_2} = 32 \cdot 10^{-3}$ кг/моль;

$h_{H_2O}^0 = -241.82 \cdot 10^{-3}$ кДж/моль; $h_{O_2}^0 = 0$ кДж/моль;

$M_{CO_2} = 44 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; $M_{CH_4} = 16 \cdot 10^{-3}$ кг/моль;

$\nu_{CH_4} = 1$; $\nu_{CO_2} = 1$; $h_{CH_4}^0 = -78.81 \cdot 10^{-3}$ кДж/моль;

$\nu_{H_2O} = 2$; $h_{CO_2}^0 = 393.51 \cdot 10^{-3}$ кДж/моль;

$M_{H_2O} = 18 \cdot 10^{-3}$ кг/моль. Характеристики

закрученного канала: $d = 6 \cdot 10^{-3}$ м, $d_1 = 2 \cdot 10^{-4}$ м, $L = 5 \cdot 10^{-2}$ м. Теплофизические параметры

внутренних стенок канала: $c_1 = 687$ Дж/(кг·K), $\lambda_1 = 30$ Вт/(м·K), $\rho_1 = 7500$ кг/м³.

Расчеты проводились методом SIMPLE со вторым порядком точности [8]. Шаг по времени выбирался равным 10^{-5} с, влияние пограничного слоя учитывалось путем измельчения сетки в окрестности стенок, максимальный шаг по пространству составлял $5 \cdot 10^{-6}$ м. В расчетах контролировалось сохранение баланса массы и энергии. Полагалось, что расчет завершен, если выполнялись балансные соотношения, и величина невязок для рассчитываемых уравнений была меньше или равна 10^{-5} .

Скорость газа на входе задавалась следующим образом: полагалось, что поперечная компонента скорости $u_{y,vh}$ равняется нулю, продольная компонента варьировалась в диапазоне $u_{x,vh} = 0.01 \div 0.45$ м/с. Варьирование проводилось для определения максимального значения скорости подачи газа, при котором возможно установление устойчивого горения в заданных условиях. В расчетах также варьировалось объемное содержание метана, a_{vh,CH_4} , в диапазоне от 2.5% до 6%. Величина объемного содержания метана пересчитывалась на массовое содержание метана Y_{vh,CH_4} по формуле

$$Y_{vh,CH_4} = \frac{a_{vh,CH_4} \cdot M_{CH_4}}{(100 - a_{vh,CH_4}) \cdot M_{air} + a_{vh,CH_4} \cdot M_{CH_4}},$$

где M_{air} – молярная масса воздуха, M_{CH_4} – молярная масса метана [6]. Величина Y_{vh,CH_4}

задавалась в качестве граничного условия. Результаты расчетов представлены на рис. 2 – 4.

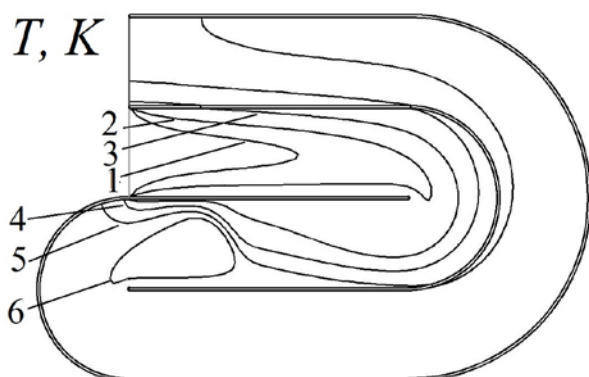


Рис. 2. Изолинии температуры. $U_{x,vh} = 0.14$ м/с; $a_{CH_4} = 4\%$; 1 – 800 K, 2 – 1050 K, 3 – 1300 K, 4 – 1550 K, 5 – 1800 K, 6 – 2050 K

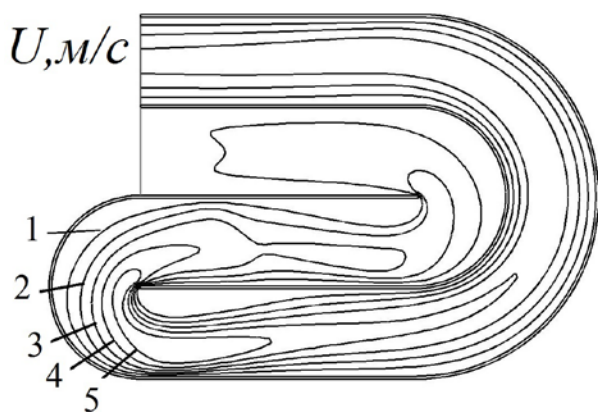


Рис. 3. Изолинии скорости газа. $U_{x,vh} = 0.14$ м/с; $a_{CH_4} = 4\%$; 1 – 0.6 м/с, 2 – 0.9 м/с, 3 – 1.2 м/с, 4 – 1.5 м/с, 5 – 1.8 м/с

На рис. 2 – 3 представлен пример установившегося режима горения 4 % метано-воздушной смеси. Согласно рис. 2-3 фронт горения устанавливается в окрестности поворота VI (рис. 1). Расчеты показали, что для 4 % метано-воздушной смеси представлен пример является предельным по скорости подачи. Малое увеличение скорости течения газа на входе в горелку приводит к выносу фронта горения за пределы закрученного канала. Это по смыслу близко результатам, полученным в работе [6] для щелевой горелки с внутренней вставкой и в работе [3] для противоточного канала. В работе [6] было показано, что фронт горения способен устанавливаться во входном канале. При увеличении скорости подачи газа на входе в горелку фронт вытеснялся в сторону выхода, происходил срыв горения. В работе [3] было показано, что устойчивое горение в противоточной горелке возможно только при взаимном перекрывании фронтов горения в трубках. Увеличение скорости подачи приводило к вытеснению фронтов.

Расчеты с варьированием скорости подачи газа на входе в горелку и содержания метана во втекающей смеси позволили определить границу

устойчивого режима горения. На рис. 4 представлены полученные результаты. Область под кривой соответствует области значений параметров $u_{x,vh}$ и a_{vh,CH_4} , для которой устанавливается устойчивое горение бедной метано-воздушной смеси.

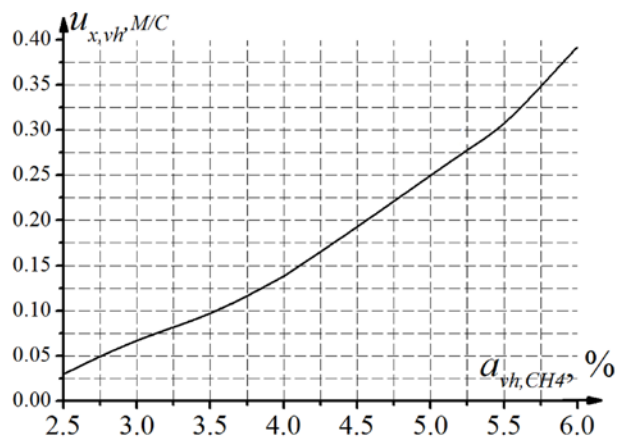


Рис. 4. Граница области параметров устойчивого горения MBC

Согласно полученным результатам, за счет рекуперации тепла возможно инициировать и поддерживать горения метано-воздушной смеси с содержанием метана не ниже 2.5%. Этот результат качественно согласуется с работой [6].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-38-00188 мол_а.

Литература

1. Льюис Б., Эльбе Г. [Lewis B., Von Elbe G]. Горение, пламя и взрывы в газах/ пер. с англ. под ред. К.И. Щелкина, А.А. Борисова. М.: Мир, 1968.
2. Ju Y., Maruta K. Microscale combustion: Technology development and fundamental research. Progress in Energy and Combustion Science. 2011. V. 37. P. 669 – 715.
3. Фурсенко Р.В., Минаев С.С. Устойчивость пламени в системе с противоточным теплообменом// Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, №2. С. 17-25.
4. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Режимы горения бедной метано-воздушной смеси в U-образной горелке. Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2014. №2(28). С. 69- 76.
5. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Колебательные режимы горения бедной метано-воздушной смеси в U-образной горелке// XXXI Сибирский теплофизический семинар, посвященный 100-летию со дня рождения академика С.С. Кутателадзе. Доклады. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН. 2014. С.207-210.
6. Крайнов А. Ю., Моисеева К. М. Горение бедных метано-воздушных смесей в щелевой горелке с адиабатическими внешними стенками// Физика горения и взрыва. – 2016. – №1 (52). – 52-59.
7. Шкадинский К.Г., Барзыкин В.В. Закономерности зажигания газов накаливаемой поверхностью с учетом диффузии и гидродинамики// Физика горения и взрыва. 1968. Т.4, № 2. С. 176–181.
8. S. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1980.

ТЕПЛООБМЕН В СИСТЕМЕ "КАПЛЯ – ПОДЛОЖКА" ПРИ ОСАЖДЕНИИ КАПЛИ РАСПЛАВА НА ПОВЕРХНОСТЬ

Т. Н. Немова, Е.А. Колесникова

Томский государственный архитектурно-строительный университет

634002, г. Томск, пл. Соляная, 3

E-mail: tatyana.nemova.0702@yandex.ru

Процессы взаимодействия капли расплава с поверхностью конструкционного материала, включающие деформацию капли, теплообмен и фазовые превращения исследуются как теоретически, так и экспериментально. Для описания явления используются физико-химические модели различной сложности, демонстрирующие возможности вычислительного эксперимента.

Поскольку каждая из составляющих процесса взаимодействия сама по себе является сложной задачей и охватить весь спектр определяющих параметров в рамках одной модели до настоящего времени не представляется возможным, то в научной практике используется подход постепенного усложнения рассматриваемой модели.

Полученные в результате исследований данные в большей степени относятся к взаимодействиям единичных капель расплава с поверхностью с допущениями о форме и размерах как самой капли, так и закрепившихся на поверхности подложки сплэтов. Это позволяет исследовать динамику изменения формы капли и температурные поля вблизи зоны контакта [1].

При массивном воздействии потока расплавленных частиц на подложку картина взаимодействия существенно меняется, так как капли расплава попадают на поверхность еще не претерпевших затвердевание частиц. И это, в свою очередь, усложняет, если не делает невозможным создание достоверной математической модели процесса взаимодействия капель расплава с поверхностью.

Кроме того, проведение экспериментальных исследований с целью подтверждения полученных численных результатов существенно ограничивается использованием материалов, имеющих относительно низкие температуры плавления, что связано с трудностями реализации и контроля теплового состояния капель расплава в разные фазы их движения и взаимодействия с поверхностью.

Поэтому при решении конкретных инженерных задач по нанесению упрочняющих покрытий на поверхность конструкционных материалов желательной является предварительная оценка параметров процесса, позволяющая оценить априори вероятность адгезии капель расплава на поверхность конструкционного материала. Такими параметрами, по мнению авторов, являются температуры капли расплава и материала подложки.

В настоящей работе на основании предложенного ранее метода выравнивания температур соседних областей и полученного выражения критериальной контактной температуры

для пар «капля – подложка», представляющих собой инженерную методику оценки адгезии капель расплава на поверхность конструкционных материалов, рассчитаны области температур капли и подложки, соответствующие прочной адгезии капель на поверхность [2, 3].

Выражение для критериальной контактной температуры получено из теплового баланса между граничными слоями капли и подложки без учета плавления материала подложки

$$T_k = (n \cdot T_1 + T_2) / (n + 1). \quad (1)$$

При малых временах процесс передачи тепла в контактной зоне можно считать близким к стационарному процессу. Здесь

$$n = \rho_1 \cdot c_1 \cdot \lambda_1 / \rho_2 \cdot c_2 \cdot \lambda_2, \quad (2)$$

а λ_1, λ_2 – теплопроводности, c_1, c_2 – теплоемкости, ρ_1, ρ_2 – плотности капли и подложки соответственно:

Для реализации адгезии капли расплава на поверхности необходимо, чтобы величина критериальной контактной температуры T_k/T_m превышала 1. Здесь T_m – значение температуры плавления материала подложки. При этом происходит подплавление подложки в области контакта капли с поверхностью.

На основании описанного выше подхода были проведены расчеты условий адгезии для пар материалов «капля – подложка». Рассматривались пары материалов из одного и разных материалов (олово, свинец, железо, цинк, медь, вольфрам и т.д.).

На рис. 1 для примера показаны результаты расчета минимальных значений температур T_D падающих капель расплава на подложку, обеспечивающих адгезию частиц, в зависимости от температуры подложки T_W . Область температур выше прямых соответствует значениям температур капли, при которых реализуется адгезия капли на поверхность. Чем ниже температура подложки, тем большую температуру должна иметь капля расплава наносимого материала.

Достоверность предложенного подхода была подтверждена циклом экспериментальных исследований [2].

Для всех исследованных пар материалов были получены временные зависимости температуры в области контакта и на различных расстояниях от плоскости контакта как в капле, так и в подложке, позволившие установить динамику движения границы затвердевания капли после ее осаждения на

подложку и оценить глубину подплавления подложки.

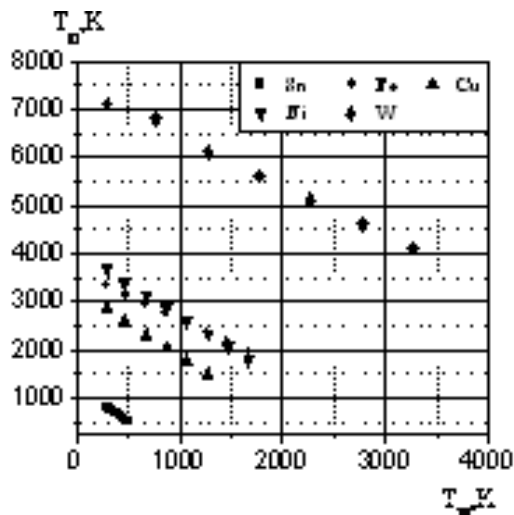


Рис. 1. Минимальные значения температур, обеспечивающие адгезию капель расплава на подложку

В научной литературе, в частности, в [1], авторами при исследовании температурных полей в области взаимодействия используется температура контакта двух полубесконечных тел, которая оценивается зависимостью, близкой к представленной в данной работе:

$$T_c^0 = (K_p \cdot T_p + T_s) / (K_p + 1), \quad (3)$$

где $K_p = \sqrt{(\lambda_p c_p \rho_p) / (\lambda_s c_s \rho_s)}$ - критерий тепловой активности; T_s и T_p - температуры подложки и частицы перед ударом о поверхность; $\rho_s, \rho_p, \lambda_s, \lambda_p, c_s, c_p$ - плотности и коэффициенты теплопроводности и теплоемкости подложки и частицы соответственно.

Нами была проведена расчеты контактной температуры для всех исследованных пар материалов по авторской методике и с использованием зависимости (3). Сравнение результатов показало, что различие в полученных значениях критериальных температур не превышает 10%.

Для использования данных, полученных по этим методикам, в инженерных оценках вероятности адгезии капли расплава на поверхности подложки, по-видимому, с учетом погрешности определения температур эта разница не существенна.

Аналогичные расчеты и сравнение полученных результатов проведены с авторами работы [4], в которой рассматриваются четыре сценария возможного взаимодействия капли расплава с подложкой. Развитие конкретного сценария авторы связывают с соотношением температуры T_{co} , устанавливающейся в контакте, и значениями температур плавления частицы и подложки.

На основании проведенных расчетов по обеим методикам получены зависимости температуры капли от температуры подложки для пары олово –

свинец (рис. 2). Здесь пунктирные линии соответствуют значениям температур плавления материалов капли и подложки. Точками указаны экспериментальные данные, полученные авторами [2, 3].

Из анализа полученных зависимостей следует, что экспериментальные данные для этих материалов в области отсутствия адгезии по авторской методике по сравниваемой методике можно отнести к переходным значениям температур капли и подложки, при которых адгезия может реализоваться, а может и не реализоваться. Однако в области температур, близких к температуре плавления подложки, значения температур капли и подложки, отвечающие адгезии капли на поверхности и полученные по этим методикам, хорошо согласуются.

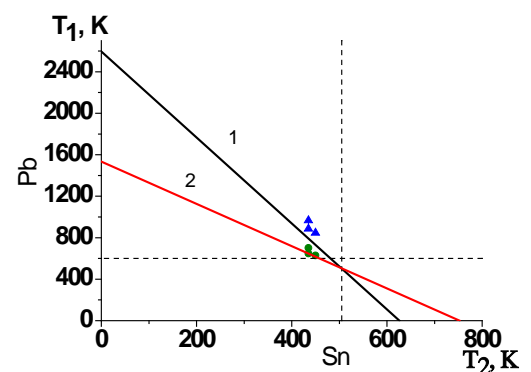


Рис. 2. Зависимости температуры капли от температуры подложки для пары олово – свинец. 1 – авторская методика; 2 – методика [4].

Таким образом, полученные авторами работы численные результаты, подтвержденные экспериментально, могут с достаточной степенью точности быть использованы для предварительной оценки вероятности адгезии расплавленных частиц порошковых материалов в процессе нанесения упрочняющих покрытий при заданных значениях температур капли и подложки.

Для системы «капля – подложка» пар материалов олово – свинец и медь – цинк исследована морфология поверхности капель с целью установления границ проплавления подложки и оценки образовавшихся фазовых составляющих. Использовался растровый электронный микроскоп Philips SEM 515. Химический состав фазовых составляющих определялся методом локального микроанализа рентгеновского спектра (MPCA) на энергодисперсионном спектрометре.

Установлено, что содержание исходных элементов материалов на поверхности контакта затвердевшей капли и подложки существенно изменяется при переходе от кромки поверхности контакта к его центру (рис. 3). Наблюдается корреляция количественных и качественных характеристик образующихся фазовых составляющих в зависимости от температуры в пятне контакта. Так для пары материалов медь – цинк при движении к центру содержание цинка в

исследованных областях пятна увеличивается с 2 до 60%. Образования латуни не наблюдается в связи с отсутствием необходимых для этого условий. Отдельные фазовые составляющие содержат до 90% цинка.

На рис. 4 приведен поперечный разрез поверхности контакта пары материалов олово – свинец. Видно, что поверхность контакта хорошо идентифицируется. Затвердевшая капля расплава на 90% состоит из олова. В переходной области наблюдаются вкрапления застывших частиц свинца (темные области). По характеру переходной зоны можно говорить о равномерном распределении в объеме расплава олова и свинца в результате воздействия капли расплава на подложку. Это связано, по-видимому, с небольшими и близкими по численным значениям температурами материалов капли и подложки.

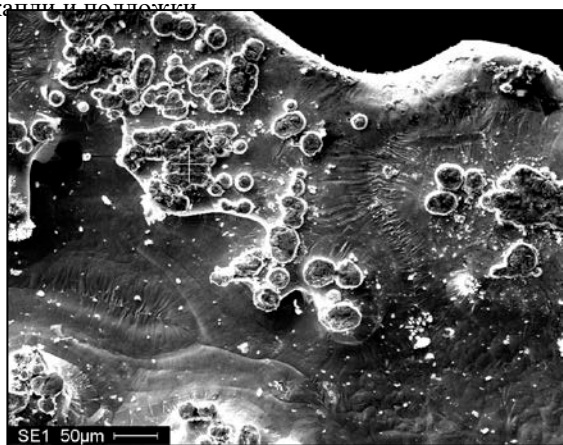


Рис. 2. Поверхность контакта затвердевшей капли меди с подложкой из цинка

Кроме того оценка ширины переходной зоны для всех исследованных пар материалов показала хорошее согласование с значениями глубины проплавления подложки, полученными численно.

Таким образом, анализ результатов позволяет получить дополнительную информацию для создания физической модели взаимодействия капли расплава с поверхностью конструкционного материала и уточнения используемых математических моделей для конкретных материалов капли и подложки.

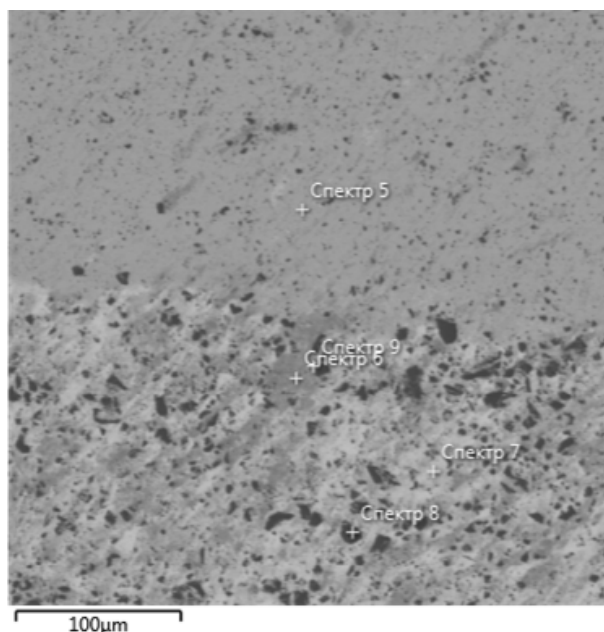


Рис. 3. Область контакта затвердевшей частицы олова с подложкой из свинца (поперечный разрез)

Литература

1. Алхимов А.П., Клинов С.В., Косарев В.Ф. Температура вблизи контактной границы при высокоскоростном соударении микрочастицы с поверхностью // Физическая мезомеханика. – 2000. – Т. 3. – № 1. – С. 53-57.
2. Колесникова Е.А. Определение температурных полей и температурного условия адгезии в модели «капля расплава – подложка» // Известия Томского политехнического университета. – 2014. – Т. 326. – № 1. – С. 146-156.
3. Немова Т.Н., Колесникова Е.А. Определение температурного поля подложки под каплей расплава методом выравнивания температур соседних областей // Известия вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 12/2. – С. 161-166.
4. Солоненко О.П., Шурина Э.П., Головин А.А. Конечно-элементное моделирование соударения капли расплава с подложкой при плазменном напылении // Физическая мезомеханика. – 2001. – Т. 4. – № 1. – С. 29-42.

РАСЧЕТ ПРОВЕТРИВАНИЯ СЕТИ ПОДЗЕМНЫХ ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ПОМЕЩЕНИЙ

Р.Б. Сарнацкий¹, О.Ю. Лукашов², А.Ю. Крайнов¹

¹Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Институт угля ФИЦ УУХ СО РАН
650065, Россия, Кемерово, Ленинградский проспект, 10

Работа посвящена разработке методики и пакета прикладных программ для анализа проветривания системы разветвленных вентиляционных сетей подземных производственных помещений.

Подгорная часть производств Горно-химического комбината (ГХК) (Реакторный завод, Радиохимический завод, другие производственные мощности <http://www.sibghk.ru/>) расположена в специальной системе тоннелей и выработок в скальных породах горы. Внутреннее пространство выработок представляет собой геометрически сложную пространственную систему тоннелей и объемов производственных помещений. Одной из основных систем обеспечения условий труда является вентиляция производственных помещений. Вентиляционная система, состоящая из многочисленных воздухопроводных каналов с сопряжениями и разветвлениями, обеспечивающая отвод воздуха по двум изолированным системам, осуществляет приток, распределение по объектам и удаление воздуха. Вентиляция организована в виде 4-х ступенчатой и трехзонной системы.

Для моделирования вентиляции подгорных производственных помещений ГХК используется подход, разработанный академиком А.А. Скочинским [1]. Для расчета потокораспределения воздуха используются законы Кирхгоффа.

При движении воздуха по вентиляционным сетям выполняются законы сохранения массы и энергии. Физико-математическая модель аэродинамики проветривания подгорных производств «ГХК» строится на основе законов сети: сумма объемных расходов воздуха, подходящих к узлу, равна сумме объемных расходов, уходящих от узла; алгебраическая сумма депрессий всех ветвей замкнутого контура, не содержащего источника дополнительной энергии, равна нулю. Систему уравнений, описывающую воздухораспределение в вентиляционной сети, запишем в виде:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^I Q_i = 0 \\ \sum_{i=1}^K h_i = \sum_{i=1}^K R_i Q_i^2 = \sum_{j=1}^M h_{H,j} \end{cases} \quad (1)$$

где I – количество ветвей исходящих из взятого узла; K – количество ветвей входящих в замкнутый контур; Q_i – объемный расход воздуха в ветви i ; R_i – аэродинамическое сопротивление ветви i ; h_i – перепад давления (депрессия) воздуха в ветви i ;

$h_{H,j}$ – величина депрессии, создаваемая в ветви источником энергии.

Характеристики вентиляционных установок в модели вентиляционной сети задаются уравнением:

$$h_{H,j} = A_j - b_j Q_j^2,$$

где $h_{H,j}$ – депрессия вентиляционной установки;

Q_j – расход воздуха, создаваемый вентилятором;

A_j , b_j – расчетные коэффициенты.

Коэффициенты A_j , b_j есть коэффициенты квадратичной интерполяции характеристики вентилятора – зависимости депрессии от расхода при его работе в сети. Они являются индивидуальными для каждого вентилятора.

Система уравнений (1) записывается для всех узлов и всех замкнутых контуров. Количество уравнений в системе (1) уменьшается выделением независимых контуров. Число независимых уравнений для узлов равно $N-1$, где N – число узлов. Количество неизвестных расходов равно числу ветвей, L .

$$L = M + N - 1,$$

где M – число независимых контурных уравнений.

Для решения задачи (1) используется метод Андрияшева [2]. Метод Андрияшева реализует алгоритм поконтурной увязки перепадов давлений и метод последовательных приближений. После выбора начального приближения по заданным значениям расходов определяется невязка депрессий для каждого независимого контура Δh_i вентиляционной сети. После получения величин Δh_i определяется невязка расходов ΔQ :

$$\Delta h = \sum_{i=1}^K R_i Q_i^2, \quad \Delta Q = \frac{\Delta h}{2 \sum_{i=1}^K |R_i Q_i|}$$

Новый расход в ветвях контура определяется суммированием расхода $Q_{i(n)}$ на n -той итерации с невязкой, $\Delta Q_{(n+1)} = \Delta Q$, принимаемой одинаковой для всех ветвей контура:

$$Q_{i(n+1)} = Q_{i(n)} \pm \Delta Q_{(n+1)}.$$

Полученная рекуррентная формула используется в вычислительном алгоритме.

Для решения системы уравнений математической модели аэродинамики проветривания используется метод последовательных приближений. Алгоритм метода последовательных приближений строится следующим образом:

1. С учетом данных о величинах потоков воздуха у потребителей выбирается начальное приближение для расходов на всех ветвях расчетной многоконтурной схемы.

2. Для заданных расходов в качестве начального приближения при известных коэффициентах сопротивления ветвей вычисляются депрессии на всех ветвях и их суммарные отклонения от нуля («невязки») во всех независимых контурах.

3. По выявленным «невязкам» определяются величины поправок к расходам. Поправленные расходы используются в качестве очередного приближения для начала следующей итерации.

Повторяются вычисления согласно п. 2 и 3. Вычисления проводятся до достижения заданной точности.

Аэродинамическое сопротивление проветриваемых объектов (цехов) определяются согласно алгоритма, описанного ниже:

При частичной воздушно-депрессионной съемке на некоторых участках сети для определения неизвестного сопротивления участка необходимо измерить объемный расход воздуха на этом участке. После этого осуществляется расчет воздухораспределения по программе «вентиляция» в варианте, когда в качестве данных задаются все расходы воздуха во всех каналах и определяются относительные давления во всех участках сети. Затем в ветви, для которой не известно сопротивление, задается пробное значение величины сопротивления, повторяется расчет и определяется величина объемного расхода воздуха в этой ветви. При не совпадении расчетного расхода с измеренным проводится корректировка величины сопротивления и снова повторяется расчет. Такие расчеты проводятся до тех пор, пока объемный расход не совпадет с измеренным.

После этого таким же способом определяется сопротивление в следующей ветви, в которой не известно сопротивление, при этом в предыдущее подобранное значение сопротивления уже участвует в расчете как известная величина.

Таким способом определяются все неизвестные значения сопротивления ветвей, где прямые измерения не были проведены.

Расчет и анализ воздухораспределения при различных режимах работы главного вентилятора проветривания выполним по следующему алгоритму:

- выделим контрольный участок разветвленной вентиляционной сети с известными аэродинамическими характеристиками ветвей;
- зададим на границах контрольного участка фиксированные значения расхода воздуха при известном режиме проветривания, проводим расчет;
- изменим расход воздуха на границах контрольного участка (*предполагаемый*) режим проветривания, проведем расчет;

Расчеты двух режимов проветривания выполним на участке, показанном на рисунке 1. Участок включает в себя объекты проветривания 200, 201, 204, 205, подача воздуха в которые осуществляется из каналов П-1-3 (в узле 31), а вытяжка – через каналы В-3. В соответствии с известным режимом проветривания на указанный участок подается воздух с расходом 115669 м³/ч, который распределяется в соответствии с данными Таблицы (объекты 200, 201, 204, 205).

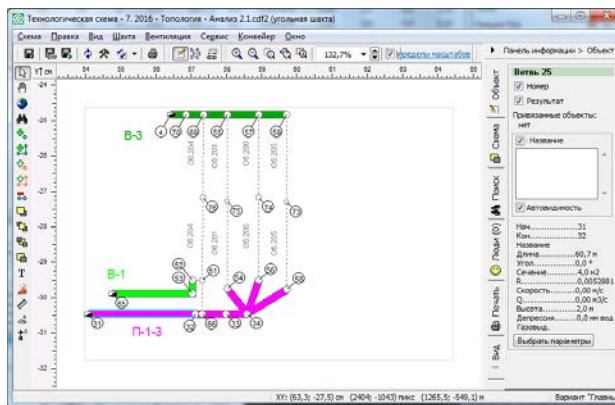


Рисунок 1 – Контрольный участок вентиляционной сети

При этом из объектов 200, 201, 205 исходящий воздух движется по каналу В-3, а из объекта 204 – по каналам В-1 и В-3. Изменим на границе контрольного участка (в узле 31) объем подаваемого воздуха, соответствующий *предполагаемому* режиму вентиляции (уменьшенный на 10.1%). Абсолютное значение расхода подаваемого воздуха составит при этом 103971 м³/ч (28,88 м³/с). Результаты расчета представлены в Таблице.

Таблица. Распределение воздуха по объектам проветривания при двух режимах вентиляции

Объект	известный, режим, м ³ /ч	Предполагаемый режим, м ³ /ч	снижение расхода воздуха, м ³ /с(%)
200	34399	30959	3440 (-10%)
201	15759	14200	1559 (-9.8%)
204	52340	47002	5338 (-10.2%)
205	13171	11810	1361 (-10.3%)
Итого	115669	103971	11698 (-10.1%)

Видно, что объемные расходы воздуха по объектам проветривания изменились примерно пропорционально изменению расхода на входе в участок.

Литература

1. Ушаков К.З., Бурчаков А.С., Медведев И.И. Рудничная аэрология. М.: Недра, 1978. 440 с.
2. Андрияшев М.М. Гидравлические расчеты водоводов и водопроводных сетей. М.: Стройиздат, 1964. 107 с.

ОТРЫВНОЕ СВОБОДНО – КОНВЕКТИВНОЕ ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ВЕРТИКАЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ ПРИ НАЛИЧИИ РЕБЕР НА СТЕНКЕ

Терехов В.И.¹, Яссин Х.Ф.²

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН
630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 1

²Новосибирский государственный технический университет
630073, Новосибирск, пр-т К.Маркса, 20
E-mail: terekhov@itp.nsc.ru

Доклад посвящен численному исследованию течения и теплообмена между двумя изотермическими вертикальными пластинами в режиме ламинарной естественной конвекции. Важность изучения естественной конвекции в вертикальных каналах возникает во многих инженерных приложениях, например, при охлаждении электрического и электронного оборудования, в ядерных реакторах, в системах вентиляции домов, а также во многих энергетических аппаратах. С целью дальнейшего повышения эффективности охлаждения оборудования и развития фундаментальных основ свободно – конвективных течений важным этапом является проведение комплексных расчетных исследований новых возможностей интенсификации тепломассопереноса или увеличения расхода газа между пластинами (конвективной тяги) в широком диапазоне изменения параметров.

В реальных устройствах стенки газопроводов не являются гладкими и на их поверхности могут располагаться элементы шероховатости в виде поперечного оребрения различной высоты. Это может быть также шибберные затворы, либо конструктивные элементы различного технологического назначения. При этом, наличие на обтекаемой поверхности ребер приводит к отрыву потока, что в значительной мере может сказываться на структуре течения, теплотеносе и интегральных гидравлических потерях.

К настоящему времени проведен ряд экспериментальных и численных исследований, посвященных изучению свободной конвекции в вертикальных каналах при наличии преград внутри них [1-8]. Установлены особенности формирования отрывных потоков за преградами и их влияние на гидравлическое сопротивление и теплопередачу. Однако полная картина процесса при вариации высоты преграды и числа Релея остается практически мало изученной и настоящая работа в значительной мере восполняет этот пробел.

В настоящей работе представлены результаты систематических численных исследований свободной конвекции между двумя изотермическими нагретыми параллельными пластинами с одинаковой относительной длиной $A=L/w=10$ (L – высота пластин, w – расстояние между ними) при вариации числа Релея $Ra = 10^2 \div 10^5$, что соответствует ламинарному режиму течения. Адиабатное ребро располагалось на середине канала

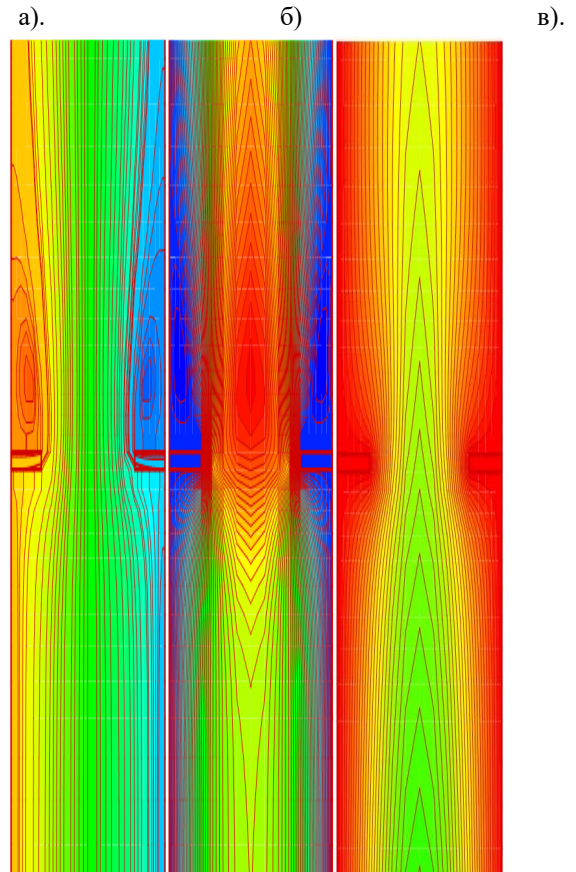


Рис. 1. Линии тока а), скорости б) и температуры в).

и его высота изменялась в пределах $2l/w=0 \div 0.4$. Решалась полная система уравнений Навье-Стокса и энергии с учетом термогравитационных сил. Отличительной особенностью данной задачи является неизвестные граничные условия, поэтому ее решение производилось совместно с присоединенными ко на входе и выходе из канала большими областями. Более подробно о выборе масштабов областей, а также методе численной реализации изложено в [9].

В качестве примера на рис. 1 представлены результаты компьютерной визуализации линий тока, полей скорости и температуры между пластинами при $Ra = 10^3$ и высоте ребра $2l/w = 0.2$. Видно, что ребро вносит сильное изменение в структуру течения и тепловое поле. За ребром формируется протяженное поле низкой скорости и высокой температуры, что в итоге сказывается на гидравлических потерях и тепловых характеристиках.

На рис. 2 представлено распределение числа Нуссельта по высоте канала при фиксированном числе $Ra = 10^5$ и различной высоте ребер.

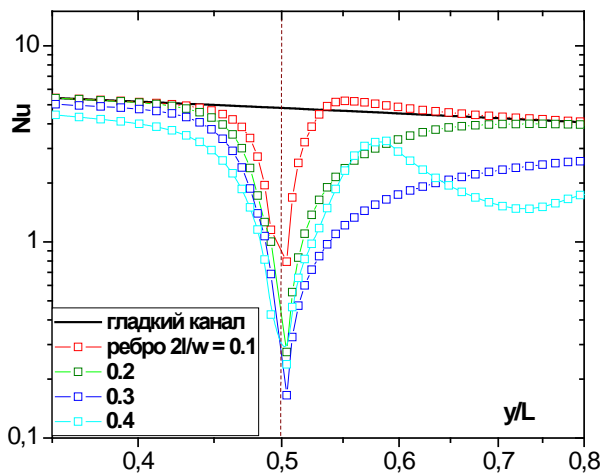


Рис. 2. Распределение числа Нуссельта по высоте канала. $Ra = 10^5$.

Вертикальная пунктирная линия при $y/L=0.5$ соответствует месту расположения ребра. Сплошная черная линия отражает распределение теплоотдачи в гладком канале. Как видно, в области до препятствия ($y/L < 0.5$) высота ребра не очень сильно сказывается на интенсивности теплообмена. Его понижение происходит только за счет уменьшения расхода газа через канал, вызванного ростом его гидравлического сопротивления. Непосредственно перед ребром и за ним интенсивность теплообмена снижается примерно на порядок, что объясняется торможением потока препятствием и образованием застойной зоны после отрыва потока. После ребра восстановление уровня теплообмена до случая гладкого канала наблюдается только для ребер малой высоты $2l/w < 0.2$. Для более высоких ребер имеет место подавление теплообмена на всем протяжении канала на участке за ребром. Причем изменение его немонотонно, что обусловлено сложным характером совместного влияния на теплообмен отрыва потока и повторного его присоединения, а также снижения расхода газа при наличии в канале более высоких ребер.

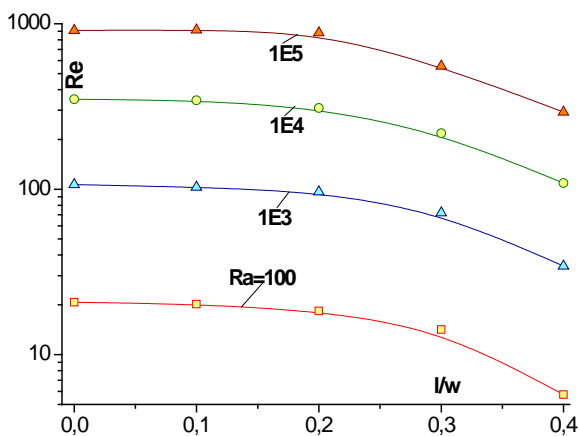


Рис. 3. Величина числа Рейнольдса в канале в зависимости от высоты ребра и числа Релея.

обмен отрыва потока и повторного его присоединения, а также снижения расхода газа при нали-

чий в канале более высоких ребер. Однако детальный механизм формирования отрывных течений и их влияние на тепловое поле и теплоотдачу требует более детального анализа.

Важное значение в инженерных приложениях имеют данные об интегральных характеристиках течения – величине расхода газа через канал (тяге) за счет естественной конвекции и интегральном теплообмене на всей длине канала. Результаты расчетов этих параметров при вариации высоты ребер и числа Релея демонстрируются на рис. 3 и 4.

Свободно-конвективную тягу канала на рис. 3 характеризует число Рейнольдса, которое рассчитывалось по среднерасходной скорости и гидравлическому диаметру $Re = 2wU_m/v$. Для не высоких ребер $2l/w < 0.2$ их наличие на стенке слабо сказывается на расходе газа не зависимо от числа Релея. Однако, по мере увеличения их высоты гидравлическое сопротивление заметно вырастает, что приводит к снижению расхода газа через канал. Это должно приводить к понижению интенсивности теплообмена свободно-конвективного потока с ограничивающими стенками.

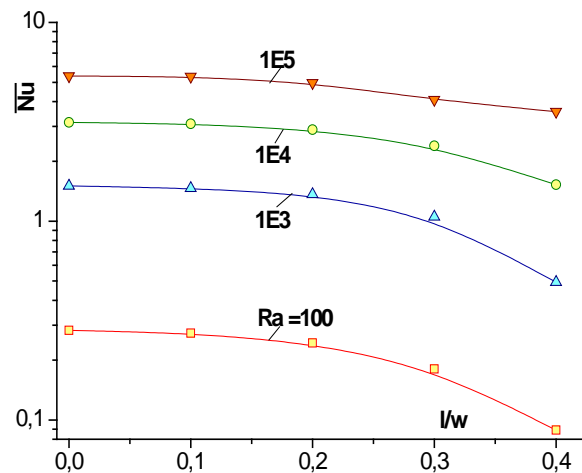


Рис. 4. Интегральное число Нуссельта при вариации высоты препятствия.

Действительно, если обратиться к рис. 4, то можно сделать важный вывод о существенном влиянии масштаба препятствия на интегральную теплоотдачу. Причем наиболее сильный эффект подавления теплообмена наблюдается при малых числах Релея. При высоких числах Релея влияние высоты ребра сказывается на интегральной теплоотдаче в меньшей мере, что вероятно обусловлено компенсирующим воздействием интенсификации теплообмена в точке повторного присоединения потока после отрыва его за ребром. В пользу этого заключения говорят данные по распределению локального числа Нуссельта, представленные на рис. 2.

Таким образом, проведенные численные исследования свидетельствуют о сложной картине развития свободной конвекции и теплообмена на стенке в канале при наличии оребрения на стенке. Увеличение высоты ребра приводит к снижению

расхода газа в канале (конвективной тяги) и интенсивности теплообмена на нагреваемых стенках. Большее влияние высоты ребра для интегрального теплообмена наблюдается при относительно слабой конвекции ($Ra < 10^3$); для величины расхода через канал изменение высоты ребра сказывается практически одинаково.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для ведущих научных школ (проект НШ-8780.2016.8).

Литература

1. Abidi-Saad A., Mahfoud Kadja M., Catalin Popa C. · Polidori G. Effect of adiabatic square ribs on natural convection in an asymmetrically heated channel // *Heat Mass Transfer*. 2016. DOI 10.1007/s00231-016-1853-y.
2. Tanda G. Natural convective heat transfer in vertical channels with low-thermal-conductivity ribs // *Int J. Heat Fluid Flow*. 2008. V. 29. P.1319–1325.
3. Popa C., Ospir D., Fohanno S., Chereches C. Numerical simulation of dynamical aspects of natural convection low in a double-skin façade. // *Energy Build*. 2012. V. 50. P. 229–233.
4. Терехов В. В., Терехов В. И. Свободноконвективный теплообмен в дифференциально обогреваемой вертикальной полости при дополнительном подводе тепла через нижнюю стенку // *ТВТ*. – 2012. – Т. 50, №1. – С. 96-103.
5. Терехов В.И., Экаид А.Л. Ламинарная свободная конвекция между вертикальными параллельными пластинами с различными температурами // *Теплофизика и Аэромеханика*. – 2012.- Т. 19, № 4. - С. 415-429.
6. Aydin M. Dependence of the natural convection over a vertical flat plate in the presence of the ribs // *Int. Commun. Heat Mass Transfer*, 1997.-Vol. 24, No. 4, pp. 521-531.
7. Terekhov V.V., Terekhov V.I. Numerical Investigation of Heat Transfer in Tall Enclosure with Ribbed Walls // *Comput. Thermal Sci.* – 2010. – Vol. 2, Is.1 – P. 33-42.
8. Terekhov V.V., Terekhov V.I. Formation of Vortex Structures in a Vertical Enclosure with Finning of Its Both Walls // *Heat Transfer Res.* – 2010. – Vol. 41 Is. 4. – P. 353-368.
9. Терехов В.И., Экаид А.Л., Яссин Х.Ф. Ламинарная свободная конвекция между изотермическими вертикальными пластинами при вариации их высоты и числа Релея. *Труды XV ММФ* – 2016,– № 1-30, – 12 с.

ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ И ДЕФОРМАЦИЙ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ Au/Si В ПРИБЛИЖЕНИИ «ХОЛОДНОЙ ПЛАЗМЫ» ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Цаплин С.В., Болычев С.А.

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
443086, Приволжский федеральный округ, Самарская область, г. Самара, Московское шоссе, д. 34.
E-mail: ssau@ssau.ru

С развитием источников интенсивных потоков энергии лазерного излучения (ЛИ) существенно возрос интерес к проблемам динамической термоупругости [1-4].

Чрезвычайный интерес в последнее время проявляется к исследованиям отклика материалов в нано- и субнаносекундном диапазоне длительностей нагружения при ЛИ. Это связано с двумя основными причинами: во-первых при таких длительностях размеры области нагружения становятся сравнимыми с характерными размерами дефектной структуры материалов, что создает особые условия протекания ударно-волновых процессов (УВП), влияющих на прочность элементов конструкций и механизмов, во-вторых развитие нано- и МЭМС-технологий, объединяющих в себе микроэлектронные и микромеханические компоненты может быть реализовано с использованием целого ряда различных материалов и технологий производства, выбор которых будет зависеть от создаваемого устройства. Для этого часто используется кремний. В технологии изготовления диода Шоттки используются кремний или арсенида галлия, в качестве контактного материала используются металлы Ag, Au, Pt, Pd, W обеспечивающие величину потенциального барьера 0.2...0.9 эВ.

Наименее изученной областью термомеханических и ударно-волновых процессов является область нестационарного процесса в приповерхностном слое и на границе контакта двухслойного материала, а также в объеме второго материала. Решению этой задачи посвящена данная работа.

Впервые в работах В.И. Даниловской [1,2] в рамках теории упругости была рассмотрена задача о тепловом ударе и получено её точное решение, исследованы проблемы динамической термоупругости на основе решения связанных термоупругих задач для различных материалов. Результаты анализа термоупругого эффекта в твердых телах при импульсном лазерном воздействии, представленные в работах по оптоакустике [5].

Вышесказанное дает повод для более подробного исследования динамических напряжений при быстром импульсном нагреве твердых тел и возможности их описания в приближении «холодной плазмы» (ХП) динамической термоупругости.

Постановка задачи. Рассмотрим воздействие ультракоротких лазерных импульсов длительностью

5 нс с различной интенсивностью на двухслойную среду Au/Si соответственно толщиной $h = 18 \div 500$ нм и $L = 100 \div 1000$ нм, в диапазоне длин волн от 400 ÷ 800 нм.

Известно [4,6], что ультракороткие лазерные импульсы быстро нагревают электронную подсистему теплопроводящего материала до температур $\approx 10^4$ К в приповерхностном слое $h \approx 1/\alpha$, например, для золота $h \approx 15$ нм [7] (где α - показатель поглощения лазерного излучения), а решётчатая температура в соответствии с приближением «холодной плазмы» за время 5 нс нагревается незначительно. Передача тепла в слое больше h осуществляется в основном по теплопроводному механизму за время $\tau \approx L^2/2a$, где a - температуропроводность решётки теплопроводящего материала. Для золота $a \approx 10^{-7}$ м²/с при характерном времени теплопроводности τ составляет порядка 50 нс. За это время неравновесная система приближением «холодной плазмы» перейдёт в равновесное состояние. Такое состояние описывается путём решения связанной термоупругой задачи в рамках динамической теории термоупругости [3].

На глубине больше зоны поглощения h формируется волна давления, которая является естественным результатом быстрого нагрева материала короткими импульсами лазерного излучения, для большинства материалов эта область составляет около 100 нм. Очевидно при увеличении толщины (более 100 нм) исследуемого материала будет распространяться волна давления сопровождающаяся в следующей последовательности сжатием и растяжением. Амплитуда такой волны зависит от интенсивности лазерного излучения, действующего на поверхность проводящего материала.

Свободные граничные условия приводят к тому, что волна сжатия при её отражении от границы трансформируется в волну растяжения. При взаимодействии отраженной волны растяжения с растягивающим компонентом первичной волны давления (интерференция волн), распространяющейся от поверхности мишени, растягивающие напряжения могут превзойти динамический предел прочности на разрыв материала мишени и вызвать откол (спалляцию) на некоторой глубине вблизи обратной поверхности облучаемого образца.

Для описания процесса теплопереноса в двухслойной среде Au/Si предлагается следующая модель. Внутри каждого слоя температура определяется решением нестационарной связанной термоупругой задачи в одномерном приближении (ХП) при импульсном воздействии ЛИ. На границах слоёв имеют место конечные скачки температуры [8], впервые экспериментально обнаруженные П.Л. Капицей. В двухслойной среде в результате градиента температур Au/Si образуются опикоакустические волны. В соответствии с [6–9] запишем:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_e \frac{\partial^2 T_e}{\partial x^2} - G(T_e - T_{Au}) + Q(x, t), \quad (1)$$

$$C_{Au} \frac{\partial T_{Au}}{\partial t} = k_{Au} \frac{\partial^2 T_{Au}}{\partial x^2} - G(T_e - T_{Au}) - (3\lambda_{Au} + 2\mu_{Au})\alpha_{T_{Au}} T_0 \frac{\partial^2 u_{Au}}{\partial x \partial t}, \quad (2)$$

$$C_{Si} \frac{\partial T_{Si}}{\partial t} = k_{Si} \frac{\partial^2 T_{Si}}{\partial x^2} - (3\lambda_{Si} + 2\mu_{Si})\alpha_{T_{Si}} T_0 \frac{\partial^2 u_{Si}}{\partial x \partial t}, \quad (3)$$

$$\rho_{Au} \frac{\partial^2 u_{Au}}{\partial t^2} = (\lambda_{Au} + 2\mu_{Au}) \frac{\partial^2 u_{Au}}{\partial x^2} - (3\lambda_{Au} + 2\mu_{Au})\alpha_{T_{Au}} \frac{\partial T_{Au}}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\rho_{Si} \frac{\partial^2 u_{Si}}{\partial t^2} = (\lambda_{Si} + 2\mu_{Si}) \frac{\partial^2 u_{Si}}{\partial x^2} - (3\lambda_{Si} + 2\mu_{Si})\alpha_{T_{Si}} \frac{\partial T_{Si}}{\partial x}, \quad (5)$$

где индексы e, Au, Si – относятся к электронам, решетке и подложке, соответственно, T – температура, u – смещение, ρ – плотность, C – объемная теплоемкость, k – теплопроводность, λ и μ – коэффициенты Ламэ, α_T – коэффициент теплового расширения, G – коэффициент взаимодействия между электронами и решеткой.

Тепловой источник лазерного излучения представляется в виде:

$$Q(x, t) = J(t) \frac{1-R}{x_0} \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \quad (6)$$

где x_0 – глубина поглощения лазерного излучения, R – коэффициент отражения лазерного излучения, а временной профиль лазерного импульса описывается как:

$$J(t) = \frac{J_0 t}{t_p^2} \exp\left(-\frac{t}{t_p}\right) \quad (7)$$

где J_0 – интенсивность излучения, t_p – длительность лазерного импульса.

Система уравнений (1)-(5) дополняется начальными условиями:

$$T_e|_{t=0} = T_{Au}|_{t=0} = T_{Si}|_{t=0} = T_0, \quad (8)$$

$$u_{Au}|_{t=0} = u_{Si}|_{t=0} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial u_{Au}}{\partial t} \Big|_{t=0} = \frac{\partial u_{Si}}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad (10)$$

где T_0 – начальная температура, а также граничными условиями:

на левой границе Au:

$$\frac{\partial T_e}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0 \quad \frac{\partial T_{Au}}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad (11)$$

$$(\lambda_{Au} + 2\mu_{Au}) \frac{\partial u_{Au}}{\partial x} \Big|_{x=0} - (3\lambda_{Au} + 2\mu_{Au})\alpha_{T_{Au}} (T_{Au}|_{x=0} - T_0) = 0, \quad (12)$$

на границе Au/Si:

$$-k_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \Big|_{x=h} = \sigma_e (T_e - T_{Si}) \Big|_{x=h} \quad (13)$$

$$-k_{Au} \frac{\partial T_{Au}}{\partial x} \Big|_{x=h} = \sigma_p (T_{Au} - T_{Si}) \Big|_{x=h} \quad (14)$$

$$-k_{Si} \frac{\partial T_{Si}}{\partial x} \Big|_{x=h} = -k_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \Big|_{x=h} - k_{Au} \frac{\partial T_{Au}}{\partial x} \Big|_{x=h} \quad (15)$$

$$(\lambda_{Au} + 2\mu_{Au}) \frac{\partial u_{Au}}{\partial x} \Big|_{x=h} - (3\lambda_{Au} + 2\mu_{Au})\alpha_{T_{Au}} (T_{Au}|_{x=h} - T_0) = \quad (16)$$

$$(\lambda_{Si} + 2\mu_{Si}) \frac{\partial u_{Si}}{\partial x} \Big|_{x=h} - (3\lambda_{Si} + 2\mu_{Si})\alpha_{T_{Si}} (T_{Si}|_{x=h} - T_0), \quad (17)$$

$$u_{Au}|_{x=h} = u_{Si}|_{x=h},$$

где σ_e – коэффициент проводимости электронов Au – фононов Si, σ_p – коэффициент проводимости фононов Au – фононов Si,

на правой границе Si:

$$\frac{\partial T_{Si}}{\partial x} \Big|_{x=h+L} = 0, \quad (18)$$

$$(\lambda_{Si} + 2\mu_{Si}) \frac{\partial u_{Si}}{\partial x} \Big|_{x=h+L} - (3\lambda_{Si} + 2\mu_{Si})\alpha_{T_{Si}} (T_{Si}|_{x=h+L} - T_0) = 0 \quad (19)$$

Коэффициент взаимодействия между электронами и решеткой Au предполагался равным $2.8 \cdot 10^{16}$ Вт/м³·К [7], а коэффициент проводимости фононов Au/Si предполагался равным $72.6 \cdot 10^6$ Вт/м³·К. Коэффициент проводимости электронов Au – фононов Si предполагался зависящим от температуры [7, 8]:

$$\sigma_e = 25.18 + 0.363 \cdot T \quad (20)$$

Расчет проводился при следующих условиях: толщина пленки 50 нм, толщина подложки 200 нм, энергия лазерного импульса 200 Дж/м², длительность импульса 5 пс, коэффициент отражения поверхности 0.43.

Задача (1-19) решалась методом конечных разностей, с применением неявной разностной схемы.

Результаты расчетов приведены на рис. 1–4.

Анализ результатов. На рис.1 представлена двух температурная зависимость решения связанной термоупругой задачи в приближении «холодной плазмы», что соответствует представлениям [6–8].

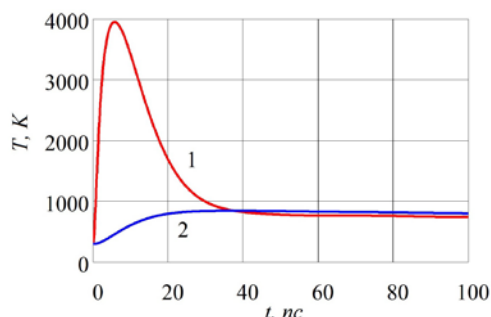


Рис. 1. Зависимость температуры на поверхности Au от времени (1 – электроны, 2 – решетка)

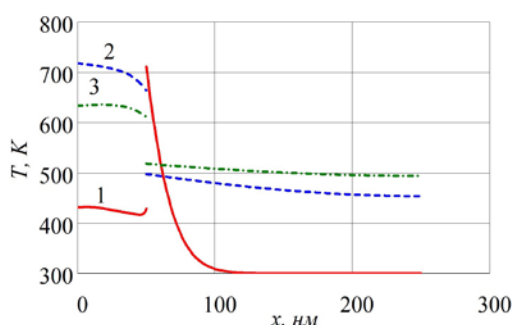


Рис. 2. Распределение температуры Au/Si в различные моменты времени (1 – 5 пс, 2 – 250 пс, 3 – 500 пс)

На рис. 2. видно, что решётчатая температура на границе Au/Si меняется скачкообразно. Такой теплообмен между Au и Si осуществляется посредством тепловых фононов, а Капицы скачок температуры на границе возникает из-за сильного рассогласования акустических импедансов на границе двух сред, что приводит к возникновению сопротивления Капицы, которое препятствует теплообмену. Характер изменения распределения температуры Au/Si связан с нелинейным неравновесным теплообменом на границе контактов.

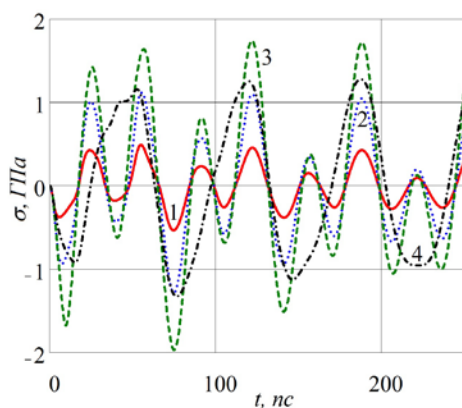


Рис. 3. Зависимость напряжений в Au/Si от времени (1 – 5 нм, 2 – 12.5 нм, 3 – 25 нм, 4 – 50 нм)

На рис. 3. зависимость напряжений в Au/Si от времени меняется с одинаковой частотой для значений от 5 нм до 25 нм, а начиная с 50 нм частота уменьшается в два раза, причём их амплитудные значения различны и имеют характер разрежения и сжатия в зависимости от изменения знака градиента температур решётки в Au/Si. Изменения амплитудных значений напряжения во времени связаны с интерференцией акустических колебаний, которые образуются при отражении от правой границы кремния.

Закключение. В результате численного исследования решения связанной двухтемпературной термоупругой задачи в двухслойной среде Au/Si в приближении «холодной плазмы» при импульсном лазерном воздействии малой длительности на Au установлено динамическое изменение теплообмена на границе контакта Au/Si связанное с изменением скачка температуры Капицы. Исследуются акустические колебания в двухслойной среде Au/Si.

Литература

1. Даниловская В.И. Температурные напряжения в упругом полупространстве, возникающие вследствие внезапного нагрева его границы // ПММ, 1950. Т. 14. Вып. 3. С. 316–318.
2. Даниловская В. И. Температурное поле и температурные напряжения, возникающие в упругом полупространстве вследствие потока лучистой энергии, падающей на границу полупространства // Изв. АН СССР. Мех. и машиностроение. 1959. №3. С. 129–132.
3. Новацкий В. Теория упругости. М.: Мир. 1975. С. 852.
4. Воробьев Б.В., Недбай А.И., Судьенков Ю.В., Филиппов Н.М. Исследование механизмов взаимодействия наносекундного лазерного излучения с металлами // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 395–399.
5. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. 304 с.
6. Цаплин С.В. Учебное пособие: Теплопроводность: Интегральные преобразования Фурье и Лапласа. – Самара: Изд-во «Самарский университет», 2011г. – 190 с.
7. Yuxin Sun, Masumi Saka, Jing Li, Jialing Yang Ultrafast laser-induced thermoelastic behavior in metal films // International Journal of Mechanical Sciences. 2010. 52. p.1202–1207.
8. Lombard, J., Detcheverry, F. and Merabia, S. Influence of the electron–phonon interfacial conductance on the thermal transport at metal/dielectric interfaces // Journal of Physics: Condensed Matter, 2014. 27(1). p.015007.
9. Tzou, D. Macro- to microscale heat transfer. Washington, DC: Taylor & Francis, 1997. 576p.
10. Hopkins, P., Kassebaum, J. and Norris, P. Effects of electron scattering at metal-nonmetal interfaces on electron-phonon equilibration in gold films // J. Appl. Phys. 2009. 105(2). p.023710

ВЛИЯНИЕ ГУМИНОВЫХ КОМПОНЕНТОВ НА МЕХАНИЗМЫ ДИФфуЗИОННОГО МАССОПЕРЕНОСА КИСЛОРОДА И СУБСТРАТОВ В НЕФТЕЗАГРЯЗНЕННОЙ ПОЧВЕ

Цейтлин В.А.

Сургутский государственный университет ХМАО- Югры, г.Сургут
628408, Тюменская обл., г. Сургут, пр. Ленина, 1
Тел.(3462) 763099, E-mail: tsva@bf.surgu.ru

Молекулы углеводородов в почвах равновесно присутствуют даже в естественных условиях без промышленных загрязнений [1].

Для протекания биологических процессов глобальный вклад в возможную интенсивность процессов несет текущий уровень концентрации кислорода в почвенных растворах. Все процессы, влияющие на растворимость, будут участвовать в суммарном процессе управления биологическим метаболизмом всех веществ в почвенных процессах. Нефть и нефтепродукты неконтролируемо взаимодействующие с окружающей средой могут представлять опасность в момент загрязнения и стать причиной очень опасного развития ситуаций в дальнейшем. Наиболее распространены и экологически приемлемыми считают биологические процессы микробной и фиторемедиации [2].

В любой почве содержатся вещества из группы гуминовых кислот. Они могут иметь разное содержание, разное молекулярно-массовое распределение, единственной надежно установленной характеристикой этих компонентов почв является только присутствие различных функциональных группировок придающих им обширный набор кислотно-основных и окислительно-восстановительных свойств, но именно образование гуминовых компонентов превращает исходные минеральные смеси в почвы различных типов [3].

Гуминовые кислоты в обычных кислотно-основных условиях почв малорастворимы, но могут образовывать пленки, прочно связанные с поверхностью минеральных зерен и включающих в свой состав различные ионы и органические вещества, выполняя таким образом роль клея и стабилизатора почвенных гранул. Фульвокислоты лучше растворимы в водных системах, но за счет полярных группировок в структуре способны обеспечивать связывание с органическими и неорганическими поверхностями или веществами, обеспечивая функции растворимых поверхностно-активных веществ. Таким образом, уровень содержания гуминовых компонентов в почве способен стать определяющим в процессах микробной самоочистки от нефти.

Наличие в составе гуминовых молекул большого количества неполярных и полярных группировок придает им свойства поверхностно-активных веществ (ПАВ). Поэтому после попадания неполярных молекул нефти в почву гуминовые молекулы начинают накапливаться на границе нефти с почвенным раствором. Начинается

перераспределение веществ между полярными и неполярными фазами. Коэффициент распределения ПАВ между водной и масляной фазами является важной характеристикой соотношения родства к ним молекул ПАВ; однако, из-за малой растворимости большинства ПАВ в одной из фаз его экспериментальное определение достаточно затруднительно.

Распространенной полуэмпирической характеристикой природы ПАВ являются показатели гидрофильно-липофильного баланса (ГЛБ) [4]

$$\text{ГЛБ} = 7 + \sum V_i \quad (1)$$

где V_i - так называемые групповые числа V , всех групп, составляющих молекулу. Связь ГЛБ с коэффициентом распределения ПАВ между водной и углеводородной фазами определяется соотношением:

$$\text{ГЛБ} = 7 + 0.36 \ln \left(\frac{c_v}{c_m} \right) \quad (2)$$

где c_v и c_m - концентрации в, соответственно, в водной и масляных средах а их отношение есть коэффициент распределения.

Растворимость в воде зависит от химического состава, она уменьшается со снижением содержания в нефтепродуктах ароматических углеводородов и с повышением концентраций парафиновых. Величины растворимости для нефти составляют 10-50, бензинов - до 5, керосинов - 2-5 дизельного топлива 8-22 мг/л. Наибольшей растворимостью отличаются такие соединения, как бензол (1800), толуол (600), ксилол (200) и этилбензол (150 мг/л) [1]. Концентрации растворенных, эмульгированных и тяжелых компонентов нефтепродуктов могут составлять десятки и даже сотни миллиграмм в 1 л.

В фульвокислотах величина ГЛБ может быть в диапазоне 19-22, в гуминовых за счет реакций конденсации с использованием полярных групп и нарастания доли неполярных она уменьшается до 17- 20. Соответственно, можно прогнозировать числовые значения коэффициента распределения "почвенный раствор- слой гумина" ~ 10^4 - 10^5 и образование смешанных эмульсий мало зависящее от pH раствора.

В обычных условиях нефть как сложная смешанная система после попадания в почву начинает разрушаться и активно взаимодействует почвенными составляющими. Легкие фракции быстро испаряются и легче растворяющиеся в водных растворах распространяются в почвенных растворах, более тяжелые после исчезновения летучих фракций могут растекаться до тех пор пока

исчезновение легких компонент не делает неполярную фазу практически не текучей. В этих ситуациях поверхностно-активные свойства гуминовых компонент позволяют с одной стороны сохранить подвижность и биодоступность углеводородов через образование эмульсий, а с другой стороны обеспечивают возможность пространственного распределения углеводородных молекул по слою гумина на поверхности почвенных гранул и капилляров, где почвенные микроорганизмы могут участвовать в ремедиационных процессах в условиях водо- и воздухообмена с приемлемыми уровнями затруднений [5]. Диаметр пор в почвах обычно находится в пределах 0.20- 0.30 мм, порозность почв 40- 55% [6], т.е даже в случае заметного набухания пленки гумата, когда в 1 кг почвы содержится до 60-80г нефти, но структура гранул еще не нарушена, в почве может обеспечиваться поток воды и воздуха и, значит, микробные процессы поглощения нефти.

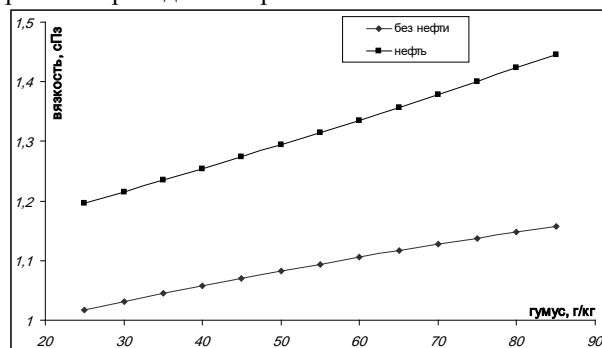
Вязкость коллоидного раствора гуминовых веществ рассчитаем по уравнению Энштейна

$$\mu = \mu_{жс} (1 + 2,9\Phi), \quad (3)$$

для эмульсии вязкость может быть рассчитана по уравнению Тейлора [7]

$$\frac{\mu_r}{\mu_s} = 1 + 2,5\Phi \left(\frac{\mu_d + 0,4\mu_s}{\mu_s + \mu_d} \right) \quad (4)$$

где μ_r - вязкость смеси, μ_s - вязкость сплошной жидкой фазы, μ_d - вязкость дисперсной фазы, Φ -объемная доля дисперсной фазы. Результаты расчета приведены на рис.1.



Расчетная вязкость почвенного раствора в почве без нефти и в присутствии нефти 40г/кг почвы

Результаты исследований [5] подтверждают предположения о многих путях влияния уровня присутствия нефти на интенсивность и реакционные пути удаления нефти из почвенных систем. Наряду с очевидным влиянием через токсичность нефтяных компонент на растительные и микробные организмы, влияющие на процессы ремедиации нефтяных загрязнений в почвах, интенсивность процесса будет сильно зависеть от уровня присутствия кислорода, который может находиться под влиянием непрерывной нефтяной пленки, через которую возможен направленный интенсивный сток кислорода из почвенного раствора в атмосферу. В

результате весь процесс нефтеудаления локализуется только на поверхности почвенных гранул при полном исключении объема гранул, за счет чего только за счет изменения поверхности соприкосновения суммарная скорость процесса может изменяться на один- два порядка, а с учетом изменения условий теплопереноса можно ожидать еще более значительных изменений интенсивности микробных реакций. Эмульгирование углеводородных компонент оптимизирует условия процессов очистки почв и за счет разрушения изолирующей пленки нефти и за счет повышения подвижности почвенных растворов, содержащих мицеллы загрязнений.

Результаты расчетов позволяют утверждать что кинетика почвенных процессов находится под управлением содержания гуминовых компонент в почве по нескольким механизмам. Прежде всего, важно суммарное влияние гуминовых молекул в почве, можно говорить о примерно линейном влиянии на интенсивность процесса ремедиации. Молекулярно-массовое распределение гуминовых молекул оказывает более сложное влияние: легкие фракции способны достаточно эффективно эмульгировать нефть и делать её подвижной и биодоступной, а также облегчать проникновение кислорода и воды в почву; тяжелые, практически не растворимые фракции позволяют распределить нефтяные молекулы по объему почвы на поверхности почвенных гранул и капилляров, с одной стороны организовывая микробиологические и не биологические процессы ремедиации, а с другой стороны, нефть стабилизированная на поверхности иммобилизуется и таким образом можно говорить о заметном снижении действующей токсичности её для почвенных организмов.

Литература

1. Давыдова С.Л., Тагасов В.И. Нефть и нефтепродукты в окружающей среде. М.: Изд-во РУДН, 2004. 163 с.
2. Исаков Г.Н., Цейтлин В.А. Анализ интенсивности переноса в нефтезагрязненных почвах в зависимости от уровня гумусосодержания /Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник материалов конференции. Томск: Томский государственный университет, 2011. С. 451- 453
3. Пономарева В. В., Плотникова Т. А. Гумус и почвообразование (методы и результаты изучения). Л.: Наука, 1980. 222 с.
4. Щукин, Е.Д. Коллоидная химия: М.: Высш. шк., 2007. 445 с.: ил.
5. Цейтлин В.А. Анализ интенсивности диффузионного массопереноса кислорода через нефтяную пленку/ Известия ВУЗов. Физика.- Томск: Изд-во ТГУ.- 2013, №11.- С. 170-173.
6. Шейн Е.В. Курс физики почв. М.: Изд-во МГУ, 2005. 432с.
7. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей инженерные методы расчетов. М., Л.: Химия, 1966. 536с.

КВАЗИГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ ДВУХСЛОЙНАЯ МОДЕЛЬ КОНТУРНОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ВНЕШНОСТИ КРУГА

А.И. Шавлюгин

Владивостокский государственный университет экономики и сервиса

690014, г. Владивосток, ул. Гоголя, 41

E-mail: Alexander.Shavlyugin@vvsu.ru

В модельных задачах динамики океана широко распространен подход, в рамках которого вертикальная структура поля плотности аппроксимируется кусочно-постоянной функцией. Помимо того, что слоистые модели оказываются существенно проще моделей непрерывно стратифицированного океана, в их рамках возможна реализация эффективных численных алгоритмов метода контурной динамики (МКД, [1]).

В данной статье рассматривается МКД-модель двухслойного океана, омывающего круглый остров. Развиваемый подход аналогичен описанному в [2] для случая замкнутого круглого водоема.

Следствием уравнений движения вращающейся с угловой скоростью Ω двухслойной идеальной несжимаемой жидкости с постоянными значениями плотностей ρ_1 и ρ_2 ($\rho_1 \leq \rho_2$) и невозмущенных глубин h_1 и h_2 (индексы 1 и 2 относятся к верхнему и нижнему слою соответственно) является закон сохранения потенциального вихря Π [3]

$$\frac{D_j \Pi_j}{Dt} = 0, \quad j = 1, 2, \quad (1)$$

где $D_j/Dt = \partial/\partial t + u_j \partial/\partial x + v_j \partial/\partial y$ – плоский оператор полной производной по времени, u_j, v_j – горизонтальные проекции векторов скорости в слоях,

$$\Pi_1 = \nabla^2 p_1 + \frac{\eta}{h_1}, \quad \Pi_2 = \nabla^2 p_2 + \frac{\zeta - \eta}{h_2}, \quad (2)$$

$\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – плоский оператор Лапласа, p_1, p_2 – аномалии давлений в слоях, $\eta = \eta(x, y, t)$, $\zeta = \zeta(x, y, t)$ – возмущения границы раздела слоев и рельефа дна соответственно.

Предполагая, что фоновые течения отсутствуют, потенциальные вихри в слоях отличны от нуля в пределах областей S_j^k с границами C_j^k ($k = 1, \dots, N_j$), выражения для давлений в слоях можно представить в виде [3]

$$\begin{aligned} p_j(x, y, t) = & h_j \sum_{k=1}^{N_j} \iint_{S_j^k} \Pi_j^k(x', y', t) [G_L(x, y; x', y') + \\ & h_{3-j}/h_j G_H(x, y; x', y')] dx' dy' + \\ & h_{3-j} \sum_{k=1}^{N_{3-j}} \iint_{S_{3-j}^k} \Pi_{3-j}^k(x', y', t) [G_L(x, y; x', y') - \\ & G_H(x, y; x', y')] dx' dy', \end{aligned} \quad (3)$$

где G_L и G_H – функции Грина для операторов Лапласа и Гельмгольца $\nabla^2 - \gamma^2$ соответственно.

Бароклинный

параметр

$$\gamma = 2\Omega D \sqrt{\frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1 h_2 (h_1 + h_2)}{\rho_0}} \quad (D - \text{характерный}$$

горизонтальный масштаб, g – ускорение свободного падения, ρ_0 – характерное значение плотности) имеет смысл отношения характерного горизонтального масштаба движения к внутреннему радиусу деформации Россби [4]

Функция Грина для оператора Лапласа во внешности круга радиуса a имеет вид [5]

$$G_L = \frac{1}{4\pi} \left[\ln \left((x - x')^2 + (y - y')^2 \right) - \ln \left(\left(x - \frac{a^2 x'}{x'^2 + y'^2} \right)^2 + \left(y - \frac{a^2 y'}{x'^2 + y'^2} \right)^2 \right) + \ln(x^2 + y^2) \right]. \quad (4)$$

Последнее слагаемое в (4) обусловлено требованием бесциркуляционного режима обтекания и в случае нулевой суммарной интенсивности потенциальных вихрей в слоях вклада в поля давлений и скоростей не дает.

Для построения функции Грина G_H воспользуемся стандартным методом, детально описанным в [2]. В полярных координатах $((r, \varphi), (\rho, \theta))$ – координаты точки наблюдения и источника соответственно) уравнение, которому должна удовлетворять G_H , имеет вид

$$\nabla^2 G_H - \gamma^2 G_H = \frac{\delta(r - \rho) \delta(\varphi - \theta)}{\rho}, \quad (5)$$

где дробь в правой части представляет двумерную дельта-функцию. Решение (5) ищется в виде ряда по собственным функциям соответствующего однородного уравнения (в нашем случае это $I_n(\gamma r) \cos n\varphi$, $I_n(\gamma r) \sin n\varphi$, $K_n(\gamma r) \cos n\varphi$, $K_n(\gamma r) \sin n\varphi$; $I_n(\gamma r)$, $K_n(\gamma r)$ – модифицированные функции Бесселя и функции Макдональда n -го порядка соответственно)

$$G_H = \left\{ \begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} (A_n K_n(\gamma r) \sin n\varphi + B_n K_n(\gamma r) \cos n\varphi), \\ & r > \rho \\ & \sum_{n=0}^{\infty} (I_n(\gamma r) K_n(\gamma a) - I_n(\gamma a) K_n(\gamma r)) \times \\ & (C_n \sin n\varphi + D_n \cos n\varphi), \\ & a < r < \rho \end{aligned} \right\}; \quad (6)$$

нетрудно убедиться, что (6) обеспечивает условие ограниченности при $r \rightarrow \infty$ и граничное условие $G_H = 0$ при $r = a$.

Используя условия непрерывности функции Грина и скачка производной G_H при переходе через особую точку $r = \rho$, получаем систему линейных уравнений относительно коэффициентов A_n , B_n , C_n , D_n , решая которую, получаем

$$G_H(r, \varphi) = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\mu_n K_n(\gamma a)} \left\{ \begin{array}{l} K_n(\gamma r)(K_n(\gamma \rho)I_n(\gamma a) - \\ K_n(\gamma a)I_n(\gamma \rho)) \\ K_n(\gamma \rho)(K_n(\gamma r)I_n(\gamma a) - \\ K_n(\gamma a)I_n(\gamma \rho)) \end{array} \right\} \times \cos n(\theta - \varphi) \begin{cases} r > \rho \\ a < r < \rho \end{cases}$$

где $\mu_0 = 2$, $\mu_n = 1$, $n > 0$.

Используя теорему сложения для функции Макдональда [6]

$$\sum_{n=0}^{\infty} \cos n\varphi I_n(\gamma r) K_n(\gamma \rho) = \frac{1}{2} \left\{ \begin{array}{l} K_0(\gamma R) + \\ I_0(\gamma r) K_0(\gamma \rho), r < \rho \\ I_0(\gamma \rho) K_0(\gamma r), r > \rho \end{array} \right\},$$

выражение для G_H можно окончательно записать в виде

$$G_H = -\frac{1}{2\pi} K_0(\gamma R) + \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{I_n(\gamma a)}{\mu_n K_n(\gamma a)} \times$$

$$K_n(\gamma \rho) K_n(\gamma r) \cos n(\theta - \varphi)$$

где $R = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{1/2}$.

Предположим теперь, что все Π_j^k являются константами, то есть распределение потенциальной завихренности является кусочно-постоянным (основное допущение МКД). В этом случае Π_j^k могут быть вынесены из-под знака интеграла, и давления (3), а вследствие соотношений $u_j = -\partial p_j / \partial y$, $v_j = \partial p_j / \partial x$ и скорости при помощи теоремы Стокса представлены в виде контурных интегралов по C_j^k . Таким образом, поле течения однозначно определяется конфигурацией контуров C_j^k эволюционирующих областей S_j^k , и решение динамической задачи сводится к интегрированию лагранжевых уравнений движения принадлежащих контурам точек

$$dx/dt = u, \quad dy/dt = v. \quad (8)$$

Рассмотрим основные элементы численной реализации представленной выше модели. Преобразование к контурным интегралам выражений для скоростей, содержащих первые слагаемые формул (4, 7), легко осуществляется с использованием того факта, что аргументы указанных слагаемых зависят от разности переменных, вследствие чего $\partial/\partial x = -\partial/\partial x'$, $\partial/\partial y = -\partial/\partial y'$, и применение теоремы Стокса становится элементарным.

Сумма оставшихся в (4) слагаемых может быть преобразована к контурному интегралу, если учесть симметрию функции Грина относительно точек наблюдения и интегрирования $G(x, y; x', y') = G(x', y'; x, y)$ и использовать очевидную связь

$$\frac{a^2(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \frac{\partial}{\partial x'} \left(x' - \frac{a^2 x}{x^2 + y^2} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(x' - \frac{a^2 x}{x^2 + y^2} \right);$$

(аналогично для других производных).

Такой метод, впервые примененный в [7], приводит к существенно менее громоздким и, как следствие, более эффективным при численной реализации формулам, чем использовавшиеся ранее в [2].

Для преобразования второго слагаемого в (7) введем вспомогательную функцию

$$Q_n(\rho) = \int_a^{\rho} \rho K_n(\gamma \rho) d\rho, \quad (9)$$

с помощью которой и теоремы Стокса получим

$$\iint_S K_n(\gamma r) K_n(\gamma \rho) \cos n(\theta - \varphi) \rho d\rho d\theta = \oint_C K_n(\gamma r) Q_n(\rho) \cos n(\theta - \varphi) d\theta. \quad (10)$$

Вычисление модифицированных функций Бесселя и функций Макдональда нулевого и первого порядка осуществляется при помощи рациональных приближений [8], что требует при сопоставимом уровне точности меньшего числа арифметических операций, чем суммирование рядов по множителям Чебышева. Расчет специальных функций более высокого порядка производится по известным рекуррентным формулам в направлении вперед для функции Макдональда и назад для модифицированной функции Бесселя в силу известной численной неустойчивости рекуррентного процесса в последнем случае.

В отличие от [2] вычисление функций (9) организовано также на основе рекуррентных соотношений для функции Макдональда. С их помощью нетрудно получить формулы

$$Q_0(\rho) = 1/\gamma^2 (\gamma a K_1(\gamma a) - \gamma \rho K_1(\gamma \rho)),$$

$$Q_1(\rho) = 1/\gamma^2 (\gamma a K_0(\gamma a) - \gamma \rho K_0(\gamma \rho) + \int_{\gamma a}^{\gamma \rho} K_0(z) dz),$$

$$Q_2(\rho) = 2/\gamma^2 (\gamma a K_1(\gamma a) - \gamma \rho K_1(\gamma \rho) + K_0(\gamma a) - K_0(\gamma \rho)),$$

...

$$Q_{2n-1}(\rho) = 2/\gamma^2 (\gamma a K_{2n-2}(\gamma a) - \gamma \rho K_{2n-2}(\gamma \rho)) +$$

$$4/\gamma^2 \left((K_{2n-3}(\gamma a) - K_{2n-3}(\gamma \rho)) - (K_{2n-5}(\gamma a) - K_{2n-5}(\gamma \rho)) + \dots \right) +$$

$$(-1)^{n+1} 2/\gamma^2 \int_{\gamma a}^{\gamma \rho} K_0(z) dz - Q_{2n-3}(\rho),$$

$$Q_{2n}(\rho) = 2/\gamma^2 (\gamma a K_{2n-1}(\gamma a) - \gamma \rho K_{2n-1}(\gamma \rho)) +$$

$$4/\gamma^2 \left((K_{2n-2}(\gamma a) - K_{2n-2}(\gamma \rho)) - (K_{2n-4}(\gamma a) - K_{2n-4}(\gamma \rho)) + \dots \right) +$$

$$(-1)^{n+1} 2/\gamma^2 (K_0(\gamma a) - K_0(\gamma \rho)) - Q_{2n-2}(\rho).$$

(11)

Для расчета по формулам (11) помимо значений функций Макдональда различного порядка, вычисление которых и без этого необходимо в (3), требуется определять интегралы $\int_{\gamma_a}^{\gamma_p} K_0(z) dz$. Это

осуществляется при помощи разложения в ряд по многочленам Чебышева (коэффициенты разложения данного интеграла приведены в [9]). Описанная методика значительно эффективнее использовавшегося в [2] для расчета аналогичных интегралов с модифицированной функцией Бесселя метода интегрирования степенных рядов.

Эксперименты показали, что для достижения необходимой точности во втором слагаемом (7) достаточно удерживать 12-14 первых слагаемых (все вычисления выполняются с использованием арифметики двойной точности, и суммирование прекращается, когда оценка остатка ряда становится меньше машинной погрешности).

Практически все части вычислительного алгоритма описанной МКД-модели (интерполирование и дифференцирование сеточных функций на основе аппроксимации контуров периодическими кубическими сплайнами, численное интегрирование по формуле трапеций, решение эволюционных уравнений (8) по схеме Рунге-Кутты 4 порядка точности) допускают применение программно-аппаратного инструментария массивно параллельного программирования.

В частности, благодаря равномерности расчетной сетки при параметрическом описании контуров, построение сплайна реализуется не традиционным методом прогонки, а по явным формулам [10], требующим для достижения указанной выше точности учета вклада только 50 ближайших к рассматриваемому узлу точек контура.

При расчете скоростей учет слагаемых с совпадающими точками наблюдения и интегрирования в дискретных аналогах контурных интегралов традиционно осуществляется при помощи аналитического устранения особенностей. Поскольку это приводит к возникновению дополнительных точек ветвления в соответствующих циклах, при реализации рассматриваемой модели был использован известный метод добавления к R дополнительного малого слагаемого, применяемый в задаче гравитационного взаимодействия n тел [11]. Эксперименты показали, что при выборе величины дополнительного слагаемого 10^{-15} , получаемые результаты отличаются от версии аналитического устранения особенностей не более чем на значение машинной погрешности.

Численная реализация модели осуществлена на базе вычислителя Tesla K20c компании NVIDIA и системы параллельного программирования PGI Visual Fortran, ориентированной на технологию CUDA [12]. Большинство внесенных в последовательную версию программы изменений

реализовано при помощи директив PGI Accelerator, что потребовало минимальных исправлений исходного кода.

Выполненные эксперименты по моделированию неустойчивости осесимметричных двухслойных вихревых структур продемонстрировали более чем 20-кратное увеличение производительности программы в сравнении с ее последовательной версией, что позволяет не только повысить пространственное разрешение модели, но и продолжить вычисления до гораздо более поздних стадий эволюции и точнее определить вектор, в направлении которого стационарирует система [13].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания вузам №2014/292 на выполнение работ в сфере научной деятельности.

Литература

1. Zabusky N.J., Hughes M.H., Roberts K.V. Contour dynamics for Euler equations in two dimensions // J. Comput. Phys. 1979. V. 30. № 1. P. 96-106.
2. Шавлюгин А.И. Двухслойная квазигеострофическая модель контурной динамики для круглого бассейна // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2011. Т. 47. № 5. С. 669-677.
3. Соколовский М.А. Веррон Ж. Динамика вихревых структур в стратифицированной вращающейся жидкости. Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2011. 372 с.
4. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. В 2-х т. Т.2. М.: Мир, 1984. 416 с.
5. Килин А.А., Борисов А.В., Мамаев И.С. Динамика точечных вихрей внутри и вне круговой области // Фундаментальные и прикладные проблемы теории вихрей. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. С. 414-440.
6. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983. 750 с.
7. Crosby A., Johnson E.R., Morrison P.J. Deformation of vortex patches by boundaries // Phys. Fluids. 2013. V. 25. № 2. P. 023602 (1-19).
8. Russon A.E., Blair J.M. Rational function minimax approximations for the Bessel functions // Atomic energy of Canada Ltd. Chalk River Report AECL-3461. Ontario. 1969.
9. Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации. М.: Мир, 1980. 608 с.
10. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972. 316 с.
11. Nyland L., Harris M., Prins J. Fast N-body simulation with CUDA / GPU gems 3. Ed. by Nguyen H. USA. NVIDIA Corporation, 2007. [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://developer.nvidia.com/gpugems/GPUGems3/gpugems3_ch31.html, свободный. – Примечание («Электронная версия печ. Публикации»).
12. Ruetsch G., Fatica M. / NVIDIA Corporation CUDA Fortran for scientists and engineers. Best practices for efficient CUDA Fortran programming. Morgan Kaufmann. Published by Elsevier Inc, 2014. 323 p.
13. Шавлюгин А.И. Неустойчивость и стационарирование осесимметричных вихревых течений в круглом цилиндре // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2016 (в печати).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ПЛОСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ РЕАКЦИОННЫХ ЯЧЕЕК

Д.С. Шульц¹, А.Ю. Крайнов²

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 40

E-mail: d_schulz@mail.ru

²Томский государственный университет

634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36

При распространении пламени в безгазовых конденсированных системах важную роль играет гетерогенная структура реакционной смеси. Модель реакционной ячейки для описания гетерогенной структуры СВС составов была предложена и описана в работах [1-4]. В работе [2] представлены результаты исследований модели реакционной ячейки в виде плоского слоя, состоящего из двух веществ и продукта их синтеза. В работе [4] предложена идея, и представлены некоторые результаты расчетов для моделирования горения СВС состава с использованием модели реакционной ячейки сферической формы. Под реакционной ячейкой понимается усредненный элемент гетерогенной структуры смеси порошков, способных к самораспространяющемуся высокотемпературному синтезу (СВС).

В настоящей работе проводится численное исследование нестационарного процесса горения безгазовых составов с использованием двух моделей реакционных ячеек: в виде плоского слоя и сферической формы, и их сравнение.

Плоский слой состоит из веществ А и В и продукта их синтеза АВ (рис. 1 а). В каждом элементе гетерогенной структуры СВС состава происходят процессы диффузии при температуре в соответствующих точках образца, меняющейся во времени в процессе распространения фронта реакции по образцу.

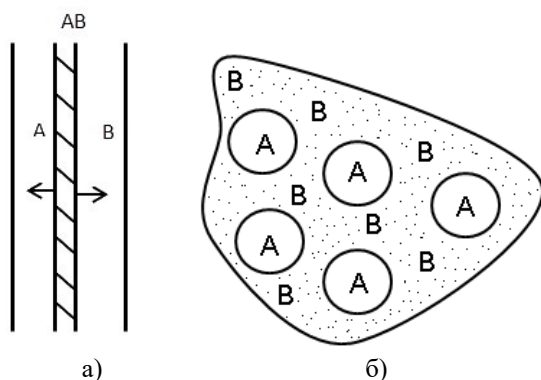


Рис. 1. Модель плоской (а) и сферической (б) реакционной ячейки

Модель сферической реакционной ячейки предполагает, что частицы вещества А более крупные и окружены мелкими частицами вещества В, занимающими все пространство между частицами вещества А (рис. 1 б).

Вещества находятся в стехиометрическом соотношении. На макроуровне решается задача

переноса тепла, а в реакционных ячейках по длине образца (на микроуровне) решаются задачи определения скорости реакции. При распространении реакционной волны по образцу заданной длины по мере прогрева реакционных ячеек в них активируется диффузия, происходит реакция и нарастание слоя продуктов реакции. В силу малости реакционных ячеек пространственное распределение температуры в реакционной ячейке отсутствует [2, 5-7].

Задача численного моделирования распространения волны СВС для реакционной ячейки плоскопараллельной формы в безразмерных переменных представляет собой систему уравнений:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{d\bar{\delta}}{d\tau} \frac{1}{\gamma}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = \gamma e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2}, \quad (2)$$

где γ, β – безразмерные параметры задачи:

$$\gamma = \frac{c_p R T_a^2}{Q E_d}, \quad \beta = \frac{R T_a^2}{E_d}.$$

Начальные и граничные условия в безразмерной форме запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} \theta(\xi, 0) &= -\frac{1}{\gamma}, \quad \theta(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \theta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0, \\ c(\eta_1(\tau)) &= c_1, \quad c(\eta_2(\tau)) = c_2, \\ \gamma e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \frac{\partial c}{\partial \eta} \Big|_{\eta_1(\tau)} &= c_1 \frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} = c_1 \bar{U}_1, \\ -\gamma e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \frac{\partial c}{\partial \eta} \Big|_{\eta_2(\tau)} &= c_2 \frac{\partial \eta_2}{\partial \tau} = c_2 \bar{U}_2, \end{aligned} \quad (3)$$

В уравнении (1):

$$\frac{d\bar{\delta}}{d\tau} = \eta_2 |\bar{U}_2| + \eta_1 |\bar{U}_1|.$$

Задача численного моделирования для реакционной ячейки сферической формы в безразмерных переменных представляет собой систему уравнений:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial \tau} \frac{1}{\gamma}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = \gamma \cdot e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \frac{1}{\eta^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\eta^2 \frac{\partial c}{\partial \eta} \right), \quad (5)$$

$$\theta(\xi, 0) = -\frac{1}{\gamma}, \quad \theta(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \theta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0,$$

$$c(\eta_1(\tau)) = c_1, \quad c(\eta_2(\tau), \tau) = c_2, \quad c(\eta, 0) = c_2.$$

В уравнении (4):

$$\frac{d\bar{V}}{d\tau} = \eta_2^2 \frac{d\eta}{d\tau} - \eta_1^2 \frac{d\eta}{d\tau} = \eta_2^2 |\bar{U}_2| + \eta_1^2 |\bar{U}_1|$$

Значения \bar{U}_1 и \bar{U}_2 определяются из соотношений:

$$\gamma e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \left. \frac{\partial c}{\partial \eta} \right|_{\eta_1(\tau)} = c_1 \bar{U}_1, \quad \gamma e^{\frac{\theta}{1+\beta\theta}} \left. \frac{\partial c}{\partial \eta} \right|_{\eta_2(\tau)} = c_2 \bar{U}_2, \quad (6)$$

В задаче (4) – (6) величины γ , β определяются аналогично задаче (1) – (3).

Системы уравнений (1) – (3) и (4) – (6) решались численно. Уравнения (2) и (5), записанные в каждой точке вдоль координаты ξ , решались методом прогонки по неявной разностной схеме. Уравнения (1) и (4) решались по явной разностной схеме.

Расчеты проводились в следующем диапазоне изменения параметров задачи: $0.10 \leq \gamma \leq 0.2$, $0.505 \leq c_1 \leq 0.55$, $\beta = 0.05$.

Результаты расчетов приведены на рисунках 2-4.

На рисунке 2 приведены зависимости скорости фронта горения U_f от координаты при различных значениях параметра γ .

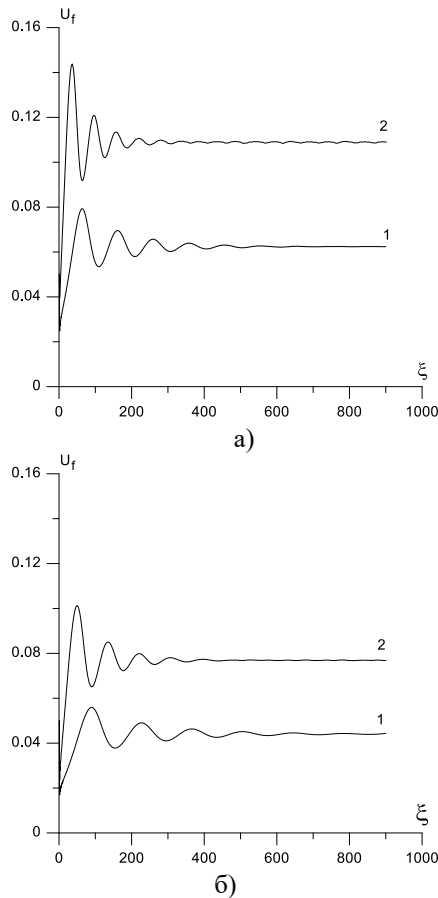


Рис. 2. Зависимости скорости горения U_f от координаты ξ при $\gamma = 0.125$: 1-реакционные ячейки плоские, 2-реакционные ячейки сферические. $c_1 = 0.51$ (а); $c_1 = 0.55$ (б);

Из рисунка 2 видно, что скорости фронта горения U_f для реакционных ячеек в виде шариков и в виде плоского слоя отличаются почти в ~ 1.7 раза (скорость фронта горения при использовании модели сферических ячеек больше). При разных значениях параметра c_1 такое отличие скоростей сохраняется, что видно из рисунков 2 а и 2 б.

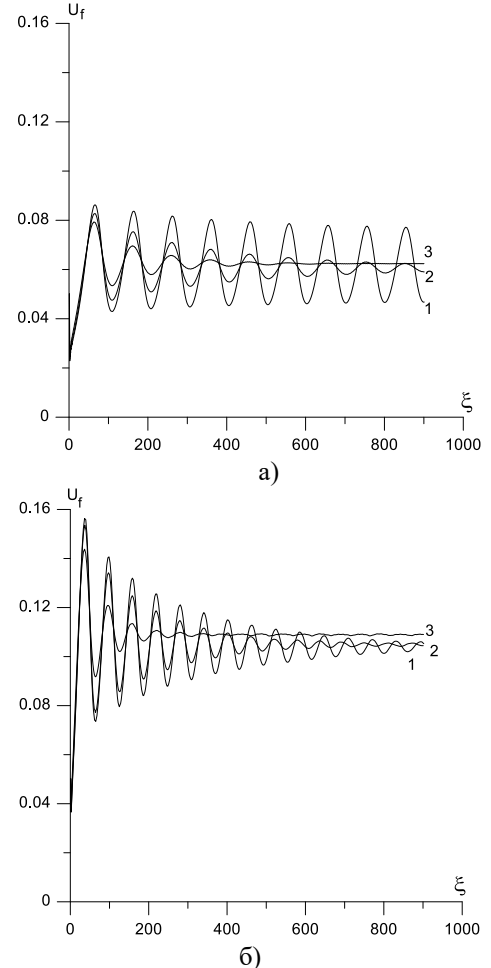


Рис. 3. Зависимости скорости горения U_f от координаты ξ при различных значениях γ : 1 – $\gamma = 0.12$, 2 – $\gamma = 0.121$, 3 – $\gamma = 0.125$; $c_1 = 0.51$. (а) – реакционные ячейки плоские, (б) – реакционные ячейки в форме шариков.

Из рисунка 3 можно определить критическое значение параметра γ^* , при котором происходит переход от стационарного к колебательному режиму распространения фронта горения. При $\gamma < \gamma^*$ наблюдается колебательный режим горения, а при $\gamma > \gamma^*$ – стационарный. Исследование зависимости скорости горения U_f от координаты ξ при других значениях параметра c_1 показало, что γ^* не зависит от значения c_1 . Полученное значение γ^* хорошо согласуется с аппроксимацией границы автоколебательного режима безгазового горения [8] $9.1\gamma^* - 2.5\beta = 1$.

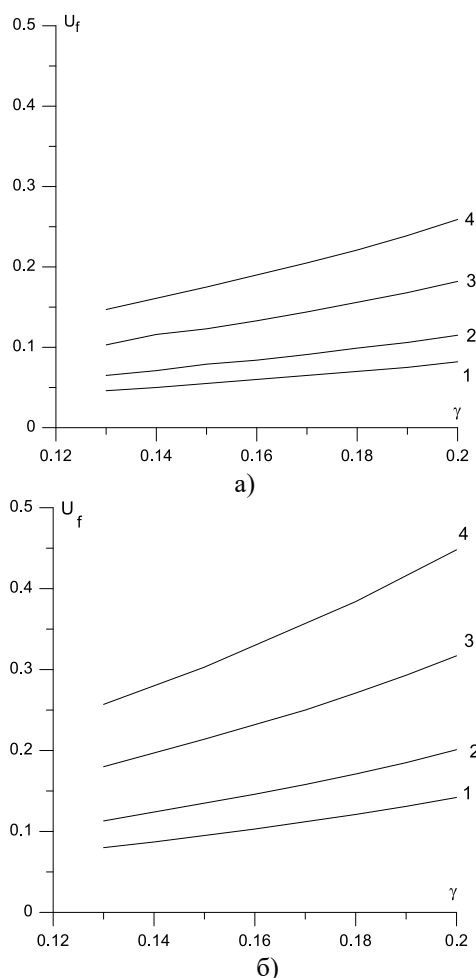


Рис. 4. Зависимости скорости горения U_f от γ при различных c_1 : 1 – 0.505, 2 – 0.51, 3 – 0.525, 4 – 0.55. (а) – реакционные ячейки плоские, (б) – реакционные ячейки в форме шариков.

На рисунке 4 представлены зависимости скорости распространения волны СВС от параметра γ , выбранного из области устойчивого распространения волны СВС, рассчитанные при использовании модели реакционных ячеек плоской формы (на рисунке 4 а) и реакционных ячеек в форме шариков (на рисунке 4 б). С увеличением параметров γ и c_1 скорость волны увеличивается.

Из проведенных исследований выявлено, что от формы реакционных ячеек зависит величина скорости распространения реакционной волны СВС. Для реакционных ячеек в форме шариков она выше, чем для плоских реакционных ячеек. Это обусловлено большей реакционной поверхностью

на единицу массы вещества, когда реакционные ячейки имеют сферическую форму.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 15-03-02578 а.

Литература.

1. Алдушин А.П., Хайкин Б.И. К теории горения смесевых систем, образующих конденсированные продукты реакции // Физика горения и взрыва, 1974. Т. 10, № 3. С. 313-323.
2. Хайкин Б.И. К теории процесса горения в гетерогенных конденсированных средах // Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка: Изд-во ОИХФ АН СССР, 1975. С. 227-244.
3. Алдушин А.П., Каспарян С.Г., Шкадинский К.Г. Распространение фронта экзотермической реакции в конденсированных смесях, образующих двухфазные продукты // Горение и взрыв: Материалы IV Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. М.: Наука, 1977. С. 207-212.
4. Чернецова В.В., Шкадинский К.Г. Математическое моделирование макрокинетики взаимодействия во фронте горения гетерогенных составов с конденсированными продуктами реакции // Химическая физика процессов горения и взрыва. Материалы XII симпозиума по горению и взрыву. Часть I. Черноголовка, 2000. с. 153-155.
5. Шульц Д.С., Крайнов А.Ю. Численное моделирование безгазового горения с учётом гетерогенности структуры и зависимости диффузии от температуры // Физика горения и взрыва, 2012. Т.48, №5. с.142-147.
6. Шульц Д.С., Крайнов А.Ю. Численное моделирование нестационарного горения безгазовых составов на основе модели диффузионной кинетики // Известия высших учебных заведений. Физика, 2013. Т. 56, № 9/3. С. 223-225.
7. Шульц Д.С., Крайнов А.Ю. Численное моделирование безгазового горения с использованием модели сферических реакционных ячеек // Труды Томского государственного университета. Т.296. Сер. Физико-математическая: Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики / под ред. М.Ю.Орлова. Томск, 2015. с. 189-195.
8. Мержанов А.Г. Мукасян А.С. Твердопламенное горение. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2007. 336 с.

РАСЧЕТ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ЗАМОРОЖЕННОЙ СУСПЕНЗИИ НАНОДИСПЕРСНОГО АЛЮМИНИЯ В ВОДЕ С УЧЕТОМ ПЛАВЛЕНИЯ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ

А. Ю. Крайнов, В. А. Порязов

Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-кт Ленина 36

E-mail: poryazov@ftf.tsu.ru

В работе представлена математическая модель горения смесового твердого топлива ALICE (замороженной суспензии нанодисперсного алюминия в воде) [1], учитывающая плавление и горение наночастиц алюминия в парах воды, отставание частиц от газа. Проведен расчет зависимости скорости горения от давления. Результаты расчета скорости горения соответствуют опубликованным экспериментальным данным зависимости скорости горения топлива ALICE от давления.

При горении замороженной суспензии нанодисперсного порошка алюминия в воде во фронте прогрева перед поверхностью испарения воды происходит разогрев льда до температуры плавления, его плавление, разогрев слоя воды до температуры кипения и на поверхности жидкости происходит испарение воды. Вместе с парами воды в газовую фазу выносятся частицы алюминия, и в газовой фазе происходит их реагирование с парами воды. Продуктом реакции является газообразный водород и оксид алюминия.

Для моделирования горения замороженной суспензии нанодисперсного порошка алюминия в воде будем использовать модель горения летучих горючих веществ, разработанную А.Ф. Беляевым применительно к горению нитрогликоля [2].

Для формулировки математической модели использовались следующие предположения: линейная скорость горения замороженной суспензии нанодисперсного порошка алюминия в воде определяется скоростью испарения воды с поверхности. Частицы алюминия представляют собой шарики, размер частиц одинаков и они распределены в объеме льда равномерно. Пары воды реагируют с частицами алюминия. Продуктом реакции является оксид алюминия, остающийся на поверхности частицы алюминия и водород ($2Al + 3H_2O = Al_2O_3 + 3H_2$).

Воспламенение частицы алюминия происходит при достижении ею определенной температуры. Скорость горения частиц алюминия описывается на основе экспериментальных данных [3]. Теплообмен между частицами и газом происходит по закону Ньютона. Частицы движутся под действием силы трения со стороны газа. Из-за малой объемной концентрации частиц в газе движение частиц не оказывает влияния на движение газа. Отсутствует агломерация частиц на поверхности конденсированной фазы и взаимодействие частиц друг с другом в газовой фазе. Горение происходит в изобарических условиях, давление не зависит от расстояния до поверхности горения.

Математическая модель строится на основе модели, изложенной в [4]. Математическая модель горения замороженной суспензии нанодисперсного порошка алюминия в воде, записанная в системе координат, связанной с поверхностью горения, имеет вид:

$$c_2 \rho_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} + u \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \lambda_2 \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} + 4\pi \alpha r_k^2 n (T_3 - T_2), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_2 u)}{\partial x} = -G, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{H_2}}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_{H_2} u)}{\partial x} = G \frac{\mu_{H_2}}{\mu_O}, \quad (3)$$

$$c_3 \rho_3 \left(\frac{\partial T_3}{\partial t} + w \frac{\partial T_3}{\partial x} \right) = -4\pi \alpha r_k^2 n (T_3 - T_2) + G Q_{Al} \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_O}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 w)}{\partial x} = G, \quad (5)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial x} = -\tau_{tr}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nw)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$P = \rho_2 \left(\frac{m_{H_2O}}{\mu_{H_2O}} + \frac{m_{H_2}}{\mu_{H_2}} \right) R T_2 = const, \quad (8)$$

$$m_{H_2O} = \frac{\rho_2 - \rho_{H_2}}{\rho_2}, \quad m_{H_2} = \frac{\rho_{H_2}}{\rho_2}.$$

Принятые обозначения: t - время; x - координата; T_2 - температура газовой смеси; T_3 - температура частиц; ρ_2 - плотность газа; ρ_{H_2} - парциальная плотность водорода; ρ_3 - приведенная плотность частиц (масса частиц в единице объема); n - число частиц в единице объема; u - скорость газа; w - скорость движения частиц; P - давление; r_k - радиус частицы; m_{H_2O} , m_{H_2} - массовые доли паров воды и водорода в газовой фазе; μ_{Al} , μ_O , μ_{H_2} , μ_{H_2O} - молярные массы алюминия, атома кислорода, молекулы водорода, молекулы воды; c_2 - удельная теплоемкость при постоянном давлении смеси газов; λ_2 - коэффициент теплопроводности газа; α - коэффициент теплоотдачи; G - скорость

изменения массы частиц при их горении; Q_{Al} - теплота сгорания алюминия в парах воды; R - универсальная газовая постоянная; τ_{tr} - сила взаимодействия частиц с газом.

Согласно [5], теплоемкость частицы алюминия в процессе прогрева и плавления, описывается зависимостью вида

$$c_3 = \begin{cases} c_{3,solid}, & T_3 < T_{nl} - \Delta T \\ \frac{L_{Al}}{2\Delta T}, & T_{nl} - \Delta T < T_3 < T_{nl} + \Delta T; \\ c_{3,liquid}, & T_3 > T_{nl} + \Delta T \end{cases} \quad (9)$$

Координата $x = 0$ соответствует поверхности горения. Линейная скорость горения определяется скоростью испарения воды. Обозначим линейную скорость движения границы испарения воды V , массовую долю порошка алюминия в суспензии M_{Al} . На поверхности испарения выполняется закон сохранения потока массы воды:

$$(1 - M_{Al})\rho_1 V = \rho_2 u|_{x=0}, \quad (10)$$

и сохранения потока массы частиц алюминия:

$$M_{Al}\rho_1 V = (\rho_3 w)|_{x=0}. \quad (11)$$

Здесь ρ_1 - плотность замороженной суспензии нанопорошка алюминия в воде.

На поверхности испарения температура воды равна температуре пара и температуре частиц

$$T_3|_{x=0} = T_2|_{x=0} = T_v, \quad (12)$$

Температура насыщенного пара T_v над поверхностью испарения определяется из уравнения

$$\text{Клапейрона-Клаузиуса: } P = A \exp\left(-\frac{L}{RT}\right).$$

Здесь L - удельная теплота испарения воды; A - константа.

Для определения константы A используем точку кипения воды при атмосферном давлении ($P_a = 1 \text{ ат}$, $T_{v,a} = 373 \text{ К}$). Тогда при заданном давлении над поверхностью горения получаем выражение для температуры насыщенного пара при давлении P : $T_v = \frac{L}{R \ln(P/P_a) + L/T_{v,a}}. \quad (13)$

Поток тепла из газовой фазы на поверхность испарения тратится на разогрев конденсированного вещества до температуры плавления льда, его плавление, разогрев воды до температуры испарения и ее испарение:

$$\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \rho_1 V (c_1 T_2|_{x=0} - c_1 T_{1,0}) + \rho_1 (1 - M_{Al}) V (L + \Lambda), \quad (14)$$

c_1 - удельная теплоемкость замороженной суспензии нанопорошка алюминия в воде; Λ - удельная теплота плавления льда; $T_{1,0}$ - начальная

температура замороженной суспензии нанопорошка алюминия в воде.

Плотность паров воды над поверхностью конденсированной фазы определяется из уравнения состояния идеального газа

$$\rho_2|_{x=0} = \frac{\mu_{H_2O} P}{R T_2|_{x=0}}, \quad P = \text{const}.$$

Количество частиц в единице объема определяется из соотношения

$$n|_{x=0} = \frac{\rho_3|_{x=0}}{(4/3)\pi r_{Al,0}^3 \rho_k},$$

$r_{Al,0}$ - начальный радиус частицы алюминия; ρ_k - плотность вещества частицы.

Газообразных продуктов реакции вблизи поверхности испарения воды нет,

$$\rho_{H_2}|_{x=0} = 0.$$

На границе $x = \infty$ ставится граничное условие:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\infty} = 0. \quad (15)$$

Начальные условия имеют вид:

$$T_2(x, 0) = T_{ign}, T_3(x, 0) = T_{ign},$$

$$\rho_2(x, 0) = \frac{\mu_{H_2O} P}{R T_2(x, 0)},$$

$$\rho_{H_2}(x, 0) = 0, \quad (16)$$

$$\rho_3(x, 0) = 0, u(x, 0) = 0,$$

$$w(x, 0) = 0, n(x, 0) = 0.$$

В системе уравнений (1) и (4) - уравнения энергии для газовой фазы и частиц, (2) - сохранения массы газовой фазы, (3) - массы газообразных продуктов реакции, (5) - сохранения массы частиц, (6) - движения частиц, (7) - числа частиц, (8) - состояния идеального газа, записанное для двухкомпонентной газовой смеси.

Определим выражения τ_{tr} и G , стоящие в правых частях уравнений системы (1)-(8). Сила взаимодействия частиц алюминия с газом вычисляется по формуле:

$$\tau_{tr} = \frac{F_{tr}}{4/3\pi r_k^3 \rho_k}, \quad F_{tr} = C_R S_m \frac{\rho_2(w-u)|u-w|}{2}.$$

Здесь коэффициент сопротивления определяется по эмпирической формуле:

$$C_R = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0,15 \text{ Re}^{0,682}), \quad \text{Re} = \frac{2r_k \rho_k |u-w|}{\eta}.$$

Коэффициент теплоотдачи определяется как

$$\alpha = \frac{Nu \lambda_2}{2r_k}, \quad Nu = 2 + \sqrt{Nu_l^2 + Nu_t^2}, \quad (16)$$

где $Nu_l = 0,664 \text{ Re}^{0,5}$, $Nu_t = 0,037 \text{ Re}^{0,8}$.

Величина скорости расходования массы окислителя: $G = -\frac{3\mu_O}{2\mu_{Al}} n \rho_k 4\pi r_{Al}^2 \frac{dr_{Al}}{dt}$. (17)

В работе [3] из экспериментальных данных установлено, что время сгорания частицы алюминия в водяном паре определяется ее начальным диаметром $d_{Al,0}$ по формуле $\tau_c = b d_{Al,0}^2$, где b константа. Тогда $\frac{dr_{Al}}{dt} = -k_{Al} \frac{1}{r_{Al}}$.

$G = \frac{3\mu_O}{2\mu_{Al}} n \rho_k 4\pi r_{Al} k_{Al}$, где k_{Al} - константа. (18)

Размер оставшейся части алюминия в частице r_k определяется из числа частиц в единице объема n и приведенной плотности частиц ρ_3 по формуле:

$$r_{Al} = \left[\left(\frac{\mu_{Al} + 3/2 \mu_O}{\mu_{Al}} r_{Al,0}^3 - \frac{\rho_3}{(4/3)\pi n \rho_k} \right) \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_O} \right]^{1/3}. \quad (19)$$

При выводе (20) предполагалось для упрощения, что окисел алюминия, остающийся в частице, имеет форму шарового слоя. Это предположение вводится для определения текущего радиуса шарика алюминия в процессе его горения и никак не влияет на скорость горения частицы алюминия, поскольку она выбрана с учетом экспериментальных данных.

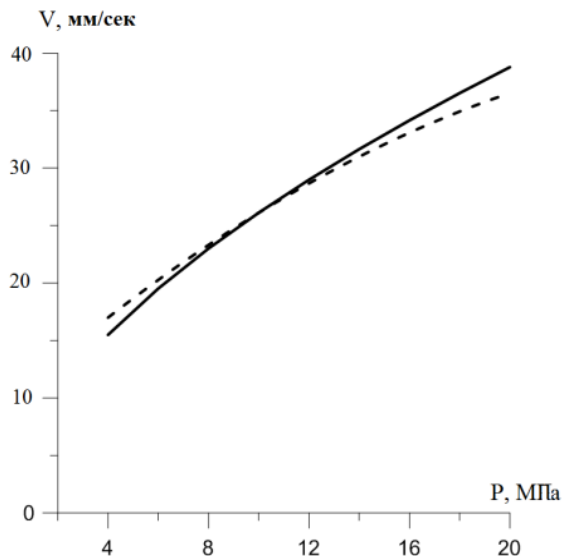


Рис. 1. Зависимость линейной скорости горения замороженной суспензии нанопорошка алюминия в воде от давления. Сплошная линия – расчет по модели (1)–(7), (10)–(13), (19)–(24), штриховая линия – $V_e = 0.7027 P^{0.57019}$ см/с, $[P] = \text{МПа}$ [6]

Численное исследование горения замороженной суспензии нанодисперсного порошка алюминия в воде проводилось для массовой концентрации порошка алюминия, соответствующей стехиометрической смеси алюминия с водой. Расчеты проводились при следующих значениях теплофизических величин:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 1460 \text{ кг/м}^3, & M_{Al} &= 0.499, \\ c_1 &= c_{wat} (1 - M_{Al}) + c_{Al} M_{Al}, \\ c_{wat} &= 4185 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}, & c_{Al} &= 903 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}, \\ c_{H_2O} &= 2600 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}, & c_{H_2} &= 14300 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}, \\ \rho_k &= 2600 \text{ кг/м}^3, & R &= 8.31 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{K)}, \\ \eta &= 0.00002 \text{ Па} \cdot \text{с}, & \lambda_2 &= 1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}, \\ k_{Al} &= 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}, & T_{1,0} &= 270 \text{ K}, \\ Q_{Al} &= 15.0 \text{ МДж/кг} & [3], & \Lambda = 332400 \text{ Дж/кг}, \\ L &= 1712940 \text{ Дж/кг}, & c_2 &= m_{H_2O} c_{H_2O} + m_{H_2} c_{H_2}, \\ \mu_{Al} &= 0.027 \text{ кг/моль}, & \mu_O &= 0.016 \text{ кг/моль}, \\ \mu_{H_2} &= 0.002 \text{ кг/моль}, & r_{Al,0} &= 0.04 \text{ мкм} = 40 \text{ нм}, \\ P &= 4 \div 20 \text{ МПа}. \end{aligned}$$

В математической модели (1)–(19) коэффициент k_{Al} рассматривается как единственный коэффициент для согласования результатов расчетов с экспериментами данными

На рис. 1 представлена зависимость линейной скорости горения замороженной суспензии нанодисперсного алюминия в воде от давления. Пунктирной линией представлены экспериментальные данные аппроксимированные авторами [6]. Отличие результатов расчета скорости от экспериментальных данных составляет не более 8 %.

Таким образом, авторами была разработана математическая модель горения смесового твердого топлива ALICE (замороженной суспензии нанодисперсного алюминия в воде) позволяющая проводить оценку величины скорости горения в широком диапазоне давлений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-03-02578а).

Список литературы:

1. Порязов В.А., Крайнов А.Ю. Математическое моделирование горения замороженной суспензии нанодисперсного алюминия // Физика горения и взрыва. 2016. Т. 52., № 2. С. 60-66.
2. Беляев А.Ф. О горении нитрогликоля // В сб. Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982. С. 10-34.
3. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. 432 с.
4. Poryazov V. A., Krainov A. Yu., Krainov D. A. Simulating the combustion of n powder with added finely divided aluminum // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2015. Vol. 88, № 1. P. 94–103.
5. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Нестационарные режимы горения безгазовых систем с легкоплавким инертным компонентом. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 21–25.
6. Pourpoint T.L., Wood T.D., Pfeil M.A., Tsohas J., Son S.F. Feasibility Study and Demonstration of an Aluminum and Ice Solid Propellant // International Journal of Aerospace Engineering. – Vol. 2012, Article ID 874076, – 11 p. doi:10.1155/2012/874076

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОГАСАНИЯ ПОРОХА Н ПРИ РЕЗКОМ СБРОСЕ ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ СОПРЯЖЕННОЙ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ

А. Ю. Крайнов, В. А. Порязов

Томский государственный университет, 634050 Томск, пр-кт Ленина 36

E-mail: poryazov@ftf.tsu.ru

В работе представлена физико-математическая модель нестационарного горения пороха Н в сопряженной постановке [1]. В модели учитываются химические реакции в конденсированной и в газовой фазах. На поверхности горения ставятся граничные условия четвертого рода (условия сопряжения). Проведено моделирование погасания горения пороха Н при резком сбросе давления. Полученные расчетные граничные значения глубины и скорости сброса давления, приводящие к погасанию пороха Н удовлетворительно согласуются с опубликованными данными экспериментальных измерений.

Модель строилась на основе модели [2]. При построении модели рассматривались одномерные нестационарные процессы при горении пороха Н. Предполагалось, что в твердом веществе идут химические реакции, продуктами которой является газ, содержащий летучие горючие компоненты. Газообразные продукты разложения появляются на последней стадии реакции по достижении глубины превращения к-фазы, равной 0.99. Летучие горючие компоненты реагируют в газовой фазе до конечных продуктов сгорания. При построении модели принималось, что теплофизические характеристики твердой фазы – плотность, удельная теплоемкость, коэффициент теплопроводности являются постоянными величинами. Считалось, что теплоемкость газовой фазы не зависит от температуры, и по величине равна удельной теплоемкости твердого вещества, число Льюиса газовой фазы равно единице, коэффициент диффузии не зависит от температуры, молекулярная масса газовой фазы принимается постоянной величиной, параметры состояния газа подчиняются уравнению состояния идеального газа. В твердом веществе пороха и в газовой фазе протекают химические реакции первого порядка, скорость которых зависит от температуры по закону Аррениуса. Давление газа над поверхностью горения не зависит от координаты, но может зависеть от времени.

В системе координат, связанной с поверхностью твердого вещества, система уравнений математической модели запишется в виде:

Для конденсированной фазы, при $-\infty < x < x_s$:

$$\rho_1 c \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q_1 k_1 \rho_1 (1 - \eta) e^{-\frac{E_1}{RT_1}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = k_1 (1 - \eta) e^{-\frac{E_1}{RT_1}}. \quad (2)$$

Для газовой фазы, при $x_s < x < \infty$:

$$\rho_2 c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \lambda_2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{dp}{dt} + Q_2 k_2 \rho_2 Y e^{-\frac{E_2}{RT}}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} = D \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - k_2 Y e^{-\frac{E_2}{RT}}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

$$\rho_2 = \frac{p \mu}{RT}. \quad (6)$$

Граничные условия:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x_s, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T(x_s, t)}{\partial x},$$

$$T_1(x_s, t) = T(x_s, t),$$

$$\rho_1 u = \rho_2(x_s, t) v(x_s, t),$$

$$\rho_1 u = \rho_2(x_s, t) v(x_s, t) Y(x_s, t) - D \rho_2(x_s, t) \frac{\partial Y(x_s, t)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T_1(-\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial T(\infty, t)}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial Y(\infty, t)}{\partial x} = 0.$$

Начальные условия:

Для $-\infty < x < x_s$:

$$T_1(x, 0) = T_0, \quad \eta(x, 0) = 0.$$

Для $x_s < x < \infty$:

$$T(x, 0) = T_{ig}, \quad Y(x, 0) = 0, \quad (8)$$

$$v(x, 0) = 0, \quad p(0) = p_0,$$

$$\rho_2(x, 0) = p_0 \mu / RT_{ig}.$$

Спад давления моделируется линейным во времени изменением давления от величины p_0 в заданный момент времени начала спада давления $t_{p,n}$ до величины p_k в заданный момент времени окончания спада давления $t_{p,k}$:

$$p(t) = \begin{cases} p_0, & t < t_{p,n} \\ p_0 - A_p(t - t_{p,n}), & t_{p,n} < t < t_{p,k} \\ p_k, & t \geq t_{p,k} \end{cases}; \quad (9)$$

$$\text{где } A_p = \frac{p_0 - p_k}{(t_{p,k} - t_{p,n})}.$$

Тогда dp/dt в уравнении (3) определится выражением:

$$\frac{dp}{dt} = \begin{cases} 0, & t < t_{p,n} \\ -A_p, & t_{p,n} < t < t_{p,k}; \\ 0, & t \geq t_{p,k} \end{cases} \quad (10)$$

Принятые обозначения:

t - время, x - координата, ρ - плотность, c - удельная теплоемкость, λ - коэффициент теплопроводности, u - скорость движения конденсированного вещества, T_1 - температура в конденсированной фазе, T - температура в газовой фазе, T_{ig} - начальная температура в газовой фазе, Q - тепловой эффект реакции, k - предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса, η - глубина превращения вещества конденсированной фазы, R - универсальная газовая постоянная, E - энергия активации химической реакции, p - давление в газовой фазе, p_0 - начальное давление в газовой фазе до начала спада давления, p_k - конечное давление в газовой фазе после окончания спада давления, $t_{p,n}$ - момент времени начала спада давления, $t_{p,k}$ - момент времени окончания спада давления, Y - концентрация окислителя в газовой фазе, D - коэффициент диффузии, μ - средняя молярная масса газовой фазы, x_s - координата положения поверхности конденсированной фазы. Индексы: 1 – величины, относящиеся к конденсированной фазе, 2 – величины, относящиеся к газовой фазе, 0 – начальные условия.

Метод решения:

Система уравнений (1)-(8) решалась численно. Уравнения (1), (3), (4) аппроксимировались неявной разностной схемой. Конвективные слагаемые аппроксимировались разностями против потока. Полученная система линейных уравнений относительно сеточных неизвестных функций решалась методом прогонки. Уравнение (2) аппроксимировалось неявным методом с использованием разностей против потока для аппроксимации конвективного слагаемого. После определения температуры в газовой фазе на $n+1$ временном слое из уравнения состояния газа (6) при известном давлении определялась плотность газа. Уравнение (5) аппроксимировалось неявной разностной схемой. Из уравнения сохранения массы (5), при известных значениях плотности на n -ом и $n+1$ -ом временных слоях бегущим счетом определялась скорость движения газовой фазы.

Скорость движения конденсированной фазы, u , которая является линейной скоростью горения газифицирующегося конденсированного вещества,

определялась из уравнения (2) следующим образом: За линейную скорость горения k -вещества, u , принималась скорость движения изолинии глубины превращения $\eta=0.99$ (по достижении такой глубины превращения конденсированная фаза полностью газифицируется). При решении уравнения (2) величина u определялась итерационным путем. Выбирается «пробное» значение скорости u (обычно в качестве него принимается величина с n -того временного слоя). Вычисляется поле значений глубины превращения η_k^{n+1} . Затем полученное значение η в точке разностной сетки m , которая находится на поверхности конденсированного вещества, $\eta_m^{n+1} = \eta(x_s, t)$, сравнивается со значением $\eta=0.99$.

Если $\eta_m^{n+1} > 0.99$, то значение u увеличивается на заданную долю от ее первоначальной величины, если $\eta_m^{n+1} < 0.99$, то значение u уменьшается. При выполнении равенства $\eta_m^{n+1} = 0.99$ с заданной точностью скорость u найдена, и она используется при решении уравнений (1), (7).

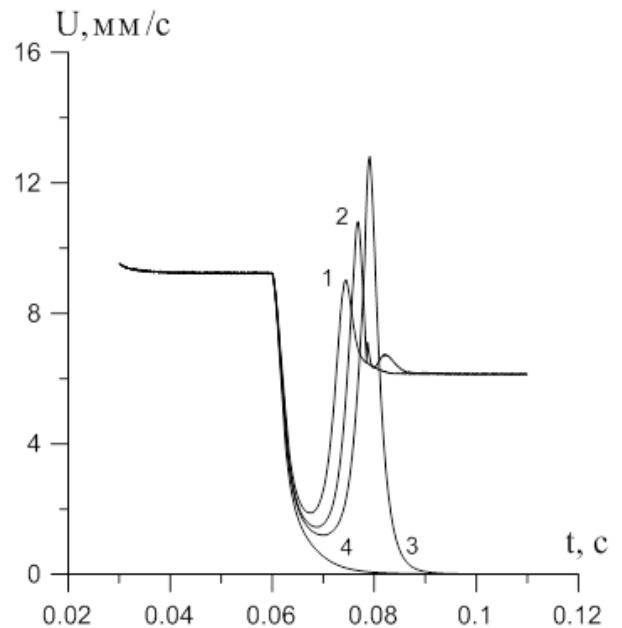


Рис. 6. Зависимость скорости горения пороха Н от времени при спаде давления. $p_0 = 60$ атм,

$$p_k = 18 \text{ атм}, 1 - A_p = 13 \cdot 10^8 \text{ Па/с}, 2 -$$

$$A_p = 14 \cdot 10^8, 3 - A_p = 14.45 \cdot 10^8, 4 - A_p = 16 \cdot 10^8$$

Теплофизические и формально-кинетические параметры, принятые для расчета, взяты из [3] и имеют значения:

$$c_1 = 1465 \text{ Дж} / (\text{кг} \cdot \text{K}), \quad \rho_1 = 1600 \text{ кг} / \text{м}^3,$$

$$\lambda_1 = 0.25 \text{ Дж} / (\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{K}), \quad Q_1 = 556800 \text{ Дж} / \text{кг},$$

$$k_1 = 5 \cdot 10^8 \text{ 1/с}, \quad E_1 = 80000 \text{ Дж} / \text{моль},$$

$$c_2 = 1465 \text{ Дж} / (\text{кг} \cdot \text{K}),$$

$\lambda_2 = 0.066 \text{ Дж} / (\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$, $Q_2 = 2435300 \text{ Дж} / \text{кг}$,
 $k_2 = 2.96 \cdot 10^{12} \text{ л} / \text{с}$, $E_2 = 220000 \text{ Дж} / \text{моль}$,
 $\mu = 0.03143 \text{ кг} / \text{моль}$, $R = 8.31 \text{ Дж} / (\text{моль} \cdot \text{К})$,
 $T_{1,0} = 293 \text{ К}$.

На рисунке 1 представлены четыре кривые зависимости скорости горения от времени при изменении давления от 60 атм до 18 атм с четырьмя разными значениями $dp/dt = A_p$. Вблизи предельного значения A_p , ниже него, выход на режим горения происходит со значительной депрессией скорости горения (рисунок 1, кривая 1). При увеличении A_p выход на горение при новом значении давления происходит с несколькими колебаниями скорости (рисунок 1, кривая 2). При дальнейшем увеличении A_p происходит погасание следующим образом: наблюдается глубокая депрессия, затем вспышка, всплеск скорости горения, и порох гаснет (рисунок 1, кривая 3). При дальнейшем увеличении A_p после сброса давления происходит плавное уменьшение скорости до нуля, происходит погасание пороха (рисунок 1, кривая 4).

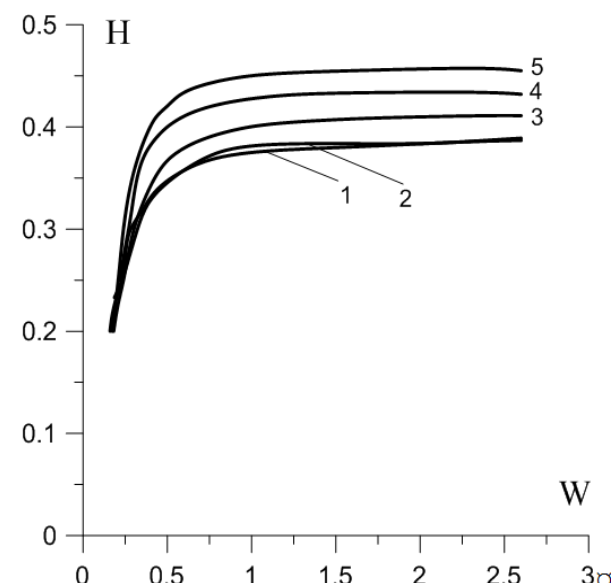


Рис. 2. Граничные линии погасания (ниже кривых) и продолжения горения (выше кривых). 1 – $p_0 = 30 \text{ атм}$, 2 – $p_0 = 40$, 3 – $p_0 = 60$, 4 – $p_0 = 80$, 5 – $p_0 = 100$

Аналогичные расчеты погасания или продолжения горения для определения граничных значений величины A_p были проведены для значений давления p_0 равных 30, 40, 60, 80, 100 атм и соответственно этим величинам при различных

значениях p_k . Области значений параметров, при которых происходит погасание пороха при сбросе давления, либо продолжение его горения в [4, 5] было предложено определять в области безразмерных параметров $H = p_k/p_0$ и

$$W = \frac{\lambda_1}{c_1 \rho_1} \frac{dp/dt}{u_0^2 p_0} \quad (u_0 - \text{скорость горения пороха при}$$

давлении p_0 , $dp/dt = A_p$). H – относительное конечное давление при спаде давления, W – безразмерная скорость спада давления. Результаты расчетов граничных значений A_p были обработаны в координатах $H - W$, и представлены на рисунке 5. Выше соответствующих кривых – порох после спада давления продолжает гореть, ниже – происходит погасание. Зависимости, представленные на рисунке 5, качественно соответствуют экспериментальным зависимостям, приведенным на рисунках 1 и 2 в статье [4]. Количественное сравнение не представляется возможным сделать, так как в статье [4] не представлены значения констант в эмпирическом законе скорости горения.

Таким образом, на основе сопряженной модели горения пороха Н проведено моделирование погасания пороха Н при резком сбросе давления. Расчеты по модели согласуются с данными экспериментальных измерений скорости горения пороха Н. Результаты расчетов погасания пороха Н при резком сбросе давления удовлетворительно согласуются с данными экспериментальных измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-03-02578а).

Список литературы:

1. Крайнов А. Ю., Порязов В. А. Численное моделирование погасания пороха Н при резком сбросе давления на основе сопряженной модели горения // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51., № 1. С. 47-52.
2. Беляев А. А., Кагановна З.И., Новожилов Б.В. Горение летучих конденсированных систем за границей устойчивости стационарного режима // Физика горения и взрыва 2004. Т. 40, №4. С. 60-66.
3. Булгаков В.К., Липанов А.М. Теория эрозийного горения твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 2001. 138 с.
4. Маршаков В.Н., Лейпунский О.И. Горение и потухание пороха при быстром спаде давления // Физика горения и взрыва. 1967. Т. 3, № 2. С. 231-235.
5. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. – М.: Наука, 1973. 176 с.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ФОРМООБРАЗОВАНИЯ С УЧЕТОМ НЕПОЛНОЙ ОБРАТИМОСТИ ДЕФОРМАЦИЙ ПОЛЗУЧЕСТИ

К. С. Бормотин

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Комсомольский-на-Амуре государственный технический университет»
681013, Хабаровский край, г. Комсомольск-на-Амуре, проспект Ленина, 27
E-mail: cvmi@knastu.ru

Разработанные ранее вариационные формулировки обратных задач формообразования панелей ограничивались упругими свойствами материалов при разгрузке. Но существует класс материалов, для которых экспериментально наблюдается частичная обратимость деформации ползучести при разгрузке [1]. Данное свойство необходимо учитывать при решении прямых и обратных задач формообразования. В связи с этим, разрабатываются новые обобщенные вариационные формулировки обратных задач формообразования, и строиться численный метод их решения. Технология вычислений реализуется в системе инженерного анализа MSC.Marc. Данные задачи возникают при получении путем формообразования в режиме ползучести заданной аэродинамической формы панелей крыла в авиастроении из высокопрочных материалов.

Пусть $V \subset R^3$ - ограниченная область с достаточно регулярной границей S . Обозначим через $u = (u_1, u_2, u_3)$, $\tilde{u} = (\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3)$ - вектора текущих и остаточных перемещений, $u \in [W_2^1(Q)]^3$, $\tilde{u} \in [W_2^1(\tilde{Q})]^3$, $Q = V \times \{0 \leq t \leq T\}$, $\tilde{Q} = V \times \{0 \leq t \leq \tilde{T}\}$. Точкой сверху обозначаются скорости текущих и остаточных перемещений \dot{u}_i , $\dot{\tilde{u}}_i$. Скалярное произведение в $L_2(S)$ имеет вид $(\cdot, \cdot)_S$:

$(u, v)_S = \int_S \sum_{i=1}^3 u_i v_i dS$. Соответствующая этому скалярному произведению норма имеет вид

$$\|u\|_S = \sqrt{(u, u)_S} = \left(\int_S \sum_{i=1}^3 u_i^2 dS \right)^{1/2}.$$

Обратная задача кинематического формообразования формулируется методом штрафа в виде квазистатического вариационного принципа с функционалом [2,3]

$$J(\dot{u}(t), \dot{\tilde{u}}(\tilde{t})) = \frac{1}{2\varepsilon_1} \|\dot{u}(t) - \dot{u}^*(t)\|_S^2 + a(u(t), u(t)) + \\ + a(\dot{\tilde{u}}(\tilde{t}), \dot{\tilde{u}}(\tilde{t})) + \frac{1}{2\varepsilon_2} \|\dot{\tilde{u}}(\tilde{t}) - \dot{\tilde{u}}^*(\tilde{t})\|_S^2, \quad \varepsilon_1 > 0, \quad \varepsilon_1 \rightarrow 0, \\ \varepsilon_2 > 0, \quad \varepsilon_2 \rightarrow 0, \quad (1)$$

где $\dot{\tilde{u}}^*(\tilde{t})$, $\dot{u}^*(t)$ - заданные остаточные и текущие скорости перемещений в момент времени \tilde{t} , t ; $t \in [0, T]$ - время деформирования тела под нагрузкой; $\tilde{t} \in [0, \tilde{T}]$ - время разгрузки; для случая бесконечно малых деформаций потенциальные

формы определяются в виде

$$a(\dot{u}, \dot{v}) = \int_V \frac{\partial W(\dot{\varepsilon}_{ij}(\dot{u}))}{\partial \dot{\varepsilon}_{ij}(\dot{u})} \dot{\varepsilon}_{ij}(\dot{v}) dV \quad \text{и}$$

$$a(\dot{\tilde{u}}, \dot{\tilde{v}}) = \int_V \left(\frac{\partial W(\dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij}(\dot{\tilde{u}}))}{\partial \dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij}(\dot{\tilde{u}})} \right) \dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij}(\dot{\tilde{v}}) dV, \quad \text{где}$$

$$W(\dot{\varepsilon}_{ij}) = \frac{1}{2} c_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{kl} - c_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{kl}^c,$$

$W(\dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij}) = \frac{1}{2} c_{ijkl} \dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij} \dot{\tilde{\varepsilon}}_{kl} - c_{ijkl} \dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij} \dot{\tilde{\varepsilon}}_{kl}^c$ [4], c_{ijkl} - компоненты тензора упругих констант, $\dot{\varepsilon}_{ij}$, $\dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij}$ - компоненты скоростей текущих и остаточных деформаций, $\dot{\varepsilon}_{kl}^c$ - компоненты скоростей деформаций ползучести, $i, j, k, l = 1, 2, 3$,

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{u}_{i,j} + \dot{u}_{j,i}), \quad \dot{\tilde{\varepsilon}}_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{\tilde{u}}_{i,j} + \dot{\tilde{u}}_{j,i}),$$

через запятую обозначено дифференцирование:

$$u_{i,j} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j}.$$

Компоненты скоростей деформации ползучести представляются в виде [1] $\dot{\varepsilon}_{kl}^c(t) = \dot{u}_{kl}(t) + \dot{v}_{kl}(t) + \dot{w}_{kl}(t)$, где $\dot{u}_{kl}(t)$ и $\dot{v}_{kl}(t)$ представляют собой обратимую и необратимую составляющую компонент скорости деформации ползучести первой стадии, $\dot{w}_{kl}(t)$ - деформации установившейся ползучести. В [1] предложен следующий вид данных составляющих:

$$\dot{w}_{ij}(t) = \frac{3}{2} c \left(\frac{\sigma_i}{\sigma^*} \right)^{m-1} \frac{1}{\sigma^*} \left(\sigma_{ij} - \frac{1}{3} \sigma_{kk} \delta_{ij} \right), \quad w_{ij}(0) = 0, \quad (2)$$

$$\dot{u}_{ij}(t) = \sum_k \dot{u}_{ij}^k(t), \quad u_{ij}^k(0) = 0,$$

$$\dot{u}_{ij}^k(t) = \lambda_k \left\{ a_k \left(\frac{\sigma_i}{\sigma^*} \right)^{n-1} \frac{1}{\sigma^*} [(1 + \mu'_k) \sigma_{ij} - \mu'_{k,ij} \sigma_{kk} \delta_{ij}] - u_{ij}^k(t) \right\} \quad (3)$$

$$\dot{v}_p(t) = \sum_k \dot{v}_p^k(t), \quad v_p^k(0) = 0,$$

$$\dot{v}_p^k(t) = (1 + \mu''_k) \dot{\beta}_p^k(t) - \mu''_{k,p} (\dot{\beta}_1^k(t) + \dot{\beta}_2^k(t) + \dot{\beta}_3^k(t)),$$

$$\dot{\beta}_p^k(t) = \begin{cases} \lambda_k \left[b_k \left(\frac{\sigma_i}{\sigma^*} \right)^{n-1} \frac{\sigma_p}{\sigma^*} - \beta_p^k(t) \right]; \\ 0, \left[b_k \left(\frac{\sigma_i}{\sigma^*} \right)^{n-1} \frac{\sigma_p}{\sigma^*} - \beta_p^k(t) \right] \cdot \sigma_p \leq 0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь σ_i - интенсивность тензора напряжений; λ_k , $a_k, b_k, c, n, m, \sigma^*$ - константы модели, при помощи которых описываются первая и вторая стадии ползучести материала и ее обратимая после разгрузки часть; μ'_k и μ''_k - коэффициенты Пуассона для обратимой и необратимой компонент деформаций ползучести; β_p^k - активные вязкопластические деформации. Расчет вязкопластической деформации $\dot{\nu}_{ij}(t)$ осуществляется в главных осях.

В потенциале задачи разгрузки $W(\dot{u}_{i,j}) = \frac{1}{2} c_{ijkl} \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{kl} - c_{ijkl} \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{kl}^c$ компоненты скоростей деформации ползучести (2)-(4) определяются по остаточным напряжениям $\rho(\tilde{t})$ в момент времени разгрузки $\tilde{t} \in [0, \tilde{T}]$ с учетом накопленных текущих деформаций при деформировании до момента времени $t \in [0, T]$.

Применяя основные процедуры МКЭ [4] к вариационным принципам задач деформирования под нагрузкой и разгрузкой, полученным из функционала (1) при учете независимости $\dot{u}(t)$ и $\dot{u}(\tilde{t})$, найдем систему линейных алгебраических уравнений двух задач

$$\mathbf{K}\dot{\mathbf{U}} = \dot{\mathbf{R}}, \quad \tilde{\mathbf{K}}\dot{\mathbf{U}} = \dot{\mathbf{R}}(\dot{\mathbf{U}}),$$

где \mathbf{K} , $\tilde{\mathbf{K}}$ - симметричные матрицы касательной жесткости, определенные в момент t , \tilde{t} соответственно, $\dot{\mathbf{R}}$ - вектор внутренних и внешних сил, $\dot{\mathbf{R}}$ - вектор сил, обусловленных начальными деформациями и начальными напряжениями. В результате решения данных двух задач находятся вектора остаточных перемещений $\tilde{\mathbf{U}} = \mathbf{U} + \hat{\mathbf{U}}$.

При условии выполнения достаточных условий единственности краевых задач функционал (1) будет выпуклым. Из вариационного неравенства для функционала (1) строится итерационный метод решения обратных задач формообразования в виде:

$$u_i^{k+1}(t) = u_i^k(t) + \alpha^k (\tilde{u}_i^*(\tilde{t}) - \tilde{u}_i^k(\tilde{t})),$$

где $\tilde{u}_i^k(0)$, $\tilde{u}_i^*(0)$ представляют остаточные перемещения только при упругой разгрузке.

Численное решение задачи одноосного растяжения стержня по формулам (2)-(4) в MSC.Marc с параметрами модели материала ЭИ698 ($T=750^\circ$) [1] качественно совпадает с экспериментальными данными. Для численного решения обратной задачи формообразования рассматривается квадратная пластинка, для которой известен прогиб, моделирующий кручение [5]. В расчетах используются характеристики материала ЭИ698 ($T=750^\circ$) пластинки, которые задаются по формулам по формулам (2)-(4) с коэффициентами из [1]. По расчетам задачи определения упреждающей формы пластинки для обеспечения заданной кривизны после разгрузки с помощью итерационного метода с разными постоянными

коэффициентами α обнаруживается согласование условий сходимости $0 < \alpha < 2$.

На рис.1. представлены графики сходимости итерационного метода по среднеквадратичной норме ($e = e_i / e_1$,

$e_i = \left(\sum_S (\tilde{\mathbf{w}}^i - \tilde{\mathbf{w}}^0)^2 \right)^{1/2}$, S - нижняя поверхность панели, i - номер итерации, $\tilde{\mathbf{w}}^i$, $\tilde{\mathbf{w}}^0$ - вектора узловых параметров, описывающих функции прогиба i -го приближения и заданного).

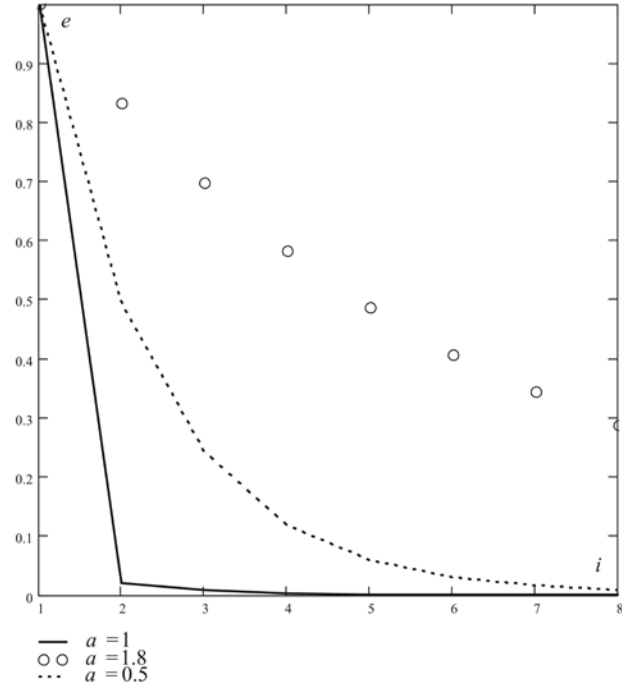


Рис. 1. Графики сходимости итерационного метода

В отличие от разгрузки стержня в пластине, в связи с ненулевыми остаточными напряжениями, наблюдается незначительное восстановление деформаций ползучести.

Таким образом, с помощью разработанной формулировки обратных задач формообразования с учетом теории неполной обратимости деформаций ползучести путем разделения этапов деформирования, построен итерационный метод решения. Модель неполной обратимости деформаций ползучести и итерационный алгоритм расчета реализованы с помощью функций пользователя в системе MSC.Marc. Разработанные алгоритмы могут применяться при моделировании производственных задач таких, как процессы формообразования панелей крыла самолета [6, 7].

Работа выполнена при финансовой поддержке совета по грантам Президента (МК-6127.2015.1), РФФИ (16-31-60038 мол_а_дк), Минобрнауки РФ по государственному заданию НИР № 909.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радченко В.П., Саушкин М.Н. Ползучесть и релаксация остаточных напряжений в упрочненных конструкциях. М.: Машиностроение-1, 2005.
2. Бормотин К.С. Итеративный метод решения обратных задач формообразования элементов

конструкций в режиме ползучести // Вычислительные методы и программирование. 2013. Т.14. Раздел 1. С. 141-148.

3. Bormotin K.S. Iterative Method for Solving Geometrically Nonlinear Inverse Problems of Structural Element Shaping // Computational mathematics and mathematical physics, 2013. Vol.53. №12. pp.1908-1915.

4. Коробейников С.Н. Нелинейное деформирование твердых тел. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.

5. Коробейников С.Н., Олейников А.И., Горев Б.В., Бормотин К.С. Математическое моделирование процессов ползучести металлических изделий из материалов, имеющих разные свойства при растяжении и сжатии //

Вычислительные методы и программирование. 2008. Т.9. С. 346-365.

6. Олейников А.И., Бормотин К.С. Моделирование формообразования крыловых панелей в режиме ползучести с деформационным старением в решениях обратных задач // Ученые записки КнАГТУ. 2015. № II - 1(22). С. 5-12.

7. Аннин Б.Д., Олейников А.И., Бормотин К.С. Моделирование процессов формообразования панелей крыла самолета SSJ-100 // ПМТФ. 2010. Т.51. №4. С. 155-165.

ДИСКРЕТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕТЧАТОЙ КОНИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Т.В. Бурнышева, О.А. Штейнбрехер

Новокузнецкий институт (филиал) ФГБОУ ВО Кемеровский государственный университет

654041, г. Новокузнецк, ул. Циолковского, 23

E-mail: tburn@mail.ru, olga_sht@mail.ru

Сетчатые конструкции [1], представляющие собой регулярную систему кольцевых и спиральных ребер, подкрепленных или не подкрепленных оболочкой (рис. 1), получили широкое применение в машиностроении.

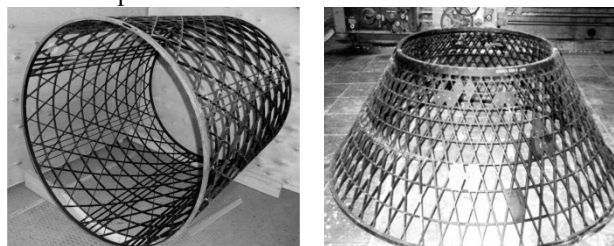


Рис. 1 – Сетчатые конструкции из композиционных материалов: а – цилиндрические оболочки, б – конические оболочки

Проектирование и исследование особенностей поведения подобных конструкций при различных факторах, как правило, связано с серией численных расчетов с изменяющимися параметрами.

Как показывают исследования [2] для численных расчетов целесообразно использовать дискретное моделирование методом конечных элементов. Данный метод реализован в пакете программ «Композит Анизотрид» [3]. Пакет программ имеет входной язык, предназначенный для генерации регулярных массивов данных, что позволяет быстро перестраивать модель при изменении геометрических размеров параметров данных. Эта возможность позволяет применять методы вычислительного эксперимента и анализировать влияние конструктивных параметров [4].

Для удобства работы для пакета программ «Композит Анизотрид» был разработан модуль, позволяющий генерировать дискретную модель сетчатой конической оболочки по набору габаритных и конструктивных параметров.

Известно [1], что типовыми параметрами конической оболочки являются радиусы верхнего R_0 и нижнего R_z основания конуса, длина конструкции (высота конуса) L , угол наклона спиральных ребер (по отношению к образующей) φ , толщина сетчатой структуры (высота сечений ребер) h , толщины спиральных и кольцевых ребер δ_h и δ_c , расстояния между спиральными ребрами a_h (по нормали к оси ребра) и между кольцевыми ребрами a_c (рис. 2).

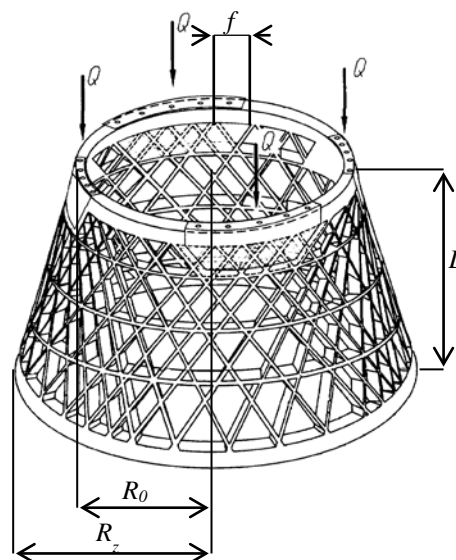


Рис. 2 - Общий вид сетчатой конструкции в виде усеченного конуса

Алгоритм генерации дискретной модели конической оболочки [5] включает в себя определение опорной структуры усеченного конуса и формирование систем спиральных и кольцевых ребер. Первоначальный расчет координат узлов конструкции производится на развертке. Исходными данными к модели являются ее габаритные параметры: радиусы верхнего (R_0) и нижнего (R_z) основания конуса, высота конуса (L), угол наклона ребра к образующей (φ) и расстояние между спиральными ребрами (f) на верхнем основании.

Приложение нагрузки моделируется с использованием «жесткого» узла, так как сопоставление результатов численного расчета показывают, что задание нагрузки через «жесткий» узел имеет большую согласованность с данными натурального эксперимента, чем задание нагрузки с помощью распределенной погонной силы [6].

После построения опорного массива координат по дополнительным параметрам, определяемым конструктором, вычисляются координаты пересечения спиральных и кольцевых ребер. В качестве дополнительных параметров рассматривается количество и расположение кольцевых ребер в общей регулярной структуре и вблизи нижнего и верхнего оснований.

Следующим этапом алгоритма генерации конечно-элементной модели является вычисление итогового массива координат по опорным массивам точек пересечения регулярной системой ребер.

Данный массив учитывает разбиение конструктивных элементов для сгущения сетки, необходимое при расчете задачи устойчивости. Кроме того на данном этапе производится переход из системы координат развертки усеченного конуса к трехмерной модели.

На рисунке 3 изображены результаты дискретного моделирования при варьировании конструктивных параметров.

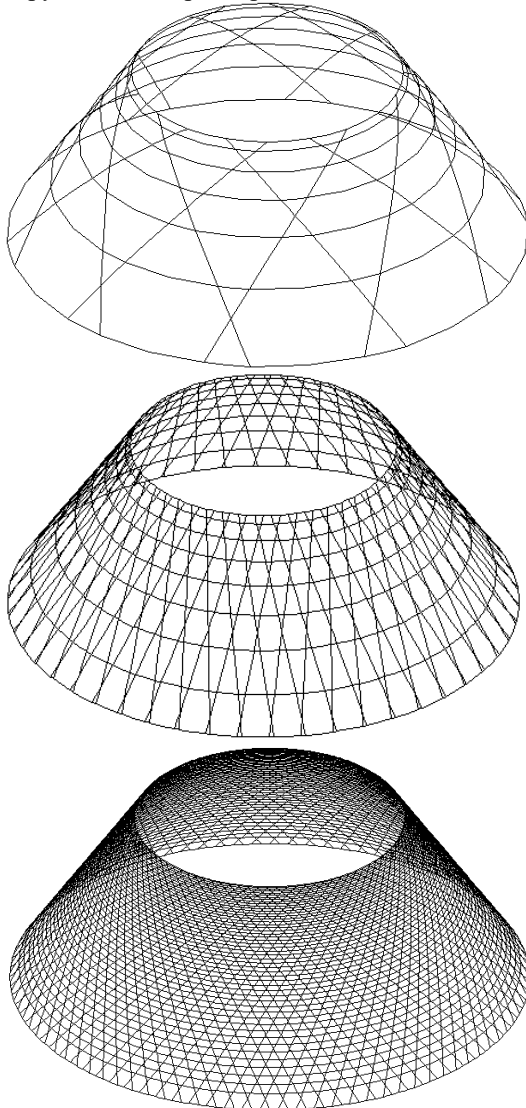


Рис. 3 – Дискретные модели сетчатых конических оболочек при варьировании конструктивных параметров

Оценка сходимости численного решения нескольких моделей по формуле Рунге показывает достаточно низкую величину погрешности, позволяющую использовать данные модели для проектирования и исследования данного рода конструкций. На рисунке 4 представлен график зависимости напряжений от сгущения сетки для одной из моделей, график имеет асимптотическую сходимость, а погрешность численного расчета для данной модели не превышает 0,1%.

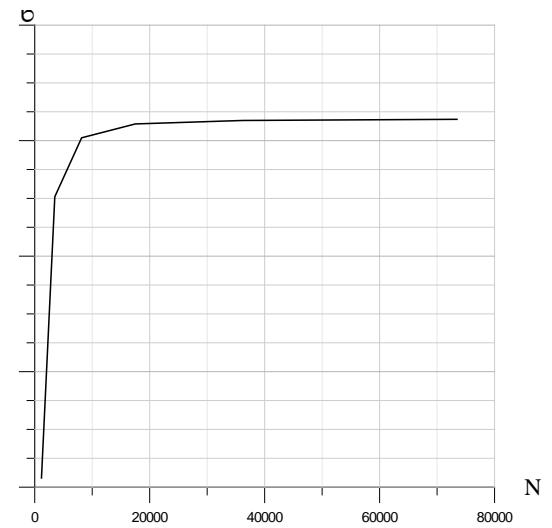


Рис. 4 – График зависимости напряжений от сгущения сетки

Используя возможности данного модуля, проведем анализ влияния изменения геометрических параметров сетчатой структуры методами вычислительного эксперимента. Для оценки влияния параметров сечения на напряженно-деформированное состояние конструкции, используя трёхфакторную модель, в качестве варьируемых параметром будут использоваться толщина сетчатой структуры (высота сечений ребер) h , толщины спиральных и кольцевых ребер δ_h и δ_c . В качестве откликов вычислительного эксперимента будут рассматриваться максимальные значения напряжений в спиральных σ_{\min} и кольцевых σ_{\max} ребрах, первые значения собственных чисел λ_1 , λ_2 и λ_3 .

Были построены линейные, квадратичные и обратные зависимости откликов от варьируемых параметров. Анализ результатов показал, что наиболее высокой достоверностью обладают квадратичная и обратная модели. Следует так же заметить, что обратная модель лучше описывает физический смысл варьируемых параметров, т.к. учитывает невозможность существования модели с нулевыми геометрическими значениями конструктивных параметров.

Анализ квадратичной модели откликов показывает, что: значение толщины спиральных ребер не является значимым параметром для максимальных напряжений в кольцевых ребрах, а значение толщины кольцевых ребер – для максимальных напряжений в спиральных ребрах; для значений собственных чисел большую значимость имеет значение толщины реберной структуры; исследуемые параметры не имеют взаимного влияния.

На рисунке 5 представлены поля напряжений в спиральных и кольцевых ребрах конструкции для наборов максимальных и минимальных значений варьируемых параметров.

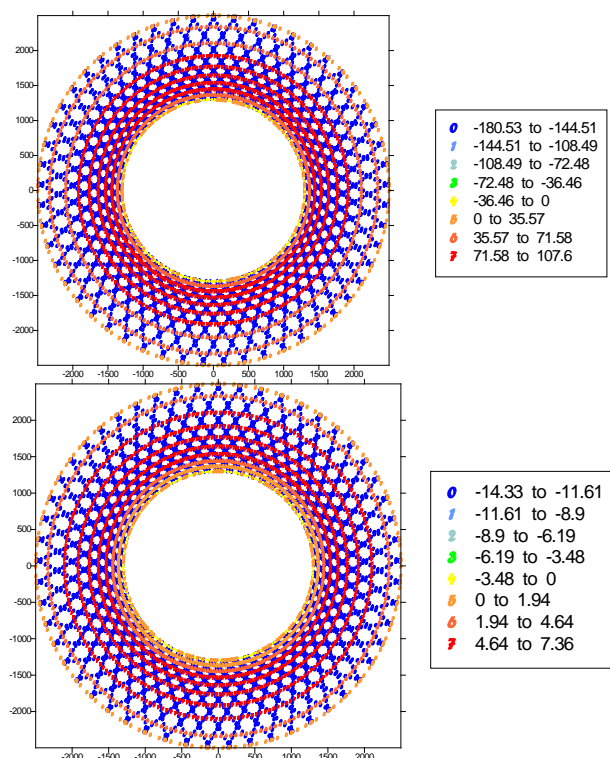


Рис. 5 – Поля напряжений в спиральных и кольцевых ребрах конструкции для различных наборов параметров геометрических размеров сечения

Таким образом, данный модуль может быть использован для проведения численных расчетов напряженно-деформированного состояния и устойчивости конструкции, выполнения оценки

влияния геометрических параметров, а так же оптимизационных расчетов.

Литература

1. Васильев В. В. и др. Анизотридные композитные сетчатые конструкции — разработка и приложения к космической технике // Композиты и Наноструктуры. 2009. №3. С. 38–50.
2. Бурнышева Т.В., Каледин В.О. Сравнение дискретного и континуального подхода к расчету напряженного состояния сетчатых оболочечных конструкций при статическом нагружении // Науч.-технич. вестник Поволжья, 2011, №4.С. 113-116
- 3.Каледин В.О., Крюкова Я.С., Нагайцева Н.В., Равковская Е.В. Программная система для алгоритмизации численного решения задач механики сплошной среды // Известия Алтайского государственного университета. 2014. № 1-1 (81). С. 161-164
4. Бурнышева Т.В., Штейнбрехер О.А., Ульянов А.Д. Применение вычислительного эксперимента при расчете напряженно-деформированного состояния конического адаптера // Краевые задачи и математическое моделирование / Новокузнецкий филиал (институт) Кемеровского государственного университета. Новокузнецк, 2014 – С. 22-29
5. Бурнышева Т.В.,ШтейнбрехерО.А., Селимов И.А. О генерации конечно-элементной модели сетчатой конструкции регулярной структуры. // Инновации молодых: сб. науч. трудов / под общ. Ред Ф.И. Иванова, А.В. Щепетова; М-во образования и науки Рос. Федерации, Новокузнец. ин-т (фил.) Кемеров. гос. ун-та. – Новокузнецк, НФИ КемГУ, 2014. – С 31-37
6. Каледин В.О., Разин А.Ф., Бурнышева Т.В., Штейнбрехер О.А. Интерпретация данных натурных испытаний оболочечной композитной конструкции при статическом осевом сжатии // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2015. Т. 81. № 3. С. 53-58.

ИМПОРТИРОВАНИЕ СЕТОЧНЫХ ДАННЫХ ИЗ ПРЕДПРОЦЕССОРА "GAMBIT" ДЛЯ РЕШЕНИЯ МНОГОМЕРНЫХ УРАВНЕНИЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ

А. Е. Кирюшкин, Л. Л. Миньков

Национальный исследовательский Томский государственный университет.

634050, Томск пр. Ленина 36.

E-mail: sashakir94@mail.ru

Введение. Современные задачи механики сплошных сред, представляющие практический интерес, решаются, как правило, численно в двумерных и трехмерных областях. Точность полученных результатов, помимо физической модели рассматриваемого явления и выбранной схемы численного решения, также зависит от построенной вычислительной сетки. Расчеты зачастую приходится вести в областях, имеющих сложную геометрию. Такие области покрываются неструктурированными сетками.

Для построения вычислительных сеток существуют различные пакеты программ. Одной из таких является программа "Gambit" [1]. При экспортировании расчетной сетки из этой программы на выходе создается файл, содержащий всю необходимую информацию: точки, грани и граничные условия на них и ячейки.

В данной работе подробно разбирается структура выходного файла с целью написания алгоритма для построения неструктурированной вычислительной сетки для решения соответствующих задач механики сплошных сред.

Структура выходного файла. Рассмотрим структуру выходного файла. Информация в файле содержится в отдельных блоках, разделенных пустой строкой.

Первый блок состоит из одной строки, в которой написано, что это файл программы "Gambit" и интереса не представляет.

Второй блок включает в себе информацию о размерности задачи и представлен на рис. 1 для случая двух и трех независимых пространственных переменных.

(0 "Dimension:")	(0 "Dimension:")
(2 2)	(2 3)
a)	б)

Рис. 1. Размерность задачи. а) 2D, б) 3D.

В следующем блоке представлена информация о точках расчетной сетки. На рис. 2 показана структура этого блока для случая трех измерений. В первой строке определяются номера первой и последней точек в шестнадцатеричной системе счисления (числа с нижним подчеркиванием). Номер первой точки равен единице, номер последней – $4DA_{16} = 1242_{10}$. Следующие два числа, расположенные в квадратной рамке, – номера независимых координат. Для трехмерного случая, очевидно, независимые координаты пробегают значения от одного до трех. В последующих строчках записаны координаты точек расчетной

сетки. Каждой точке соответствует номер, в зависимости от порядка ее описания. Например, точке с координатами (0,1,0) соответствует номер, равный трем.

```
(10 (1 1 4DA 1 3)) (
0.0000e+000 5.0000e-001 4.0000e+000
5.0000e-001 0.0000e+000 4.0000e+000
0.0000e+000 1.0000e+000 0.0000e+000
1.0000e+000 0.0000e+000 0.0000e+000
...
5.1950e-001 3.8462e-001 1.3986e-001
))
```

Рис. 2. Описание точек. Трехмерный случай.

После блока с описанием точек идет описание граней. Этот блок состоит из подблоков, в которых перечисляются грани с одинаковыми граничными условиями. Структура подблока изображена на рис. 3.

```
(13(4 5a 76 5 0)) (
4 242 243 2c 2d 69 0
4 243 244 2b 2c 68 0
4 244 245 1 2b 67 0
...|
4 255 254 253 252 6b 0
4 252 257 256 255 6a 0
))
```

Рис. 3. Описание граней. Трехмерный случай.

В первой строке содержится информация о номере граничного условия, на рис. 3 этот номер равен четырём (число с нижним подчеркиванием). Затем идут первый и последний номера граней в шестнадцатеричной системе счисления с соответствующим номером граничного условия. Например, для рис. 3 номер первой грани с данным граничным условием равен $5a_{16} = 90_{10}$, а номер последней – $76_{16} = 118_{10}$. В следующих строках описываются сами грани. Строка состоит из цифры, означающей количество точек, из которых состоит грань, с затем идущими номерами этих точек. Последние две цифры – это номера ячеек, прилежащих к грани с разных сторон. Нормаль направляется в ту полуплоскость, из которой обход грани по заданным точкам осуществляется против часовой стрелки. Первым идет номер грани, лежащей в этой полуплоскости. Например, для строки, в которой описывается первая грань на рис. 3 можно сказать, что номер этой грани в шестнадцатеричной системе счисления равен $5a$, номер граничного условия, который соответствует этой ячейке, равен четырём. Данная грань состоит

из 4 точек с номерами: 242,243,2c,2d. Если направить нормаль в сторону так, чтобы прохождение этих точек в указанном порядке осуществлялось против часовой точки, то нормаль будет смотреть в сторону ячейки с номером 69₁₆, а с другой стороны будет прилегать нулевая ячейка, что означает, что данная грань находится на границе. Для внутренних граней оба номера ячеек ненулевые.

Стоит заметить, что хотя ячейки не задаются явно, как точки и грани, они вполне определяются в процессе инициализации граней.

```
(0 "Zones:")
(45 (2 fluid fluid)())
(45 (3 mass-flow-inlet IN)())
(45 (4 pressure-outlet OUT)())
(45 (5 wall WALL)())
(45 (7 interior default-interior)())
```

Рис. 4. Соответствие номера граничного условия его физическому содержанию.

Для краткости описания граничных условий каждому конкретному условию ставится в соответствие определенный номер. При инициализации граней, как говорилось ниже, каждой грани присваивается определенный номер граничного условия. В последнем блоке, изображенном на рис. 4, можно увидеть физическое содержание каждого номера граничного условия. Например, граничному условию с номером пять соответствует условие на стенке, а грани с граничным номером семь являются внутренними.

На этом процесс считывания информации о вычислительной сетке можно считать законченным и написание алгоритма для построения вычислительной неструктурированной сетки не должно составить труда.

Двумерные уравнения газовой динамики и их численная реализация. В данной работе рассматриваются процессы течения газа в канале и сопловом объеме РДТТ [2], которые в двумерном случае могут быть описаны нестационарными уравнениями газовой динамики (1).

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\text{где } \bar{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \bar{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uH \end{pmatrix}, \quad \bar{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vH \end{pmatrix}.$$

Система уравнений (1) замыкается уравнением состояния идеального газа:

$$p = \rho RT,$$

$$\text{где } E = e + \frac{1}{2}(u^2 + v^2), \quad e = \frac{1}{k-1} \frac{p}{\rho}, \quad h = \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho},$$

$$H = E + \frac{p}{\rho} = h + \frac{1}{2}(u^2 + v^2). \text{ Тогда, чтобы исключить}$$

температуру из уравнений, уравнение состояния можно переписать в виде:

$$p = \frac{k-1}{k} h \rho.$$

Уравнения газовой динамики (1) решаются численно на неструктурированной сетке на основе метода конечных объемов, потоки через грани ячеек находятся по методу Ван-Лири [3]. Шаг по времени выбирается исходя из условий устойчивости [4], а число Куранта задается равным 0.6. Дискретизация уравнений имеет первый порядок точности по времени и второй по пространству. Для достижения второго порядка точности по пространственной координате предполагается линейное распределение параметров внутри каждой ячейки.

Численное решение нестационарной задачи. Газоприход с боковой поверхностью. Рассмотрим численное решение задачи в области, изображенной на рис. 5, где на грани Г1 задается массовый приход и энтальпия, на гранях Г2, Г3 и Г4 задаются условия непротекания, на грани Г5 – условие симметрии, а на грани Г6 – постоянное давление в случае дозвукового истечения.

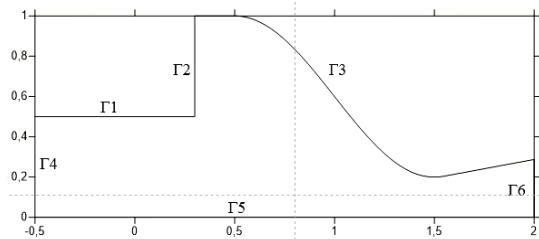


Рис. 5. Вычислительная область

Задачу будем решать с начальными условиями:

$$p|_{t=0} = p_0, \quad \rho|_{t=0} = \rho_0, \quad u|_{t=0} = 0, \quad v|_{t=0} = 0, \quad (2)$$

и граничными условиями:

$$\text{Г1:} \quad \rho u = m_t p^v, \quad H = H_0, \quad (3)$$

$$\text{Г2, Г3, Г4:} \quad u_n = 0, \quad (4)$$

$$\text{Г5:} \quad \frac{\partial}{\partial n} = 0, \quad u_n = 0, \quad (5)$$

$$\text{Г6:} \quad p = p_{\text{вн}}, \quad M < 1. \quad (6)$$

Задача (1) – (6) решается со следующими значениями безразмерных параметров: $p_0 = 1$, $\rho_0 = 1$, $m_t = 0.5$, $v = 0.5$, $H_0 = 2$, $p_{\text{вн}} = 1$, $k = 1.4$ на вычислительной сетке с треугольными ячейками, показанной на рис.6.

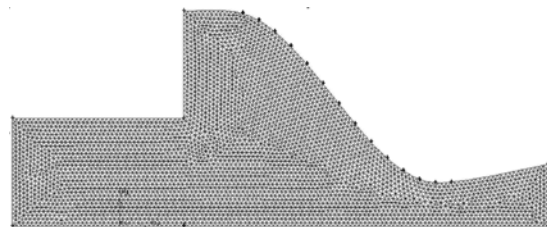


Рис. 6. Вычислительная сетка

На рис. 7 – 9 представлены, соответственно, распределения плотности, давления и числа Маха внутри вычислительной области в момент времени $t = 50$.

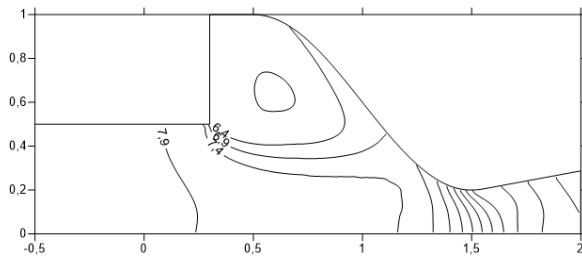


Рис. 7. Распределение плотности.

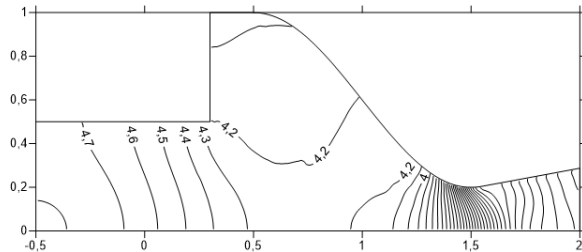


Рис. 8. Распределение давления.

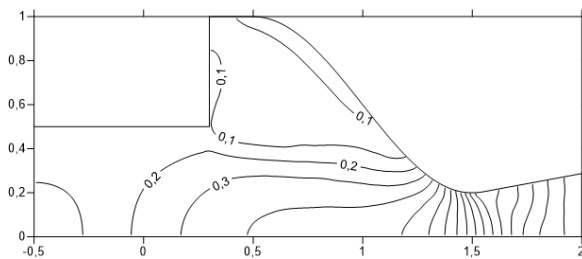


Рис. 9. Распределение числа Маха.

Рассчитаем давление на поверхности горения по формуле Бори для РДТТ:

$$S_{гор} m_t p^v = \frac{\Gamma(k) p F_{кр}}{\sqrt{RT_z}}, \quad (7)$$

где $S_{гор}$ – площадь поверхности горения, $m_t p^v$ – газоприход с поверхности горения, зависящий от давления, $\Gamma(k) = \sqrt{k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$, а k – универсальная газовая постоянная, p – среднее

давление на поверхности горения, $F_{кр}$ – площадь критического сечения сопла, а T_z – температура горения топлива. Тогда

$$p = \left(\frac{S m_t \sqrt{\frac{k-1}{k}} H_0}{\Gamma(k) F_{кр}} \right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \quad (8)$$

По формуле (8) получаем значение для давления $p = 4.87$, которое, если учесть коэффициент потери импульса, имеющий место для реального сопла, соответствует полученным результатам.

Закключение. В данной работе была рассмотрена структура выходного файла предпроцессора «Gambit», в котором описываются точки, грани и ячейки неструктурированной вычислительной сетки и их связи. Было показано, что на основании разобранной структуры файла можно написать алгоритм, по которому считывается необходимая информация о неструктурированной вычислительной сетке из выходного файла. После считывания файла информация о вычислительной сетке может быть использована для численного решения любых уравнений механики сплошных сред в областях со сложной геометрией, что облегчает работу вычислителя.

Литература

1. Gambit Version 2.3 User's Guide.
2. Ерохин Б. Т. Теория внутрикамерных процессов и проектирование РДТТ / Б. Т. Ерохин – М. : Машиностроение, 1991. – 560 с.
3. Van Leer B. Flux-Vector Splitting for the Euler Equations // Lecture Notes in Physics. – 1982. – V. 170. – P. 507 – 512.
4. Годунов С. К. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С. К. Годунов – М. – Наука, 1976. – 400с.

КОНКУРЕНТНЫЙ АНАЛИЗ И ПРИМЕНЕНИЕ ИНТЕРНЕТ-ВЕЩЕЙ В ОТРАСЛИ ЦИФРОВОЙ МЕДИЦИНЫ

Е.А. Клёнов*, А.А. Кухтичев**, С.В. Скородумов***

Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)

Волоколамское шоссе, д. 4, г. Москва, А-80, ГСП-3, 125993

E-mail: *eaklenov@gmail.com, **toshun@mail.ru, ***skorodum@gmail.com

В работе исследуется технология «интернет-вещей» (IoT – Internet of Things), рассматривается возможность её применения в отрасли цифровой медицины и обосновывается актуальность использования в различных медицинских учреждениях, а также – в тренажёрных залах, бассейнах, фитнес-центрах, и других организациях, где люди, занимаясь физкультурой, укрепляют здоровье и повышают свою физическую форму. Технологию IoT в медицине имеет смысл внедрять совместно с медицинскими работниками в составе медицинской информационной системы (МИС) «ЦифроМед» [1], которая в настоящее время создаётся в Московском авиационном институте (национальном исследовательском университете) при активном участии студентов и аспирантов МАИ.

Цифровая медицина – это новое направление развития информационных (цифровых) технологий в области здравоохранения с целью повышения качества медицинских услуг. Под технологией интернет-вещей здесь понимается концепция вычислительной сети физических объектов (интернет-вещей), оснащённых встраиваемыми электронными устройствами (модулями) для взаимодействия друг с другом и с внешней средой с помощью облачных вычислений. К таким технологиям относят средства идентификации, измерения, передачи и обработки данных. В данной работе такой внешней средой выступает медицинская информационно-аналитическая система – МИС «ЦифроМед». Облачные вычисления – это модель предоставления вычислительных ресурсов (от отдельных приложений до центра обработки данных) через Интернет.

Здоровье человека во многом зависит от правильной взаимосвязанной работы дыхательной и сердечно-сосудистой систем. Работа дыхания и сердца – это единый физиологический процесс, являющийся самым главным в организме человека. Исследователями доказано [2], что количественными показателями гармонии работы кардиореспираторной системы является разница пульса на вдохе и на выдохе. На практике доказано, что с помощью регулярных тренировок по методике биологической обратной связи (БОС) можно улучшить состояние здоровья [3]. Чем больше разница пульсограмм на вдохе и выдохе, тем лучше здоровье человека (рис. 1). Эта величина получила название дыхательной аритмии сердца (ДАС). Именно она определяет взаимосвязь работы сердца и лёгких.

Интернет-вещи уже сейчас активно применяются во многих областях: в цехах на производстве, при обеспечении транспортировки грузов (логистика), в строительстве новых домов и других сооружений (умные дома), и наконец – в медицинских системах, системах мониторинга окружающей среды и пр. Здесь в основном рассматривается применение технологий IoT в области цифровой медицины.

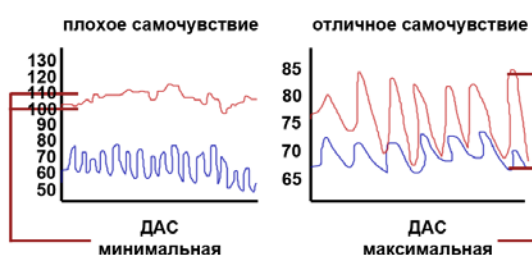


Рис. 1. График взаимосвязи самочувствия и ДАС пациента

Использование технологий IoT в структуре информационных систем медицинских учреждений позволит автоматизировать набор типовых процессов, в частности, формирование электронной медицинской карты (ЭМК) пациента путём передачи данных непосредственно от медицинских приборов или результатов медицинских анализов в процессе работы МИС, непрерывный удаленный контроль состояния здоровья пациента (при автоматизации больничных мест), передача данных пациенту о плане посещения процедурных кабинетов и пр. IoT в качестве устройств мониторинга здоровья могут быть представлены в виде:

- носимые устройства микроэлектроники (НУМ) – «датчики мониторинга здоровья» – умные браслеты, часы, пластыри, очки и др.;
- вживляемые устройства микроэлектроники (ВжУМ) – имплантаты, протезы, микрочипы и др.;
- встраиваемые устройства микроэлектроники (ВсУМ) – в медицинское оборудование, в тренажёры для лечебной физкультуры, в кресла и кровать пациента, приборы медицинской диагностики и др.

Такие устройства измеряют показатели жизнедеятельности и здоровья пациента (температуру тела, артериальное давление, частоту сердечных сокращений, и др.), а также обеспечивают обратную связь [врач]–[пациент]. Рассмотрим здесь различные категории интернет-вещей, применяемых в медицине и/или в спорте. Принципиальная схема использования интернет-

вещей и их интеграция с МИС «ЦифроМед» представлена на рис. 2.

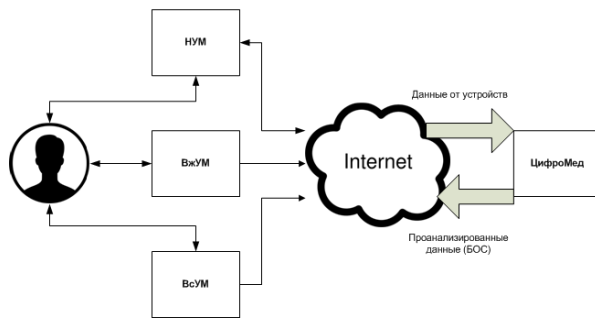


Рис. 2. Принципиальная схема использования интернет-вещей

На основе проведенного исследования были выявлены следующие ключевые области применения интернет-вещей в цифровой медицине: больницы нового поколения, умные тренажеры и умная мебель для здоровья.

Больницы нового поколения. Новая умная больница будет обеспечена как системами контроля показателей здоровья жизнедеятельности пациентов, так и специальной мебелью и тренажерами (речь о них пойдет ниже). Для контроля работы сотрудников медицинских учреждений используются, например, умные бейджи, позволяющие следить за их перемещениями по территории клиники [6] или умное мыло [7]. Отслеживая перемещения медицинских работников, аналитики понимают, как организовать пространство клиники так, чтобы всем было удобно – например, где лучше размещать шкафы с запасами медикаментов. С помощью данных, администрация клиники заранее может понять, когда тому или иному санитару или медсестре окончательно надоест заниматься рутинной и вовремя предложить ему или ей немного сменить обстановку. Бейджи выдают и пациентам клиники. Люди, пришедшие в больницу навестить своего родственника, всегда могут посмотреть на электронное табло и узнать, где он или она находится в данный момент – в операционной, палате или где-то еще. Информация появляется напротив фамилии пациента. В некоторых клиниках бейджи закрепляют и на медицинском инвентаре, чтобы их всегда можно было найти – например, на дефибриляторах, инфузионных насосах, креслах-каталках и др. Для медицинских работников разных специальностей есть четкие правила – когда и как именно мыть руки перед тем, как войти в помещение с пациентами. По подсчетам экспертов, если бы сотрудники больниц аккуратно следовали этим правилам, то число инфекций сократилось бы на 40–70%. Решения отличаются в деталях, но принцип у всех один — датчики, установленные на контейнерах с жидким мылом и дезинфицирующим лосьоном следят за их расходом и временем, которые сотрудник потратил на мытье. Для этого нужно учитывать, сколько сотрудников побывало в помещении. Также, существуют решения по созданию специальных мониторинговых центров,

которые дистанционно следят за тяжелыми больными – иногда сразу за сотней пациентов на расстоянии в сотни километров (рис. 4). Монитор у постели больного автоматически отправляет данные о его состоянии в центр к дежурному реаниматологу. Если возникает критическая ситуация – срабатывает тревожный сигнал. Палаты снабжены камерами высокого разрешения, с помощью которых можно внимательно осмотреть больного. Реаниматолог с помощью голосовой связи может дать указания сотрудникам, которые находятся рядом с больным – он принимает решения, а медсестры и санитары выполняют его указания.

Для профилактики различных заболеваний, связанных с искривлением позвоночника существуют специальные устройства, следящие за правильной осанкой [8]. Такие устройства представляют собой маленькие, почти невесомые датчики (с одной стороны кнопка, с другой – контакты для зарядки) с функцией вибрации, которая срабатывает в случае принятия пациентом неправильной осанки (рис. 5). Аппарат крепится на одежду с изнанки. Принцип работы аппарата заключается в запоминании своего положения и улавливания любого отклонения от него. Когда пациент слишком сильно наклоняется, например, вперед, устройство начинает вибрировать. Для поддержания режима сна, необходимого для реабилитаций, особенно, в санаторно-профилакторных учреждениях также существуют специальные интернет-вещи [9]. Одним из таких устройств является система, состоящая из двух частей: «умного» будильника-ночника, а также подкладки под матрас. Устройство (рис. 6) работает в связке с мобильным приложением. Пользуясь им, возможно просматривать данные об особенностях сна пациента, а также управлять пробуждением и засыпанием.

Умные тренажеры. Из электронных функций для «умных тренажеров» (рис. 7-8) следует выделить, прежде всего, датчики измерения пульса и разнообразные дополнительные датчики (мышечной силы, скорости, времени, дистанции, калорий, калорий/час, пульса, угла наклона, темпа и т.д.), показания которых выводятся на дисплей и/или передаются в специальное приложение на смартфон для мониторинга показателей здоровья и сбора статистики тренировок [10]. Умные тренажеры могут позволять играть функциональную музыку с помощью встроенных динамиков, предоставлять доступ к различным программам тренировок и пр. Также, в дополнение к умным тренажерам существует и умная одежда, снабженная специальными датчиками для измерения сердечного ритма и темпа дыхания при помощи электродов, для снятия кардиограммы, датчиками давления, акселерометром или датчиками растяжения для отслеживания движений человека.

Умная мебель для здоровья. К новым образцам «умной мебели» относят больничные койки, кровати а также и массажные кресла. Сегодня уже существуют умные кровати [11], отвечающие за

перевороты больных, прикованных к постели (рис. 9). Перевороты служат для того, чтобы избежать появления пролежней. Специальный матрац установлен на гибком каркасе из цельного материала, именно это обеспечивает переворот на койке. Ученые позаботились о том, чтобы благодаря прогибам и поворотам матраца в разных местах, кровать, прямо говоря, укладывала человека, лежащего на ней, в необходимое положение. Устройство кровати сделано так, что ортопедический детский матрас поворачивает пациентов именно в такие позы, которые максимально пригодны для наиболее здорового, а также полноценного сна. Также сейчас ведутся разработки умных больничных кроватей, способных контролировать артериальное давление, оповещать о внезапной остановке дыхания во время сна, измерять температуру и пр. В кровать будут включены микропроцессоры, которые должны быть стандартизированы как автоматическая установка, таким образом, медицинские устройства смогут поделиться информацией и общаться друг с другом. Это предоставит информацию о пациенте, которая уменьшит ошибки в заботе и лечении больного. Компьютеризированные кровати могут оказаться очень полезными, не только в больницах, но также и в санаториях, в приютах, и даже в уходе на дому. Также предусматривается процедура для больных диабетом включая, непрерывный контроль сахара в крови, и использование инсулиновой помпы.

В медицинской практике всё чаще используются массажные устройства. Сегодня начинают производиться модели, как в виде самих массажных кресел [12], так и виде специальных накидок на обычные кресла [13] с персональным помощником, который не только обеспечит различные виды массажа, но и продемонстрирует на дисплее активные зоны воздействия (рис. 10). На дисплее присутствуют кнопки (физические или сенсорные) для активации тех или иных зон, а иногда в кресла встраивают не только мультимедийные системы, но и модули для магнитной терапии, нулевой гравитации и инфракрасного разогрева спины. Магнитная терапия представляет собой магнитные блоки, которые предлагаются для уменьшения боли и активации естественных заживляющих процессов. Нулевая гравитация же – это механизм, встроенный в некоторые массажные кресла, который может снять нагрузку с позвоночника, сидящего в нем

человека. Этот эффект ощущается как невесомость или парение.

Аналитики IDC рассчитывают, что к 2020 году объем рынка IoT может составить 1.7 трлн. долларов. К этому времени количество устройств на рынке будет составлять примерно 30 млрд. штук. Таким образом, мы считаем, что создаются оптимистичные предпосылки для развития новых технологий интернет-вещей, в частности, в области цифровой медицины. В скором времени должны появиться специальные больничные койки, контролирующие ввод лекарств пациенту, информационные мониторы или носимые устройства, оповещающие пациента о предстоящих процедурах и формирующие электронные очереди, а также внедряемые в сложную аппаратуру (например, для проведения магнитно-резонансной томографии) или больничные койки музыкальные передатчики для создания расслабляющего эффекта (при помощи музыки) у пациента при проведении длительных процедур.

Перечисленные в данном обзоре приборы, оборудование и системы контроля должны быть интегрированы в одну большую информационную систему «ЦифроМед» для достижения максимальной эффективности и обеспечения распределенного доступа. Таким образом, в результате модернизации больничных палат, медицинского оборудования, больничных коек, рабочих мест сотрудников в интернет-вещи, взаимодействующие друг с другом и МИС «ЦифроМед», будет достигнуто повышение качества и эффективности работы медицинского учреждения, уменьшится вероятность возникновения ошибок персонала, усилится контроль за состоянием здоровья пациентов.

Литература

1. Клёнов Е.А., Кухтичев А.А., Скородумов С.В. Разработка программно-аппаратного комплекса контроля физического состояния авиаспециалистов с использованием носимых устройств микроэлектроники // Журнал «Труды МАИ». Выпуск №83, 2015.
2. Кухтичев А.А., Клёнов Е.А. Носимые устройства микроэлектроники как основа биологической обратной связи системы «ЦифроМед» в авиации и космонавтике // Научно-практический журнал «Врач и информационные технологии», 2015. — с. 39-48.
3. Ивановский Ю.В., Сметанкин А.А. Принципы использования метода биологической обратной связи в системе медицинской реабилитации // Биологическая обратная связь, 2000; 3: с. 2-9.

РАЗВОРАЧИВАНИЕ ПРОЕКТА РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА ПЛАТФОРМЕ BOINC НА ПРИМЕРЕ ПРОЕКТА NETMAX@HOME

И. И. Курочкин

Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича Российской академии наук
127051, г. Москва, Большой Каретный переулок, д.19 стр. 1

E-mail: kurochkin@iitp.ru

Рассматривается подход по созданию вычислительного приложения для научных расчетов и разворачиванию проекта распределенных вычислений на основе грид-системы без использования собственной вычислительной инфраструктуры.

Использование собственных вычислительных мощностей накладывает серьезные финансовые обязательства на исследователей, так как необходимо покупать время высокопроизводительной вычислительной системы или закупать свой суперкомпьютер, а также организовывать всю инфраструктуру для обеспечения его работы. В связи с этим воспользуемся концепцией распределенных вычислений.

Платформа BOINC. Существует несколько платформ для организации распределенных вычислений: Globus, Condor, но самой распространенной на текущий момент является BOINC.

Программное обеспечение BOINC (Berkeley Open Infrastructure for Network Computing) – это открытое некоммерческое программное обеспечение для организации добровольных распределенных вычислений на персональных компьютерах. BOINC имеет клиент-серверную архитектуру и состоит из клиентской части и серверной. Является универсальной платформой для вычислений в различных областях (математика, молекулярная биология, медицина, астрофизика, телекоммуникации и др.). Клиентская часть может устанавливаться на все распространенные операционные системы: Windows, Linux, Mac OS, Solaris, FreeBSD и др. Серверная часть предназначена для управления проектом распределенных вычислений.

Проекты распределенных вычислений на базе платформы BOINC делятся на 2 типа: публичные проекты с участием добровольцев [1] и закрытые (внутренние) проекты с использованием имеющихся у организации вычислительных средств [2].

На базе платформы BOINC развернуто около 100 проектов добровольных распределенных вычислений, к которым подключены около 14 миллионов компьютеров по всему миру. Большинство проектов добровольных распределенных вычислений – научные проекты ведущих мировых университетов и научных организаций. Суммарная вычислительная мощность компьютеров добровольцев превосходит вычислительную мощность современных суперкомпьютеров.

Однако добровольные вычисления имеют ряд особенностей, которые могут существенно замедлить вычисления, а использование гетерогенной грид-системы накладывает определенные ограничения на организацию вычислительного эксперимента.

Далее будут рассматриваться особенности настройки параметров публичных проектов добровольных распределенных вычислений.

Описание проекта NetMax@home. В качестве примера реализации научных расчетов на платформе BOINC приводится международный проект добровольных распределенных вычислений NetMax@home по математическому моделированию функционирования телекоммуникационной сети [3].

Для разработки новых критериев прокладки маршрутов на графе сети была разработана имитационная математическая модель функционирования сети. Модель позволяет проводить сравнительный анализ различных алгоритмов определения маршрутов [4, 5].

Телекоммуникационная сеть представляется взвешенным неориентированным графом, где узлы являются вершинами, а дуги являются каналами связи, при этом вес дуги является пропускной способностью соответствующего канала связи. Определена упорядоченная последовательность заявок на прокладку маршрута между различными парами вершин графа. Каждая заявка имеет несколько свойств: время старта, время жизни, величина потока, вершина-источник, вершина-сток. Заявки поступают последовательно, согласно порядковому номеру, то есть при поступлении заявки с номером N, ничего неизвестно о заявках с номерами >N. После истечения времени жизни заявка освобождает ресурсы сети (пропускные способности дуг).

Алгоритмы, реализующие критерии по определению маршрута на каждом шаге, будем называть последовательными, подчеркивая тем самым их отличие от синхронных алгоритмов. Были рассмотрены 7 алгоритмов реализующие следующие критерии динамической маршрутизации:

- Критерий кратчайшего пути или критерий минимального количества промежуточных узлов в маршруте;
- Критерий экономии дуг с малой пропускной способностью;
- Критерий экономии дуг, принадлежащих минимальным разрезам;
- Критерий равномерного использования ресурсов сети.

Расчет путей по всем этим алгоритмам производится как определение пути минимальной стоимости. Различие между алгоритмами заключалось в разных способах определения дополнительных стоимостей дуг.

Организация численного эксперимента.

Численный эксперимент проводится на множестве сетей со схожими начальными параметрами при заданном распределении заявок между множеством пар узлов. Моделирование функционирования каждой сети проводится с помощью нескольких алгоритмов.

Для проведения численного эксперимента необходимо сформировать множество независимых заданий, не требующих больших вычислительных затрат. В литературе [6, 7] такое множество заданий называется *bag of tasks*. В качестве задания (*task*) для расчета было взято моделирование функционирования сети с определенными входными параметрами, заданным распределением заявок на прокладку путей между множеством узлов сети и определенным алгоритмом прокладки путей. Время выполнения заданий различно и зависит от множества параметров, в том числе используемого алгоритма прокладки путей и топологии сети.

В численном эксперименте принимали участие 7 алгоритмов [4]:

- простой алгоритм;
- равномерный по дугам алгоритм;
- субоптимальный по дугам алгоритм;
- субоптимальный минимально-разрезный алгоритм;
- гибридный минимально-разрезный алгоритм;
- равномерный по путям алгоритм;
- субоптимальный по путям алгоритм.

Расчет путей по всем этим алгоритмам производится как определение пути между двумя полюсами в сети, имеющего минимальную стоимость из всех возможных путей.

В рассматриваемом эксперименте рассматривается множество из 3696 сетей, а также 7 алгоритмов прокладки путей. При заданном разделении можно определить число заданий $3696 \cdot 7 = 25872$ и нижнюю оценку времени их выполнения $4.7 \cdot 25872 = 121598.4$ часов, что составляет около 13.8 лет вычислений. Нижняя оценка среднего времени выполнения одного задания проводилась на предварительных данных расчета наименее затратного простого алгоритма.

В связи с большим временем моделирования, а также для уменьшения вычислений было решено разделить численный эксперимент на этапы. 1 этап включает в себя моделирование всех сетей для 3 наименее вычислительно затратных алгоритмов прокладки путей. Из общего множества сетей по заданным критериям отбираются 300-500 сетей. На втором 2 этапе моделирование осуществляется с помощью еще 2 алгоритмов прокладки путей, алгоритмы должны быть подобраны таким образом, что должны охватывать все рассматриваемые подходы к прокладке путей. По результатам моделирования отбираются несколько групп по 30-

70 сетей с общими особенностями для проведения дальнейшего моделирования на всех 7 алгоритмах.

Адаптация вычислительного приложения.

После проведения предварительных экспериментов выяснились следующие проблемы [3]:

- различное время выполнения подзадач от нескольких минут до 20-30 дней;
- большой объем входных данных (~2 ГБ)
- большой объем результатов для одного этапа эксперимента (1-5 ТБ);
- долгий «счет хвостов» при необходимости обработки всей серии заданий;
- зависание компьютеров добровольцев при расчете проекта;
- возникновение ошибок и задержек на некоторых компьютерах добровольцев;
- выключение компьютеров добровольцев приводило к потере результатов текущих расчетов;
- Отсутствие оценки времени работы каждой подзадачи.

Были внесены существенные изменения в вычислительное приложение и планирование эксперимента:

- Были добавлены контрольные точки (*checkpoints*) через каждые 10 минут расчета;
- Было сделано несколько версий приложения для работы на компьютерах с различными ОС Windows;
- Корректная работа приложения в фоновом режиме;
- Для каждого задания была проведена оценка времени выполнения;
- Среднее время выполнения задания было приведено к интервалу 2-6 часов;
-

Настройка параметров проекта. Помимо доработки вычислительного приложения были выполнены условия для привлечения добровольцев в проект [8]:

- Сформировано краткое научно-популярное описание проекта на русском и английском языках;
- Публикация списка научных публикаций по теме проекта;
- Постоянное обеспечение достаточного количества заданий для непрерывной работы проекта;
- Взаимодействие с сообществом добровольцев;
- Своевременное обновление информации на сайте проекта;
- Изменение системы начисления баллов за расчет заданий проекта.

Скорректированы параметры проекта добровольных распределенных вычислений на базе платформы BOINC:

- Параметры рассылки заданий: флаги отправки копий заданий для одного пользователя и для одного вычислителя (компьютера), крайний срок возврата результатов (*deadline*);
- Параметры репликации: количество первоначальных копий задания, количество

допустимых ошибок, количество дополнительных копий [9, 10];

- Верификация задания по одному результату.

Правильно подобранные параметры: количество первоначальных копий заданий [10] и количество вычислительных узлов, которым выдается одно задание, способны значительно сократить время расчета и увеличить количество успешно завершенных заданий даже при наличии вероятности ошибок в результатах.

В результате обработки результатов математического моделирования, а также проведенного исследования [2] были определены: интервал значений длительности заданий (от 0.5 до 6 часов) и предельное значение параметра начальной репликации (3 копии). Использование значений параметра начальной репликации более 3 не давало увеличения успешно выполненных заданий более чем на 3%, однако снижало эффективность грид-системы не менее чем на 25%.

Выводы. Настройка параметров проекта добровольных распределенных вычислений позволяет увеличить не только количество добровольцев (вычислительных узлов), но и повысить эффективность использования существующих вычислительных узлов. Стоит учесть, что у каждого проекта добровольных распределенных вычислений существуют свои особенности, а значит и свой уникальный набор значений параметров.

Определение параметров системы балансировки нагрузки и репликации позволило уменьшить вычислительную сложность экспериментов, и повысить эффективность грид-системы.

Литература

1. Francesco Asnicar, Nadir Sella, Luca Masera, Paolo Morettin, Thomas Tolio, Stanislau Semeniuta, Claudio Moser, Enrico Blanzieri, Valter Cavecchia "TN-Grid and gene@home Project: Volunteer Computing for Bioinformatics"// CEUR Workshop Proceedings. Proceedings of the Second International Conference BOINC-based High Performance Computing: Fundamental Research and Development (BOINC:FAST 2015). Vol. 1502. Technical University of Aachen, Germany, 2015. pp. 1-15
2. Ivashko E., Golovin A. Partition Algorithm for Association Rules Mining in BOINC-based Enterprise Desktop Grid. Lecture Notes in Computer Science. Parallel Computing Technologies 13th International Conference, 2015, 268–272, Springer.
3. Курочкин И.И. «Математическое моделирование функционирования телекоммуникационных сетей с использованием распределенных вычислений.» // Материалы XVIII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС-2013), 22-31 мая 2013 г., г.Алушта, Украина. – М.: Изд-во МАИ, 2013.
4. Kurochkin, Grinberg, Different Criteria of Dynamic Routing, Procedia Computer Science, Volume 66, 2015, pp. 166-173, ISSN 1877-0509
5. Гринберг Я.Р., Курочкин И.И. «Математическое моделирование динамического последовательного заполнения сетей потоками связи.» Проблемы вычислений в распределенной среде / Под ред. С.В. Емельянова, А.П. Афанасьева. Труды ИСА РАН, Т. 46. - М.: КРАСАНД, 2009. - 304 с. (с. 233-258)
6. Oprea and T. Kielmann, "Bag-of-tasks scheduling under budget constraints", Proc. IEEE 2nd Int. Conf. Cloud Comput. Technol. Sci., pp. 351-359, 2010
7. Benoit, et al., "Scheduling Concurrent Bag-of-Tasks Applications on Heterogeneous Platforms," IEEE Trans. Computers, vol. 59, no. 2, pp. 202-217, Feb. 2010.
8. Якимец В.Н., Курочкин И.И. Добровольные распределенные вычисления в России: социологический анализ // В сборнике: ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЩЕСТВО: ОБРАЗОВАНИЕ, НАУКА, КУЛЬТУРА И ТЕХНОЛОГИИ БУДУЩЕГО Труды XVIII объединенной конференции «Интернет и современное общество» (IMS-2015). Университет ИТМО; Библиотека Российской академии наук. Санкт-Петербург, 2015. С. 345-352.
9. R. Bertin, S. Hunold, A. Legrand, C. Touati. Fair scheduling of bag-of-tasks applications using distributed Lagrangian optimization // Journal of Parallel and Distributed Computing, Volume 74, Issue 1, January 2014, pp. 1914-1929
10. Chernov I., Nikitina N. Virtual screening in a desktop grid: Replication and the optimal quorum // 13th International Conference, PaCT 2015. Petrozavodsk, Russia, August 31 – September 4, 2015. Proceedings. — Lecture Notes in Computer Science. Parallel Computing Technologies. — Switzerland : Springer International Publishing, 2015. — P. 258–267.

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДАВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ ТРУБАХ

М.А. Бубенчиков, А.М. Бубенчиков, Э.Е. Либин, Ю.П. Худобина

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: hudobina@mail2000.ru

Наблюдения, относящиеся к исследованию вихревых явлений позади обтекаемого тела, начиная со статьи Бернара [1], приводят к следующим результатам. При некоторой достаточно большой скорости, зависящей от вязкости жидкости и размера обтекаемого тела, позади этого тела начинают отрываться вихри и устанавливается определенное расстояние L между ними. Расстояние $2h$ между нижним и верхним рядами вихрей не зависит от скорости течения, а зависит лишь от ширины тела. В 1912 году Т. Карман [2, 3] дал теорию таких вихревых цепочек и рассмотрел вопрос о лобовом сопротивлении тел. С тех пор теория Кармана нашла широкое применение для объяснения многих явлений, таких как раскачивание деревьев и проводов ветром, неустойчивость колебаний подвесных мостов и теория машущего крыла [7]. Очевидно, теория вихревых дорожек применима и к течению газа по трубам, поскольку они могут возникать не только при обтекании выступов, но также и при обтекании впадин. Для расчета течений, имитирующих развитие во времени вихревых следов, в середине двадцатого века был специально создан численный метод [4-6], получивший название «метод дискретных вихрей» (МДВ).

Метод дискретных вихрей. Пусть в начальный момент времени имеется потенциальное течение несжимаемой жидкости, обтекающее профиль с острой кромкой, на которой скорость принимает бесконечное значение. Вблизи этого места помещается вихрь и его циркуляция выбирается так, чтобы устранить особенность по скорости. Далее этот вихрь уносится течением на небольшое расстояние определяемое шагом по времени и добавляется новый компенсирующий вихрь. В потоке постепенно накапливается последовательность многих сошедших с кромки вихревых точек, координаты которых выводятся на экран. Этим способом моделируется сходящая в поток вихревая линия имеющая форму спирали. Таким образом, фактически решается нестационарная задача с переменным числом вихрей в потоке.

Для плоскопараллельных течений весь расчет можно проводить во вспомогательной верхней полуплоскости w при условии, что известно конформное отображение: $z=f(w)$, которое связывает точки области w с физическими координатами z . Скорости точек в области w определяются выражением:

$$\dot{w} = [V_\infty - U(w)] \frac{dw}{dz}, \quad (1)$$

здесь $U(w)$ — скорость от всей текущей вихревой системы, и V_∞ — скорость течения на бесконечности. Так, например, для барьера единичной высоты отображение имеет вид:

$$z = \sqrt{w^2 - 1}. \quad (2)$$

Для впадины отображение определяется дифференциальным соотношением:

$$\frac{dz}{dw} = (w+a)^{1/2} (w+b)^{-1/2} (w-b)^{-1/2} (w-a)^{1/2}, \quad (3)$$

где величины a и b определяют глубину и ширину впадины. На рис. 1(а) показан процесс развития разгонного вихря, срывающегося с острой кромки вертикального выступа, и его периодическое продолжение.

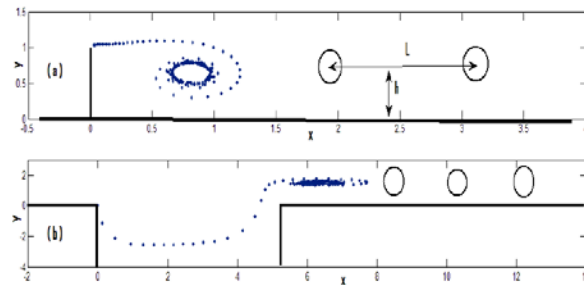


Рис. 1. Характер вихревого следа за вертикальным выступом (а) и за впадиной (б).

Аналогичный расчет, выполненный по формулам (1), (3) для обтекания впадины показан на рис. 1(б).

Применение теории Кармана. Метод дискретных вихрей описывает только переходный процесс, и он не позволяет с высокой надежностью продемонстрировать периодический срыв вихрей, хотя это утверждается в работе [5]. Однако, можно привести ряд фактов подтверждающих существование вихревых следов. Они ясно видны при обтекании опор мостов, а также за автомобилем при движении по слегка усыпанной снегом дороге. Поэтому предполагая, что вихревая дорожка существует, будем оценивать частоту срыва вихрей, опираясь на теорию Кармана [3]. Комплексный потенциал движущейся над жестким экраном бесконечной цепочки вихрей, с учетом набегающего потока, имеет вид:

$$W = \phi + i\psi = V_\infty z - \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\sin\left(\frac{\pi}{L}(z - ih)\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{L}(z + ih)\right)}. \quad (4)$$

Дифференцируя формулу (4), находим скорость движения частиц жидкости:

$$u - iv = \frac{dW}{dz} = V_\infty - \frac{\Gamma}{L} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{2\pi h}{L}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{2\pi h}{L}\right) - \cos\left(\frac{2\pi z}{L}\right)}. \quad (5)$$

Если предполагать, что обтекается прямоугольная впадина, то с помощью конформного отображения (3) можно получить соответствующие этому случаю линии тока. Они показаны на рис. 2а. Добавляя к

этому течению вихревую систему (4), увидим искажение линий тока под влиянием вихревой дорожки (рис. 2b).

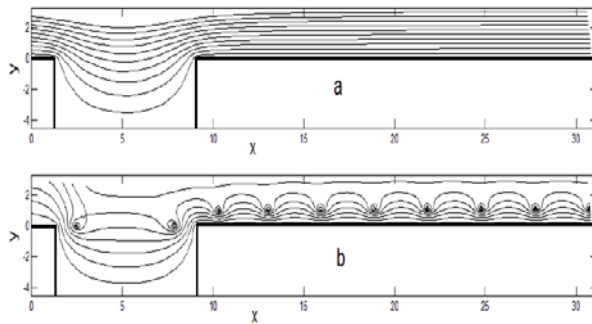


Рис.2. Линии тока при обтекании впадины потоком без вихрей и с вихревой дорожкой Кармана.

На достаточно большом удалении вниз по течению все вихри вихревой системы движутся с собственной отрицательной постоянной скоростью, равной:

$$u_0 = -\frac{\Gamma}{2L} \operatorname{th}\left(\frac{2\pi h}{L}\right). \quad (6)$$

Кроме формулы (6) в теории Кармана существенную роль играет условие устойчивости вихревой дорожки. Оно дает связь между величинами L и h , и имеет вид:

$$\operatorname{sh}\left(\frac{2\pi h}{L}\right) = 1, \quad L = 7,1289h, \quad \operatorname{th}\left(\frac{2\pi h}{L}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (7)$$

Определим период срыва вихрей как время T , за которое вихри, движущиеся с относительной скоростью равной $V_\infty - u_0$, проходят расстояние L , т.е.:

$$T = \frac{L}{V_\infty - u_0} = \frac{L}{V_\infty - \frac{\Gamma}{2\sqrt{2}L}}. \quad (8)$$

Формула (8) содержит два неизвестных параметра: Γ и L . Для циркуляции вихрей можно выбрать величину $\Gamma = V_\infty d$, где d — известная ширина обтекаемой впадины. Тогда формулу (8) можно записать в виде:

$$T = \frac{d}{2\sqrt{2}V_\infty} \frac{\left(2\sqrt{2}\frac{L}{d}\right)^2}{2\sqrt{2}\frac{L}{d} - 1}. \quad (9)$$

Из последнего выражения видно, что должно выполняться следующее неравенство:

$$\frac{L}{d} > \frac{1}{2\sqrt{2}}, \quad (10)$$

т. к. в противном случае вихревая дорожка будет двигаться против течения. Поэтому целесообразно ввести обозначение $2\sqrt{2}\frac{L}{d} = 1 + \varepsilon$, и записать равенство (9) в виде:

$$T = \frac{d}{2\sqrt{2}V_\infty} \frac{(1 + \varepsilon)^2}{\varepsilon}. \quad (11)$$

Для частоты срыва колебаний, следовательно, имеем:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{V_\infty}{\sqrt{2}d} \frac{4\varepsilon}{(1 + \varepsilon)^2}. \quad (12)$$

Учитывая, что величина $4\varepsilon/(1 + \varepsilon)^2$ имеет максимум равный единице, получаем:

$$f_{\max} = \frac{V_\infty}{\sqrt{2}d}. \quad (13)$$

Формула (13) является верхней оценкой частоты срыва вихрей, которая является достаточно низкой. Так, например, если скорость течения $V_\infty = 15 \text{ m/s}$, и ширина впадины $d = 1 \text{ m}$, тогда $f_{\max} = 10.6 \text{ s}^{-1}$.

Переменное давление в потоке, обусловленное срывающимися вихрями, найдем из уравнения Бернулли:

$$\frac{p - p_\infty}{\rho} = \frac{V_\infty^2}{2} \left(1 - \frac{V^2}{V_\infty^2}\right). \quad (14)$$

На твердой границе горизонтальная скорость течения согласно формуле (5), равна:

$$\frac{V}{V_\infty} = 1 - \frac{d}{L} \frac{1}{\sqrt{2} - \cos \frac{2\pi x}{L}}. \quad (15)$$

Она колеблется между значениями:

$$1 - \frac{d}{L}(\sqrt{2} + 1) < \frac{V}{V_\infty} < 1 - \frac{d}{L}(\sqrt{2} - 1). \quad (16)$$

Поэтому, амплитуда колебаний давления, выраженная через параметры d/L и ε , будет определяться выражением:

$$\left. \frac{p - p_\infty}{\rho} \right|_{\min}^{\max} = \frac{V_\infty^2}{2} \frac{4d}{L} \left(1 - \sqrt{2} \frac{d}{L}\right) = \frac{V_\infty^2}{2} \frac{8\sqrt{2}(3 - \varepsilon)}{(1 + \varepsilon)^2}. \quad (17)$$

Вывод. Вихревая теория объясняет возникновение инфразвуковых колебания давления газа при течении в трубах. Позволяет оценить частоту и амплитуду колебаний. Сопутствующие акустические резонаторы обычно имеют гораздо более высокую собственную частоту и поэтому не могут реагировать на колебания, вызываемые отрывными течениями.

Работа выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского государственного университета.

Литература

1. Bernard H. Formation de centres de gyration á l'arriere d'un obstacle en mouvement // C.R. Acad. Sci. Paris, 1908. – Vol. 147. – P. 839-847.
2. Karman Th. von, Rubach H. Über den Mechanismus des Flüssigkeits und Luftwiderstandes // Physikalische Zeitschrift, 1912. – Vol. 13(2). – P. 49-59.
3. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидродинамика, I ч. М.: ФМ, 1963, 585 с.
4. Белоцерковский О. М., Белоцерковский С. М., Давыдов Ю. М., Ништ И. М. Моделирование отрывных течений на ЭВМ. М.: Кибернетика, 1984. – 289 с.
5. Аубакиров Т. О., Белоцерковский С. М., Желанников А. И., Ништ И. М. Нелинейная теория крыла и ее приложения. Алматы: Гылым, 1997. – 448 с.
6. Лифанов И. К., Полонский Я. И. Обоснованность численного метода «дискретных вихрей» решения сингулярных интегральных уравнений. // ПММ, 1975. – Т. 39, №4. – С. 742-746.
7. Голубев В. В. Труды по аэродинамике. М. –Л.: Гостехиздат, 1957. – 980 с.

АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ТЕРМОВЯЗКОУПРУГОЙ МОДЕЛИ СИНТЕЗА КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

Чумаков Ю.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики прочности и материаловедения
Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4
E-mail: chya@ispms.tsc.ru, anna@ispms.tsc.ru

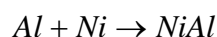
Введение. Процессы синтеза новых материалов из порошковых композиций в режимах безгазового горения (например, в системах Ni-Al, Ti-B, Ti-C и др.) могут сопровождаться образованием промежуточной жидкой фазы, что влияет на реологические параметры смеси. Подобные проблемы возникают при высокотемпературном синтезе композиционных материалов в системах с инертными включениями (Ni-Al + карбид), когда температура матрицы может превышать температуру плавления отдельных компонентов. В условиях синтеза с приложением внешней нагрузки появление жидкой фазы это приводит к изменению не только реологических свойств реакционной смеси, но и оказывает влияние на изменение структуры (динамику изменения пористости). В работе [1] была предложена модель синтеза композиционного материала с учетом плавления одного из компонентов, основанная на модели Максвелла вязкоупругого тела [2]. В настоящей статье остановимся на некоторых деталях алгоритма численного решения задачи об иницировании реакции в вязкоупругой смеси.

Математическая постановка.

В условиях сложного нагружения, которое реализуется при сочетании термического и механического воздействий в процессе синтеза композиционных материалов (горячее прессование, синтез в условиях нагрева, совмещенного с экструзией, синтез в условиях квазистатического нагружения и т.д.), разные части материала находятся в разных условиях. Это приводит к различным условиям для распространения реакции в разных областях. В результате формируется гетерогенная структура материала. Для изучения особенностей влияния механических процессов на распространение зоны реакции выделим плоский слой реагента, который может подвергаться растяжению или сжатию.

Выделенное плоское сечение считаем неподвижным и сделанным из реакционноспособной смеси спрессованных частиц Al и Ni. В первом приближении влиянием пористости на ход синтеза композита не рассматриваем и полагаем, что ее наличие изменяет эффективные свойства. Полагаем, что в результате нагрева, совмещенного с внешним механическим нагружением, происходят плавление алюминия, и образование интерметаллидных фаз. Ограничим

модель реакцией, типичной для стехиометрической смеси:



Тепловая часть задачи включает уравнение теплопроводности, связанное с деформациями и содержащее два вида источников тепла – вследствие химической реакции и вследствие вязкой диссипации, а также уравнение химической кинетики. Внешний нагрев находит отражение в граничных условиях задачи. Предполагается, что скорость химической реакции зависит от температуры по закону Аррениуса, а от концентраций – степенным образом. В общем случае кинетическая функция отражает сложный физический механизм реакции на уровне частиц.

$$\sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial t} + c_\varepsilon \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot \lambda_T \nabla T + \quad (1)$$

$$+ Q\phi(\eta, T) - 3K T \alpha_T \frac{\partial \varepsilon_{kk}}{\partial t} \quad (2)$$

где $c_\varepsilon, \rho, \lambda_T$ – теплоемкость, плотность и теплопроводность пластины, соответственно; T – температура пластины; η – степень превращения (или доля продукта реакции); Q – тепловой эффект реакции; $\phi_1(\eta) = 1 - \eta$ – кинетическая функция,

$$\phi_2(T) = \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad - \text{отражает зависимость}$$

скорости реакции от температуры, $\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}$ – компоненты тензоров напряжений и деформаций, $\varepsilon_{kk} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$ – первый инвариант тензора деформаций, α_T – линейный коэффициент теплового расширения, K – изотермический модуль всестороннего сжатия.

Теплоемкость, плотность, теплопроводность зависят от состава. Поскольку структура композита нам неизвестна, пользуемся правилом смеси. Например, для теплоемкости имеем

$$c_\varepsilon \rho = c_1 \rho_1 \eta_1 + c_2 \rho_2 \eta_2 + c_p \rho_p \eta_p$$

$\eta_{1,2}$ – доля 1, 2 компонент (реагенты) и накопленного продукта реакции, соответственно. $\eta_1 + \eta_2 + \eta_p = 1$.

Для учета плавления одного из компонентов порошковой смеси (Al) используем выражение для теплоемкости, типичное для задач с плавлением:

$$c_1 \rho_1 = \begin{cases} (c_1 \rho_1)_S + L_m \delta(T - T_m), & T \leq T_m \\ (c_1 \rho_1)_L + L_m \delta(T - T_m), & T > T_m \end{cases}$$

где индекс “s” – означает свойства твердого материала, “L” – свойства жидкого (расплавленного) материала, T_m – температура плавления, L_m – теплота фазового перехода, δ – дельта-функция Дирака. Второй реагент (никель), а также продукт реакции считаем тугоплавкими.

Полагаем, что поверхность подвергается однородному нагреву, т.е. поле температуры – функция только одной координаты. Пусть эта ось Ох. Если в этом случае возникают напряжения и деформации (любой природы), то они тоже будут функциями только одной координаты.

Механическая часть задачи включает уравнения равновесия, реологические соотношения и граничные условия, соответствующие характеру нагружения слоя.

Для определения напряженно-деформированного состояния плоского слоя рассматриваем задачу о механическом равновесии пластины в приближении обобщенного плоского напряженного состояния.

Для вязкоупругого тела уравнения равновесия иногда удобно представлять в виде [2]:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{ij}}{\partial t \partial x_j} + \frac{\mu}{\kappa} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (3)$$

В модели вязкоупругого тела Максвелла. соотношения между девиаторами тензоров напряжения и деформации для тела Максвелла имеют вид

$$e_{ij} = \frac{1}{2\mu} s_{ij} + \frac{1}{2\eta_v} s_{ij},$$

где e_{ij}, s_{ij} – девиаторы тензоров деформации и напряжений соответственно, μ – модуль сдвига, η_v –

коэффициент вязкости $s_{ij} = \frac{\partial s_{ij}}{\partial t}$. Шаровые части тензоров связаны обычным соотношением

$$\sigma_{kk} = 3K(\varepsilon_{kk} - \omega),$$

где

$$\omega = 3[\alpha_T(T - T_0) + \alpha_{c1}(\eta_1 - \eta_{10}) + \alpha_{c2}(\eta_2 - \eta_{20}) + \alpha_p \eta],$$

δ_{ij} – символ Кронекера; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_p$ – коэффициенты концентрационного расширения реагентов и продукта реакции

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)}.$$

Следовательно, соотношения между компонентами тензоров напряжений и деформаций для тела Максвелла принимают вид [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} + \frac{\mu}{\eta_v} \sigma_{ij} &= 2\mu \frac{\partial e_{ij}}{\partial t} + \\ &+ 3\delta_{ij} \left[\lambda \frac{\partial \varepsilon_{kk}}{\partial t} - K \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{K\mu}{\eta_v} (\varepsilon_{kk} - \omega) \right] \end{aligned} \quad (4).$$

Так как у нас нет поворотов, изгибов и кручения (возможны только растяжение или сжатие), то от

нуля будут отличны только следующие компоненты тензоров напряжений и деформаций $\sigma_{xx}, \varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$.

Исходя из выше сказанного, граничные и начальные условия имеют вид

$$t=0: T=T_0, \eta=0, \sigma_{ij} = \varepsilon_{ij} = 0$$

$$x=0: -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = q(t), \sigma_{xx} = P, x \rightarrow \infty: \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

где $q(t)$ – функция, характеризующая изменение во времени теплового потока.

$$q = \begin{cases} \frac{q_0}{L_x L_y}, & t \leq t_i \\ \alpha(T - T_0), & t > t_i \end{cases}$$

где t_i – время действия теплового потока, q_0 – мощность теплового потока, α – коэффициент внешнего теплообмена.

Поскольку смесь состоит из двух исходных компонентов и образующегося продукта реакции (т.е., имеем 3 фазы), а структура образующегося материала неизвестна, для расчета эффективных теплофизических и упругих свойств используем соотношения [3]

$$\lambda^{-1} = \lambda_1^{-1} \eta_1 + \lambda_2^{-1} \eta_2 + \lambda_3^{-1} \eta_p,$$

$$E^{-1} = E_1^{-1} \eta_1 + E_2^{-1} \eta_2 + E_3^{-1} \eta_p,$$

$$\alpha_T^{-1} = \alpha_{T1}^{-1} \eta_1 + \alpha_{T2}^{-1} \eta_2 + \alpha_{T3}^{-1} \eta_p.$$

В общем случае свойства зависят от температуры. В том числе, они могут претерпевать существенные изменения в окрестности температуры плавления.

Численная реализация модели потребовала разработки специального алгоритма, учитывающего наличие в системе различных пространственных и временных масштабов для разных физических процессов.

Алгоритм численного исследования. Алгоритм численного решения исследуемой задачи заключался в следующем.

Использована неявная разностная схема.

В одномерной задаче

$$\sigma_{ij} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial t} = \sigma_{xx} \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial t}.$$

Поэтому в разностной форме уравнение (1) примет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{xx,i} \frac{\varepsilon_{xx,i} - \tilde{\varepsilon}_{xx,i}}{dt} + c_i \rho_i \frac{T_i - \tilde{T}_i}{dt} &= \\ &= \frac{1}{dx} \left(\frac{\lambda_{i+1} + \lambda_i}{2} \frac{T_{i+1} - T_i}{dx} - \frac{\lambda_i + \lambda_{i-1}}{2} \frac{T_i - T_{i-1}}{dx} \right) + \\ &+ Q_i \phi(\tilde{\eta}_i, \tilde{T}_i) - 3K \tilde{T}_i \alpha_T \frac{\varepsilon_{kk,i} - \tilde{\varepsilon}_{kk,i}}{dt} \end{aligned} \quad (2)$$

Для решения уравнения кинетики (2) использовали схему Эйлера:

$$\frac{\eta_i - \tilde{\eta}_i}{dt} = k_0(1 - \eta_i) \exp\left(-\frac{E}{RT_i}\right)$$

Для решения механической части подзадачи уравнения (4) подставляли в (3), т.е. переходили к уравнениям в деформациях. С учетом принятых

предположений $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$, тогда $\varepsilon_{kk} = \varepsilon_{xx} + 2\varepsilon_{yy}$.

Окончательный вид системы для нахождения компонент тензора деформации и напряжения имеет вид

$$\begin{aligned} 2\mu \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial t \partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\lambda \varepsilon_{kk} - Kw) + \frac{\mu}{\kappa} K (\varepsilon_{kk} - w) \right] &= 0 \\ 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{yy}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\lambda \varepsilon_{kk} - Kw) + \frac{\mu}{\kappa} K (\varepsilon_{kk} - w) &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial t} + \frac{\mu}{\kappa} \sigma_{xx} = 2\mu \frac{\partial \varepsilon_{xx}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\lambda \varepsilon_{kk} - Kw) + \frac{\mu}{\kappa} K (\varepsilon_{kk} - w) \end{aligned}$$

Соответствующая разностная схема:

$$\begin{aligned} (2\mu + \lambda) \frac{\varepsilon_{xx,i+1} - \varepsilon_{xx,i+1} - \varepsilon_{xx,i} + \varepsilon_{xx,i}}{dt dx} + \\ + 2\lambda \frac{\varepsilon_{yy,i+1} - \varepsilon_{yy,i+1} - \varepsilon_{yy,i} + \varepsilon_{yy,i}}{dt dx} - \\ - K(w_{i+1} - \bar{w}_{i+1} - w_i - \bar{w}_i) + \\ + \frac{\mu}{\kappa} K(\varepsilon_{xx,i+1} - \varepsilon_{xx,i} + 2\varepsilon_{yy,i+1} - \varepsilon_{yy,i} + w_i + \bar{w}_i) = 0 \\ 2(\mu + \lambda) \frac{\varepsilon_{yy,i} - \varepsilon_{yy,i}}{dt} + \frac{\lambda(\varepsilon_{xx,i} - \varepsilon_{xx,i}) - K(w_i - \bar{w}_i)}{dt} + \\ + \frac{\mu}{\kappa} K(\varepsilon_{xx,i} + 2\varepsilon_{yy,i} - w_i) \\ \frac{\sigma_{xx,i} - \bar{\sigma}_{xx,i}}{dt} + \frac{\mu}{\kappa} \sigma_{xx,i} = (2\mu + \lambda) \frac{\varepsilon_{xx,i} - \varepsilon_{xx,i}}{dt} + \\ + \frac{\lambda(\varepsilon_{yy,i} - \varepsilon_{yy,i}) - K(w_i - \bar{w}_i)}{dt} + \frac{\mu}{\kappa} K(\varepsilon_{xx,i} + 2\varepsilon_{yy,i} - w_i) \end{aligned}$$

Во всех уравнениях “ $\bar{}$ ” означает параметры взятые с предыдущего слоя по времени.

Для аппроксимации граничных условий (5), использованы разложения физических величин в ряд Тейлора в окрестности нулевой и последней точки.

$$\begin{aligned} T_1 &= T_0 + dx \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_0 + dx^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_0, \\ T_{n-1} &= T_n - dx \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_0 + dx^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \Big|_0. \end{aligned}$$

Последовательность расчетов соответствовала схеме: «температура \rightarrow степень превращения \rightarrow деформации \rightarrow напряжения». Далее расчет на каждом временном слое повторяется до тех пор, пока не выполняются условия

$$\begin{aligned} \left| \frac{\varepsilon_{xx,i} - \bar{\varepsilon}_{xx,i}}{\bar{\varepsilon}_{xx,i}} \right| < 10^{-5}, \quad \left| \frac{\varepsilon_{yy,i} - \bar{\varepsilon}_{yy,i}}{\bar{\varepsilon}_{yy,i}} \right| < 10^{-5}, \\ \left| \frac{\sigma_{xx,i} - \bar{\sigma}_{xx,i}}{\bar{\sigma}_{xx,i}} \right| < 10^{-5}. \end{aligned}$$

где n - число узлов сетки, $i=1, n/5, n$.

В качестве примера на рисунке 1 представлено распределение температуры для трех моментов времени и деформации для трех разных разбиений n – от 50 до 200.

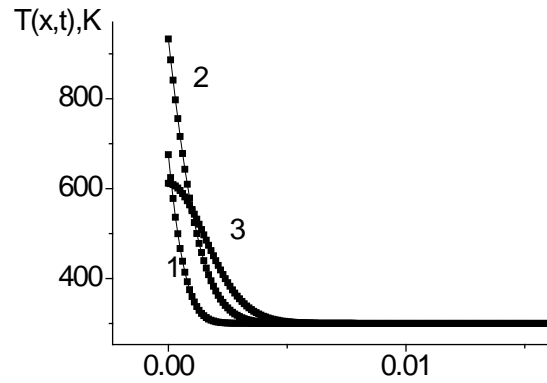


Рис.а

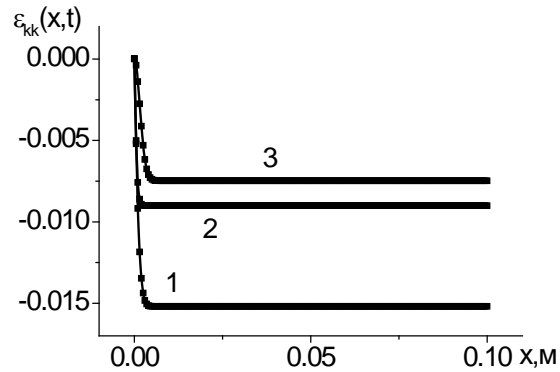


Рис.б

Рис.1 Распределение температуры и ε_{kk} в моменты времени 1. $t=0.01$ с, 2. $t=0.03$ с, 5. $t=0.05$ с. $q_0=7 \cdot 10^7$ Вт, сплошные кривые $n=50$, квадраты $n=200$;

Заключение. Предложена модель синтеза композиционного материал с учетом плавления одного из реагентов. Представлена разностная схема для численной реализации модели. Показана работоспособность алгоритма на примере простой задачи.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013-2020, проект № 23.2.2.

Литература

1. Chumakov Y.A., Knyazeva A.G. Model of behavior of the viscoelastic system with a melting component under external load // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 124 (2016) 012049 doi:10.1088/1757-899X/124/1/012049
2. Boley, B. A., and J. H. Weiner (1960), Theory of Thermal Stresses, Wiley, New York
3. Christensen R.M. Mechanics of composite materials, John Wiley&Sons Inc.,1979

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СЕТЧАТОЙ КОНИЧЕСКОЙ КОНСТРУКЦИИ ПРИ КРИТЕРИИ МИНИМУМА МАССЫ И СОБЛЮДЕНИЯ УСЛОВИЙ НА ПРОЧНОСТЬ

В.О. Каледин, О.А. Штейнбрехер, Т.В. Бурнышева

Новокузнецкий институт (филиал) ФГОБУ ВО Кемеровский государственный университет
654041, г. Новокузнецк, ул. Циолковского, 23
E-mail: olga_sht@mail.ru, tburn@mail.ru

Поиск оптимальных параметров является частью подготовки эскизного проекта, который предшествует этапу рабочего проектирования, а именно опытно-конструкторским работам, созданию опытных образцов, испытаний и выпуску серийной продукции.

Одним из классов конструкций применяемых в машиностроении являются сетчатые композитные оболочки, представляющие собой регулярную систему кольцевых и спиральных ребер, подкрепленных или не подкрепленных оболочкой. К таким конструкциям относится переходной отсек, предназначенный для обеспечения механического интерфейса между ракетой-носителем и космическим аппаратом, и состоящий из гладкой или подкрепленной конической оболочки и стыковочных шпангоутов [1].

При решении задачи оптимального проектирования силовых конструкций одним из критериев оптимальности выступает минимум массы конструкции, при котором должны выполняться условия на прочность, общую, местную и осесимметричную устойчивость. Такие задачи содержат большое число ограничений, выражаемых функциями, нелинейно зависящими от варьируемых факторов.

Для решения задача представляется следующим образом: отыскивается минимум целевой функции – массы конструкции $z(x_1, x_2, \dots, x_n)$. Решением будет точка x с координатами (x_1, x_2, \dots, x_n) в области допустимых решений Ω , которая определяется системой из N ограничений-неравенств:

$$\Omega: \begin{cases} \omega_1(x_1, x_2, \dots, x_n) \geq 0, \\ \omega_2(x_1, x_2, \dots, x_n) \geq 0, \\ \dots \\ \omega_N(x_1, x_2, \dots, x_n) \geq 0. \end{cases} \quad (1)$$

В данной работе рассматривается использование алгоритма [2, 3], в основе которого лежит алгоритм симплексного поиска, в котором для описания невыпуклых гладких участков границы строится частичный R-предикат [4] допустимой области, учитывающий только ближайшие к текущей точке участки границы (доминанты).

При использовании данного алгоритма значения каждой из функций в (1) определяет меру расстояния текущей (пробной) точки от соответствующего участка границы. Для решения проблемы закливания алгоритма вблизи острых

углов области поиска и «кратных» границ, определяемых линейно зависимыми ограничениями, каждая доминанта заменялась упругой связью, которая действует на перемещаемый симплекс аналогично пружине, нормальной к поверхности $\omega_i(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$, а направление перемещения симплекса корректируется с учетом суммы реакций этих упругих связей.

Тогда по мере убывания вспомогательной целевой функции симплекс движется на приблизительно равном расстоянии от доминант, вдоль линии Дирихле области поиска, и приходит в искомую точку по кратчайшему пути.

Когда все доминанты уменьшаются до заданного порогового значения, определяется точка, в которой значение всех доминант обращается в нуль, т.е. находится точка минимума суммы квадратов доминант. Поиск завершается, когда размеры симплекса становятся меньше заданного значения погрешности. Окончательно, в качестве решения задачи выбирается центр тяжести полученного симплекса.

В работах [3, 5] приведены примеры тестирования алгоритма на задачах поиска минимума функции нескольких переменных и задаче определения оптимальных геометрических параметров сечения консольной балки прямоугольного сечения, нагруженной поперечной силой, которые показывают пригодность алгоритма к решению задач оптимального проектирования с нелинейными ограничениями по прочности.

Для применения описанного алгоритма необходимо получить зависимости описывающие функции ограничений (1). В случае дискретного моделирования конструкции можно получить целевую функцию и функции ограничений используя аппроксимацию откликов при проведении вычислительного эксперимента с варьированием определяемых проектных параметров при заданных геометрических и физических характеристиках модели.

Использование методов вычислительного эксперимента требует проведения серии численных расчетов с изменением оцениваемых параметров. Для проведения вычислительных экспериментов будет использоваться ППП «Композит-Анизотригид» [6], имеющий возможности для быстрого перестроения дискретной модели. В состав данного комплекса входит модуль генерации конических сетчатых конструкций (рис. 1) по набору габаритных и конструктивных параметров [7].

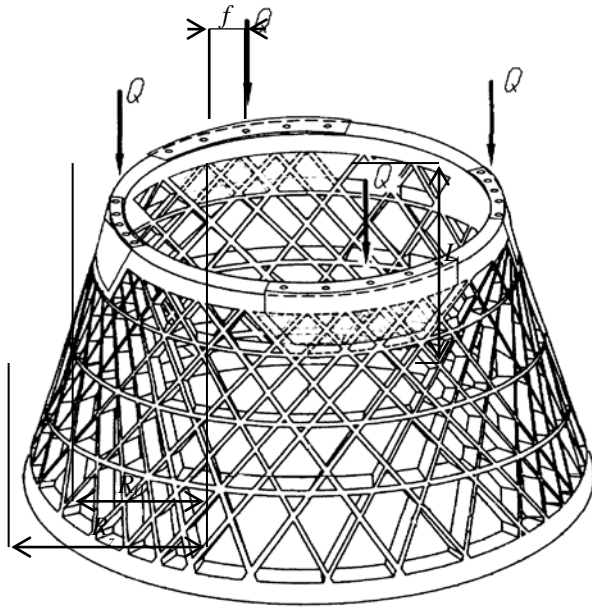


Рис. 1 - Общий вид сетчатой конструкции в виде усеченного конуса

Для оценки влияния параметров сечения на напряженно-деформированное состояние конструкции и построения зависимостей, описывающих ограничения (1), используя трёхфакторную модель, в качестве варьируемых параметром будут использоваться параметры сетчатой структуры ребер (рис. 2): толщина структуры (высота сечений ребер) h , толщины спиральных и кольцевых ребер δ_h и δ_c .

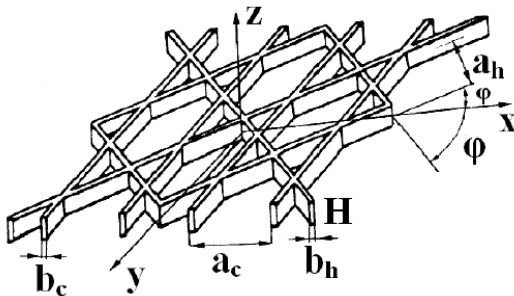


Рис. 2 – Сетчатая структура ребер

В качестве откликов вычислительного эксперимента будут рассматриваться максимальные значения напряжений в спиральных σ_{\min} и кольцевых σ_{\max} ребрах. Для удовлетворения физическому смыслу откликов в качестве аппроксимационных зависимостей выбраны функции, обратно пропорциональные факторам. Таким образом, задача определения оптимальных параметров сетчатой конструкции при критерии минимума массы с учетом ограничений по прочности и габаритам принимает следующий вид:

$$z(x_1, x_2, \dots, x_n) = 2\pi \frac{R_z + R_0}{2} L h \rho_h \left(2m_h \frac{\delta_h}{a_h} + m_c \frac{\rho_c}{\rho_h} \frac{\delta_c}{a_c} \right) \begin{cases} 1 - \frac{|\sigma(p_i)|}{\sigma_{кр}} \geq 0, \\ p_i \geq 0 \end{cases} \quad (2)$$

где R_z – радиус нижнего основания, R_0 – радиус верхнего основания, L – длина конструкции, m_h – количество пар спиральных ребер, m_c – количество кольцевых ребер, h – толщина структуры ребер, δ_h и δ_c – толщины ребер, a_h и a_c – расстояние между ребрами, ρ_h и ρ_c – плотность материалов ребер, p_i – набор варьируемых параметров, $\sigma_{кр}$ – предел прочности материала, $\sigma(p_i)$ – максимальные значения напряжений в спиральных и кольцевых ребрах при текущем наборе параметров.

На рисунке 3 изображена траектория движения симплекса в проекции на плоскость h - δ_h .

При достижении размера симплекса меньше заданного порядка (10^{-6}) полученное решение удовлетворяет ограничениям по прочности и габаритным размерам. Расчет на устойчивость конструкции так же показывает, что найденные параметры удовлетворяют условию устойчивости (значения собственных чисел не превосходит 1).

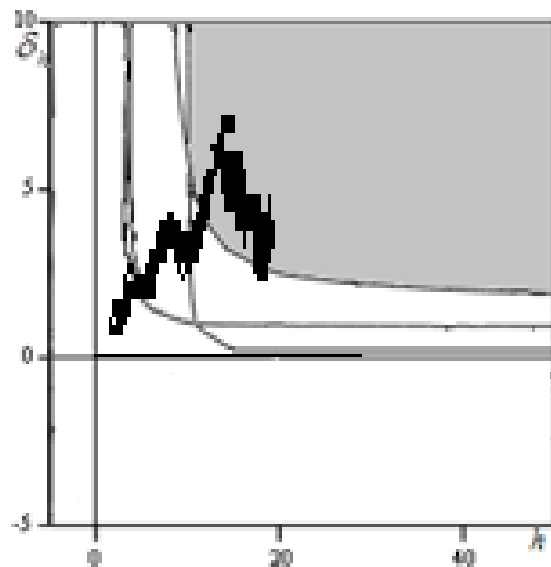


Рис. 3 - Проекция траектории движения симплекса на плоскость h - δ_h

В связи с ограничениями накладываемыми технологией производства, вектор полученных параметров требует корректировки в пределах области ограничений, с учетом градиента целевой функции.

Литература

1. Васильев В. В. и др. Анизотридные композитные сетчатые конструкции — разработка и приложения к космической технике // Композиты и Наноструктуры. 2009. №3. С. 38–50.
2. Каледин В.О. Оптимизация анизотридных сетчатых конструкций из композиционных материалов с ограничениями по прочности, жесткости и устойчивости //

Проблемы оптимального проектирования сооружений: докл. 3-й Всерос. конф. С. 190-197.

3. Каледин В.О., Штейнбрехер О.А. Алгоритм оптимизации многоэлементных конструкций с ограничениями по прочности и габаритам // Научно-технический вестник Поволжья. №3 2016г. С. 113-115.

4. Рвачев В.Л. Теория R-функций и некоторые ее приложения, Киев, Наукова думка, 1982, 552 с

5. Штейнбрехер О.А. О решении задачи оптимизации сетчатых конструкций // Моделирование и наукоемкие информационные технологии в технических и социально-экономических системах: труды IV Всероссийской научно-практической конференции с международным участием. С. 1149-154

6. Каледин В.О., Крюкова Я.С., Нагайцева Н.В., Равковская Е.В. Программная система для алгоритмизации численного решения задач механики сплошной среды // Известия Алтайского государственного университета. 2014. № 1-1 (81). С. 161-164

7. Бурнышева Т.В., Штейнбрехер О.А., Ульянов А.Д. Применение вычислительного эксперимента при расчете напряженно-деформированного состояния конического адаптера // Краевые задачи и математическое моделирование. Новокузнецкий филиал (институт) Кемеровского государственного университета. Новокузнецк, 2014. С. 22-29

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ГАЗОВОЙ ДИНАМИКИ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО ЧИСЛА ГРАНЕЙ РАСЧЕТНОЙ ЯЧЕЙКИ

К.В. Костюшин

Томский государственный университет,
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр. 27
E-mail: kostushink@niipmm.tsu.ru

Для проведения расчетов течений газа в областях сложной формы, характерных для газодинамических трактов ракетных двигателей с наполнителями типа «зонтик» и «звезда», широко используется метод контрольных объемов. Данный метод может быть применен для различных типов расчетных сеток, включая структурированные и блочно-структурированные сетки, тетраэдральные сетки, гибридные сетки, неструктурированные сетки, состоящие из тетраэдров, призм, пирамид и гексаэдров, а также полиэдральные сетки, состоящие из многогранных ячеек с произвольным числом граней. В настоящее время хорошо проработаны алгоритмы расчетов с использованием структурированных и тетраэдральных сеток, и реализованы алгоритмы для произвольных, в том числе неструктурированных сеток. Однако алгоритмы расчетов с использованием сеток с произвольным числом граней расчетной ячейки требуют проведения дополнительных исследований и оптимизации.

В данной работе реализованы система хранения данных и алгоритм численного решения уравнений газовой динамики методом Годунова для произвольного числа граней расчетной ячейки и проведено его обобщение на конечно-объемную схему для подвижной дискретной сетки.

Обобщенная разностная схема. В общем случае большинство схем типа Годунова могут быть записаны в следующем виде [1]:

$$G_i \frac{\rho_i^{k+1} - \rho_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} R_j (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) = 0 \quad (1)$$

$$G_i \frac{(\rho \mathbf{v})_i^{k+1} - (\rho \mathbf{v})_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} (R_j \mathbf{V}_j) (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) + \sum_{j=1}^{m(i)} P_j \mathbf{S}_j = 0 \quad (2)$$

$$G_i \frac{e_i^{k+1} - e_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} (E_j + P_j) (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) = 0 \quad (3)$$

где ρ – плотность, t – время, p – давление, $\mathbf{v} = [u, v, w]^T$ – вектор скорости, $e = \rho \varepsilon + \rho (u^2 + v^2 + w^2)/2$ – полная энергия единицы объема, ε – удельная внутренняя энергия, G_i – объем i ячейки, $\mathbf{S}_j = \mathbf{n}_j S_j$ – ориентированная площадь грани j ячейки, R , \mathbf{V} , P , E – плотность, скорость, давление и полная энергия на

гранях дискретной сеточной ячейки, \mathbf{n}_j – вектор внешней нормали j ячейки, $m(i)$ – количество граней i ячейки, k – номер шага по времени, $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$ – скалярное произведение двух векторов.

Величины R , \mathbf{V} , P , E определяются из решения соответствующей задачи Римана [2] в направлении внешней нормали. Также для расчета потоков могут быть использованы другие методы, основанные на приближенных решениях задачи Римана: Roe, Ошера, HLL, HLLC, HLLE, WAF.

Система уравнений (1)-(3) легко приводится к двумерному случаю путем замены объема ячейки на ее площадь, а площади грани на ее длину.

Определение геометрических параметров произвольной сетки. Для простоты изложения рассмотрим двумерную расчетную сетку с произвольным количеством граней ячеек. Пусть ячейка C произвольной расчетной сетки представляется в виде списка вершин $(p_1, p_2, p_3, \dots, p_n)$, граней $(e_1, e_2, e_3, \dots, e_n)$ и соседних ячеек $(C_1, C_2, C_3, \dots, C_n)$, имеющих общую грань с рассматриваемой ячейкой, где n – количество вершин ячейки (рис. 1). Вершины нумеруются путем обхода ячейки против часовой стрелки. Грани ячейки индексируются аналогично, начиная с грани проходящей через вершины p_1 и p_2 . Соседним ячейкам присваивается индекс общей грани.

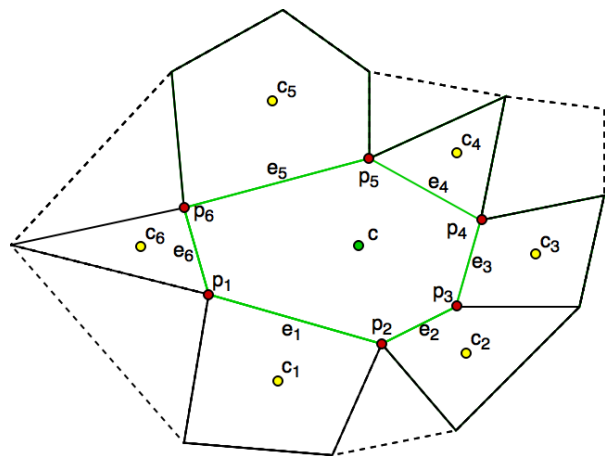


Рис. 1 – Топология произвольной расчетной сетки

Тогда координаты центра произвольной ячейки вычисляются следующим образом:

$$C = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i \quad (4)$$

Длины граней можно вычислить следующим образом:

$$L_{e_i} = |P_{ij}| = \sqrt{(x_{p_i} - x_{p_j})^2 + (y_{p_i} - y_{p_j})^2}, \quad (5)$$

$$j = \begin{cases} i+1 & i \neq n \\ 1 & i = n \end{cases}$$

где i – номер грани $[1..n]$.

Единичные векторы нормали вычисляются с использованием следующего соотношения:

$$\mathbf{n}_{e_i} = \frac{(x_{p_j} - x_{p_i}, y_{p_j} - y_{p_i})}{L_{e_i}}, j = \begin{cases} i+1 & i \neq n \\ 1 & i = n \end{cases} \quad (6)$$

Для вычисления площади произвольной ячейки, разобьем ее на k треугольников при помощи любого алгоритма триангуляции, например SweepLine [3] или Dwyer [4] (рис. 2).

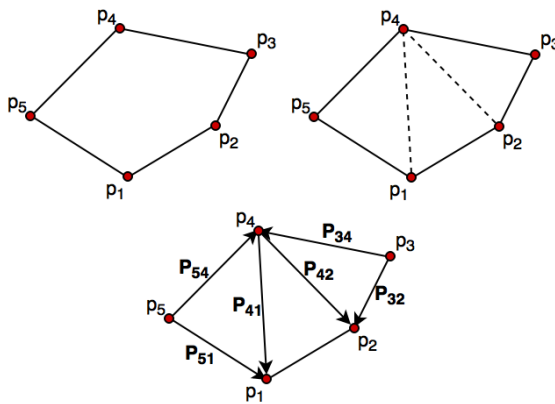


Рис. 2 – Пример вычисления площади произвольной ячейки

В этом случае площадь ячейки может быть определена как сумма площадей треугольников:

$$S_c = \sum_{j=1}^k S_j \quad (7)$$

Описанный выше алгоритм позволяет определять параметры всех основных типов двумерных расчетных сеток.

Система хранения данных. Самым простым подходом для организации алгоритма решателя является подход, основанный на хранении данных в изолированных массивах и их дальнейшего сопоставления путем использования индексов соответствующих элементов. Очевидно, что такой подход позволяет достаточно быстро разрабатывать решатели для сеток с заранее известной топологией, однако даже при малейшем изменении шаблона расчетной сетки (изменение количества граней в ячейках, использование блочной структуры и т.д.) необходимо вносить существенные изменения, как и в структуру хранимых данных, так и в сам алгоритм решения.

Для реализации алгоритма универсального решателя, адаптированного к произвольному количеству граней в ячейках, удобно использовать следующую структуру данных:

1. Класс «Ячейка» («Cell»). Экземпляры класса «Ячейка» хранят информацию о геометрии

ячейки (центр масс, объем (3D) или площадь (2D) и т.д.) и параметрах газа в ней.

2. Класс «Грань» («Edge»). Экземпляры класса «Грань» хранят информацию о геометрии грани ячейки (площадь (3D) либо длина (2D), вектор нормали) и параметрах газа на границе (большие величины).

3. Модель данных расчетной ячейки представляется в виде коллекций экземпляров класса «Ячейка» и «Грань».

4. Взаимосвязь «Ячейка» – «Грань» реализуется путем хранения коллекции ссылок на экземпляры класса «Грань» в классе «Ячейка», а связь «Грань» – «Ячейка», путем хранения в классе «Грань» ссылок на экземпляры класса «Ячейка» (рис. 3).

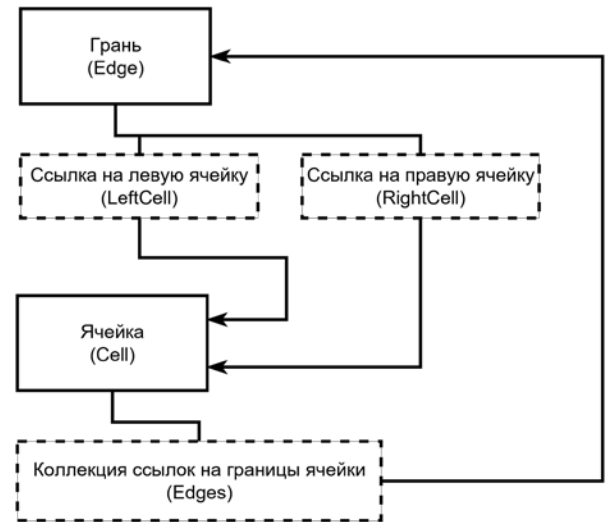


Рис. 3 – Взаимосвязь между классами «Ячейка» и «Грань»

Такая система хранения данных не имеет зависимости от топологии расчетной сетки, и позволяет проводить расчеты на сетках произвольной конфигурации. При использовании современных объектно-ориентированных языков программирования, решатель схемы (1)-(3) может быть записан в достаточно простом и компактном виде (Листинг 1).

Здесь \mathbf{v} , \mathbf{N} , stream_2 – экземпляры класса **Vector** (пользовательский тип данных «Вектор» для которого определены стандартные векторные операции).

Описанный метод может быть легко обобщен на конечно объемную схему для подвижной дискретной сетки [1]:

$$\frac{(\rho G)_i^{k+1} - (\rho G)_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} R_j \left([\mathbf{V} - \mathbf{D}] \cdot \mathbf{s}^{k+1/2} \right)_j = 0 \quad (8)$$

$$\frac{(\rho \mathbf{v} G)_i^{k+1} - (\rho \mathbf{v} G)_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} (R_j \mathbf{V}_j) \left([\mathbf{V} - \mathbf{D}] \cdot \mathbf{s}^{k+1/2} \right)_j + \sum_{j=1}^{m(i)} P_j \mathbf{s}_j^{k+1/2} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{(eG)_i^{k+1} - (eG)_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} E_j \left([\mathbf{V} - \mathbf{D}] \cdot \mathbf{S}^{k+1/2} \right)_j + \sum_{j=1}^{m(i)} P_j \left(\mathbf{V} \cdot \mathbf{S}^{k+1/2} \right)_j = 0 \quad (10)$$

где G^k – объем ячейки на k шаге по времени, \mathbf{D}_j – скорость движения центра j грани контрольного объема.

Листинг 1 – Пример реализации шага по времени. Язык C#

```
foreach (var cell in cells)
{
    double stream_1 = 0;
    Vector<double> stream_2 = new Vector(0,0,0);
    double stream_3 = 0;
    foreach (var edge in cell.edges)
    {
        stream_1 += edge.Gas.Ro * (edge.Gas.V * edge.N * edge.S);
        stream_2 += (edge.Gas.Ro * edge.Gas.V) * (edge.Gas.V * edge.N * edge.S) + edge.Gas.P * edge.N * edge.S;
        stream_3 += (edge.Gas.E + edge.Gas.P) * (edge.Gas.V * edge.N * edge.S);
    }

    cell.Gas_Next.Ro = cell.Gas.Ro - dt / cell.G * stream_1;
    cell.Gas_Next.V = cell.Gas.Ro * cell.Gas.V - dt / cell.G * stream_2;
    cell.Gas_Next.E = cell.Gas.E - dt / cell.G * stream_3;
}
```

В этом случае в класс «Ячейка» вводятся переменные для хранения объемов ячеек на предыдущем и следующем временном слое, а в класс «Грань» – площади ячеек в момент времени $t + \Delta t / 2$ и скорости движения центров границ. Стоит отметить, что при использовании схемы (8)-(10) потоки через грани ячеек должны быть вычислены путем решения задачи о распаде произвольного разрыва с учетом движения граней ячейки [1,5].

Алгоритм апробирован при расчетах на структурированных, блочно-структурированных и неструктурированных расчетных сетках для определения параметров невязкого сжимаемого газа в газодинамическом тракте ракетного двигателя, включающего в себя камеру сгорания, сопло и истекающую струю, в том числе на подвижных сетках. Полученные результаты хорошо согласуются с известными решениями.

Литература

1. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. – М.: Физматлит, 2001. – Т. 607.
2. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400с.
3. Shamos M.I., Hoey D. Geometric intersection problems //Foundations of Computer Science, 1976., 17th Annual Symposium on. – IEEE, 1976. – С. 208-215.
4. Dwyer R.A. A faster divide-and-conquer algorithm for constructing Delaunay triangulations //Algorithmica. – 1987. – Т. 2. – №. 1-4. – С. 137-151.
5. Волков К.Н., Дерюгин Ю.Н., Емельянов В.Н., Козелков А.С., Карпенко А.Г., Тетерина И.В. Методы ускорения газодинамических расчетов на неструктурированных сетках. – М.: Физматлит, 2014. – 536 с.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Архипов В.А.</i> Эрозионное горение конденсированных систем	3
<i>Бордовицына Т.В.</i> Динамика околоземных космических объектов. Новые аспекты.....	6
<i>Бошнятов Б.В.</i> Дистанционное взаимодействие частиц и явления переноса в дисперсных средах	12
<i>Васенин И.М., Крайко А.Н.</i> Плотность материи во вселенной	15
<i>Герасимов А.В.</i> Способы защиты космических аппаратов и наземных объектов от высокоскоростных ударников	18
<i>Старченко А.В.</i> Вычислительные технологии в задачах динамической метеорологии и оценки качества атмосферного воздуха	24
<i>Терехов В.И.</i> Методы управления отрывными потоками. Проблемы интенсификации теплообмена.....	30

СЕКЦИЯ 1. Воспламенение и горение конденсированных систем

<i>Аврамчик А.Н., Максимов Ю. М., Браверман Б.Ш., Чухломина Л.Н., Крюкова О.Г.</i> Горение кальциетермических составов в азоте как метод синтеза тугоплавких нитридов	33
<i>Афанасьев Н.Н., Лепаква О.К., Китлер В.Д., Голобоков Н.Н.</i> Самораспространяющийся высокотемпературный синтез композитных материалов на основе систем Ti-Si-B, Ti-Al-B	36
<i>Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Минькова Н.П.</i> К вопросу повышения эффективности разрыва нефтеносного пласта давлением пороховых газов	39
<i>Басалаев С.А., Барсуков В.Д., Голдаев С.В.</i> Особенности глубоководного судоподъема с использованием твердотопливных газогенераторов.....	42
<i>Болкисев А.А.</i> Способ учёта оптических свойств компонентов смесового твёрдого топлива при моделировании его инертного прогрева	45
<i>Болкисев А.А., Шаклеин А.А.</i> Точный метод расчёта химической кинетики в комбинированной модели турбулентного горения	48
<i>Браверман Б.Ш., Максимов Ю.М., Аврамчик А.Н., Чухломина Л.Н., Ахунова З.С., Китлер В.Д., Голобоков Н.Н.</i> Исследование продуктов, полученных при горении систем ZrO_2-N_2-Ca , TiO_2-N_2-Ca	50
<i>Глушков Д.О., Кузнецов Г.В., Стрижак П.А.</i> Условия и характеристики зажигания смесового твердого топлива разогретыми металлическими и неметаллическими частицами	53
<i>Дубкова Я.А., Жарова И.К.</i> Анализ теплоты сгорания металлизированных твердотопливных композиций	56
<i>Золоторев Н.Н., Архипов В.А., Бондарчук С.С.</i> Схема ГРД с комбинированным зарядом твердого топлива.....	59

<i>Золоторев Н.Н., Коротких А.Г., Кузнецов В.Т.</i> Зажигание конденсированных систем переменным тепловым потоком	62
<i>Карпов А.И., Кудрин А.В.</i> Алгоритм расчета стационарной скорости распространения пламени, основанный на вариационных принципах термодинамики необратимых процессов	65
<i>Коротких А.Г.</i> Особенности зажигания и горения ВЭМ с порошками металлов.....	68
<i>ЛепакOVA О.К., Итин В.И., Глейкин И.А.</i> Самораспространяющийся высокотемпературный синтез керамических материалов на основе Ti-Si-C-N.....	71
<i>Львов О.В., Радишевская Н.И., Касацкий Н.Г., Назарова А.Ю.</i> Высокотемпературный синтез неорганических пигментов в волне горения.....	74
<i>Матвеев А.Е., Жуков И.А., Промахов В.В., Зиатдинов М.Х.</i> Закономерности горения системы Al-Ti-B в зависимости от дисперсности исходных порошков	77
<i>Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.</i> Махе-эффект при горении метано-воздушной смеси в замкнутом объеме	81
<i>Моисеева К.М., Крайнов А.Ю., Палеев Д.Ю.</i> Влияние выхода летучих на характеристики горения полидисперсной газозвеси угольной пыли в метано-воздушной смеси	84
<i>Никитин А.П., Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Белокуров Г.М., Ковалев Р.Ю., Крафт Я.В.</i> Влияние условий газодинамической разгрузки на лазерное инициирование тэна	87
<i>Овчинников А.В., Мазной А.С., Кирдяшкин А.И., Габбасов Р.М., Пичугин А.В.</i> СВС пористой оксинитридной керамики в режиме принудительной фильтрации. Влияние условий бароциклирования на параметры синтеза.....	90
<i>Перфильева К.Г., Архипов В.А., Бондарчук С.С.</i> Оптимизация конструкции соплового блока APC	93
<i>Симоненко В.Н., Кискин А.Б.</i> Особенности горения частиц Ti и Ti+Mg при атмосферном давлении	96
<i>Смирнов Е.Б., Смирнов Е.Б., Гармашев А.Ю., Костицын О.В., Петров Д.В.</i> Аналитический метод построения адиабаты расширения ПВ на основе данных по разлету цилиндрических оболочек	99
<i>Товпинец А.О., Полюшко В.А., Лейцин В.Н., Дмитриева М.А., Ивонин И.В., Пономарев С.В.</i> Исследование условий формирования исходной структуры низкотемпературной керамики в процессе удаления связующего.....	105
<i>Хмель Т.А., Федоров А.В.</i> Физико-математическая модель детонации газозвеси микро и наночастиц алюминия	108
<i>Шаклеин А.А., Карпов А.И.</i> Моделирование сопряженной задачи распространения диффузионного пламени по вертикальной поверхности горючего материала	111
<i>Шкода О.А.</i> Влияние раздельной механической активации компонентов на СВС системы Nb – Si.....	114

<i>Шкода О.А., Лапшин О.В.</i> Механохимический синтез нитрида титана в энергонапряженной мельнице	116
<i>Юсупов Р.А.</i> Влияние плотности прессования смеси на без дефектность пористых труб	119

СЕКЦИЯ 2. Внутренняя и внешняя баллистика

<i>Биматов В.И., Пахомов Ф.М., Бородачева И.А.</i> Исследование влияния вдува газа с различных участков поверхности цилиндра на его сверхзвуковое обтекание.....	121
<i>Бородачева И.А., Биматов В.И., Савкина Н.В.</i> Исследование влияния гистерезиса аэродинамических характеристик на кинематические параметры движения летательных аппаратов	124
<i>Буйских О.В., Егоров С.М.</i> Применение закладных элементов для регулирования внутрибаллистических характеристик ракетных двигателей	127
<i>Бураков В.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Корольков Л.В., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Чупашев А.В.</i> Подходы к определению величины давления форсирования в баллистическом эксперименте на ствольных системах	130
<i>Дьячковский А.С., Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Степанов Е.Ю.</i> Исследование температурного градиента выстрела при использовании пастообразных топлив в режиме присоединенного заряда.....	132
<i>Звегинцев В.И., Аульченко С.М., Кисловский В.А., Иванов И.В.</i> Расчетный анализ траекторий полета летательного аппарата с периодическим включением ПВРД.....	135
<i>Зыкова А.И., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М.</i> Повышение дульной скорости при использовании двухсегментного присоединенного заряда в ствольных системах	137
<i>Корольков Л.В., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Майстренко И.В., Буркин В.В., Ищенко А.Н.</i> Применение СВЧ радара для анализа внутрибаллистических процессов выстрела.....	140
<i>Корольков Л.В., Дьячковский А.С., Чупашев А.В., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Фараонов В.В., Маслов Е.А.</i> Определение внешнетраекторных параметров движения макета метаемого элемента	142
<i>Маслов Е.А., Жарова И.К., Золотарев Н.Н., Фараонов В.В.</i> Структура потока в проточном тракте ПВРД.....	144
<i>Рогаев К.С., Бураков В.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З.</i> Анализ баллистических возможностей нетрадиционной схемы метания с комбинированным зарядом	146
<i>Романова П.В., Липченко Ю.Н., Цымбалов Г.В.</i> Опыт применения метода восстановления метрологических характеристик 30мм баллистических стволов К2 ТКБ 689.000	148
<i>Савкина Н.В., Фараонов В.В., Скибина Н.П.</i> Численное моделирование обтекания цилиндрического тела сверхзвуковым потоком	151

Саммель А.Ю., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Ищенко А.Н., Майстренко И.В., Рогаев К.С., Югов Н.Т. Анализ последствий воздействия высокоскоростных частиц на корпус десантного модуля космического аппарата	154
Саморокова Н.М., Ищенко А.Н., Дьячковский А.С., Касимов В.З., Рогаев К.С. Особенности диспергирования и горения пастообразного топлива в баллистических экспериментах.....	157
Сафронов А.И. Оптимизация системы высокоскоростного метания с использованием генетического алгоритма	159
Сафронов А.И., Кислин М.А., Шальнев В.А. Экспериментальное и теоретическое исследование внутренней баллистики выстрела с разделением порохового заряда	161
Сидоров А.Д., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М. Исследование схемы электротермохимического управления баллистическими параметрами выстрела	163
Фарапонов В.В., Маслов Е.А., Чупашев А.В., Мацкевич В. Экспериментальное исследование обтекания тел плоской и осесимметричной формы	166
Хабибуллин М.В., Ищенко А.Н., Афанасьева С.А., Чупашев А.В. Взаимодействие суперкавитирующего ударника с преградами, содержащими взрывчатое вещество	169
Черепанов Р.О., Герасимов А.В., Христенко Ю.Ф. Численное моделирование напряженно-деформированного состояния ствола легко-газовой установки	172
Чупашев А.В., Афанасьева С.А., Хабибуллин М.В., Акишин Н.Н., Борисенков И.Л., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Бураков В.А., Дьячковский А.С., Корольков Л.В., Рогаев К.С., Саммель А.Ю. Суперкавитирующее движение группы конических ударников в воде.....	174

СЕКЦИЯ 3. Динамические задачи механики деформируемого твердого тела

Афанасьева С.А., Хабибуллин М.В., Саммель А.Ю. Взаимодействие летящей с высокой скоростью частицы с системой пространственно разнесенных мишеней.....	176
Бодров А.С., Зелепугин С.А. Определение параметров ДКУП титановых образцов при помощи численного моделирования в трехмерной постановке	179
Велданов В.А., Козлов В.С., Хорев И.В., Толкачев В.Ф., Шуталев В.Б. Об устойчивости удлинённых ударников при высокоскоростном взаимодействии с прочными средами	182
Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование формирования разнесенной защиты	185
Григорьев А.С., Шилько Е.В., Скрипняк В.В., Псахье С.Г. Развитие формализма метода дискретных элементов для моделирования механического поведения материала в условиях динамического нагружения	188

<i>Добрица Д.Б.</i> Модификация методики расчета баллистической предельной зависимости для двойной стенки при высокоскоростном соударении	189
<i>Зелепугин С.А., Иванова О.В., Юношев А.С., Зелепугин А.С.</i> Разрушение цилиндрических ампул при твердофазном синтезе в условиях взрывного нагружения	193
<i>Зелепугин С.А., Олимпиева Н.В., Зелепугин А.С.</i> Численное моделирование задачи Тейлора с использованием модели Джонсона-Кука	196
<i>Маевский К.К., Кинеловский С.А.</i> Управление термодинамическими параметрами ударно-волнового нагружения смесей на основе висмута	199
<i>Марков В.А., Белов Г.В., Гусаров А.П., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., В.В., Сотский М.Ю.</i> Исследование динамических механических свойств высокопористых алюминиевых сплавов	202
<i>Марков В.А., Белов Г.В., Гусаров А.П., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., В.В., Селиванов В.В., Сотский М.Ю.</i> Исследование динамических механических свойств высокопористых сотовых конструкций из алюминиевых сплавов	205
<i>Орлов М.Ю., Орлова Ю.Н., Богомолов Г.Н., Садохин А.Н.</i> Исследование поведения природных материалов при взрывном нагружении. Часть 2. Натурные испытания по подрыву природного известняка	208
<i>Пусев В.И., Белов Г.В., Гусаров А.П., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Селиванов В.В.</i> Конструктивно-компоновочные характеристики и состав конструкционных материалов блоков и модулей блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов	211
<i>Пусев В.И., Белов Г.В., Гусаров А.П., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Попов Ю.В., Селиванов В.В.</i> Механические и амортизирующие свойства блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов	214
<i>Пусев В.И., Белов Г.В., Гусаров А.П., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Селиванов В.В.</i> О механических свойствах модулей блоков внутреннего оборудования носовых отсеков летательных аппаратов	216
<i>Пусев В.И., Марков В.А., Селиванов В.В.</i> Об особенностях демпфирующих и амортизирующих характеристик материалов и конструкций	218
<i>Пусев В.И., Марков В.А., Овчинников А.Ф.</i> Вопросы фундаментального значения относительной толщины преград в бронебаллистике	221
<i>Синичкина А.О., Крылова Е.Ю., Папкова И.В., Крысько В.А.</i> Хаотические колебания трансверсально-изотропной балки Тимошенко в поле белого шума	224
<i>Смолин И.Ю., Казакова О.И., Безмозгий И.М.</i> Расчетно-экспериментальный анализ демпфирующих характеристик углепластиков при динамических воздействиях	226
<i>Сотский М.Ю., Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И.</i> Алгоритм определения параметров движения ударника с эрозией в мишени по экспериментальным данным об истории его замедления	229

<i>Сотский М.Ю., Велданов В.А., Марков В.А., Пусев В.И., Ручко А.М., Селиванов В.В.</i> Адаптация технологии пьезометрии к исследованию процессов высокоскоростного проникания за 45 лет ее развития в МГТУ им. Н.Э. Баумана.....	231
<i>Ульянов С.М., Смирнов Е.Б., Костицын О.В., Петров Д.В.</i> Уравнение состояния ВВ ТАТБ на основе результатов статических экспериментов	234
<i>Федоров С.В., Бабкин А.В., Велданов В.А., Гладков Н.А., Ладов С.В.</i> Модель проникания в гидродинамическом режиме стержня из пористого материала	244
<i>Федоров С.В., Гладков Н.А., Ревкова С.Д.</i> Расчетный анализ влияния предела текучести стержня из тяжелого сплава ВНЖ-90 на глубину его проникания в стальную преграду в гидродинамическом режиме	247
<i>Федоров С.В., Федорова Н.А.</i> Проникание в грунт и скальные породы пенетраторов с отстрелом балластной массы в процессе взаимодействия	250
<i>Христенко Ю.Ф., Абашкин Б.И., Голуб К.Ю., Жаровцев В.В., Комаров И.С., Плужников С.К., Тишин В.М., Фельдштейн В.А.</i> Новая легкогазовая баллистическая установка ГПМ (ППХ50/18). Расчет, конструкция, экспериментальная отработка.....	253
<i>Христенко Ю.Ф., Герасимов А.В., Жалнин Е.В., Калашиников М.П., Сергеев В.П.</i> Стенд для исследования высокоскоростного соударения мелких частиц с преградой	256
<i>Черепанов Р.О., Герасимов А.В.</i> Использование слабой вариационной постановки с введением дополнительных степеней свободы для расчета граничных условий в методе гладких частиц (SPH).....	259

СЕКЦИЯ 4. Комплексные задачи механики деформируемого твердого тела

<i>Азин А.В., Пономарев С.В., Рикконен С.В., Храмцов А.М.</i> Численное моделирование конструкции микролинейного пьезопривода	262
<i>Батухтина Е.Е., Романова В.А.</i> Моделирование деформационного отклика алюминия на основе физической теории пластичности	265
<i>Белов С.В., Бельков А.В., Жуков А.П., Павлов М.С., Пономарев В.С., Пономарев С.В.</i> Поиск формы отражающей поверхности в задаче напряженно-деформированного состояния зонтичного космического рефлектора.....	267
<i>Ворокова М.Н.</i> Прямоугольник с ребрами жесткости. Примеры точных решений краевых задач теории упругости.....	270
<i>Гарипова Г.З., Бадриев И.Б., Макаров М.В., Паймушин В.Н.</i> Исследование физически нелинейной задачи об изгибе трехслойной пластины	273
<i>Жуков А.А., Азин А.В., Пономарев С.В., Пономарев С.А.</i> Разработка концепции поиска и выявления наиболее опасных дефектов в конструкции электронных плат при совместном применении методов акустической эмиссии и рентгеновской томографии	276
<i>Иявойнен С.В., Любашевская И.В.</i> Описание нестационарных процессов ползучести с учетом повреждаемости материала	279

<i>Коноваленко И.С., Коноваленко И.С., Дмитриев А.И., Псахье С.Г., Колубаев Е.А.</i> Влияние вибрационного воздействия на процесс соединения кристаллитов на атомном уровне по схеме имитирующей сварку трением с перемешиванием.....	281
<i>Коноваленко И.С., Псахье С.Г.</i> Разработка модели механического поведения системы с имплантатом, содержащей композитные материалы с функционализированной структурой, для теоретического исследования ее механических свойств	284
<i>Макаров М.В., Бадриев И.Б., Паймушин В.Н.</i> Исследование задачи о потере устойчивости трехслойной пластины при различных видах нагружения	287
<i>Пономарев В.С., Бельков А.В., Белов С.В., Жуков А.П., Павлов М.С., Пономарев С.В.</i> Оценка изменения точности формы отражающей поверхности крупногабаритного космического рефлектора при орбитальных тепловых воздействиях	290
<i>Рикконен С.В., Пономарев С.В., Азин А.В., Храмов А.М.</i> Математическое моделирование микролинейного пьезодвигателя единой колебательной системой	292
<i>Смолин А.Ю., Смолин И.Ю., Смолина И.Ю.</i> Вероятностный подход к анализу прочности керамики с различной структурой пористого пространства на основе моделирования методом подвижных клеточных автоматов	295
<i>Храмов А.М.</i> Определение параметров пьезоэлементов для математического моделирования микролинейного пьезопривода	298
<i>Черепанов Р.О., Герасимов А.В., Пашков С.В.</i> Расчет множественного соударения частиц с поверхностью методом SPH	301

СЕКЦИЯ 5. Газодинамика многофазных течений в технических устройствах

<i>Воробьев М.А., Кашинский О.Н., Лобанов П.Д., Чинак А.В.</i> Режимы формирования мелкодисперсной газовой фазы в потоке вязкой жидкости	304
<i>Воробьев М.А., Пахомов М.А., Лобанов П.Д., Курдюмов А.С.</i> Исследование структуры течения и теплопереноса в пузырьковом вертикальном потоке за внезапным расширением трубы	307
<i>Дьяченко Н.Н., Гурова В.Е., Синеокая С.А.</i> Параметрическое исследование течений продуктов сгорания металлизированных топлив в соплах РДТТ	310
<i>Мерзляков А.В., Марзаева В.И.</i> Численное моделирование движения испаряющихся частиц в испарительном реакторе	313
<i>Миньков Л.Л., Пикущак Е.В.</i> Численное моделирование работы одноступенчатого осевого вентилятора	316
<i>Фещенко Ю.В.</i> Эффект низкотемпературного органического синтеза в вихревом движении углеводородных газов	319
<i>Чуруксаева В.В., Старченко А.В.</i> Численное моделирование локальных наводнений во время весеннего ледохода	322

<i>Кисловский В. А., Звезгинцев В. И.</i> Аэродинамические характеристики осесимметричного летательного аппарата в сверхзвуковом потоке при наличии поперечной газовой струи	325
--	-----

СЕКЦИЯ 6. Динамика полета и небесная механика

<i>Александрова А.А., Чувашов И.Н., Бордовицына Т.В.</i> Численно-аналитическая методика построения по данным измерений аппроксимации эффективной поверхности ИСЗ.....	328
<i>Александрова А.А., Чувашов И.Н.</i> Модель светового давления для навигационных спутников ГЛОНАСС.....	331
<i>Баранников Е.А., Черницов А.М., Тамаров В.А., Сюсина О.М., Самбаров Г.Е.</i> Оценивание способов построения весовых матриц в задаче вероятностного исследования движения астероидов	334
<i>Батурин А.П.</i> Исследование способа построения разброса возможных решений при улучшении орбит астероидов.....	337
<i>Галушина Т.Ю., Александрова А.Г.</i> Исследование динамической эволюции потоков частиц, образовавшихся в результате распада астероидов, сближающихся с Землей.....	339
<i>Гордиенко Е.С., Ивашкин В.В.</i> Выведение космического аппарата на высокие орбиты искусственного спутника Луны с использованием схемы трехимпульсного перехода	342
<i>Ивашкин В.В., Лан Аньци</i> Исследование орбитального движения спутника астероида Апофис.....	345
<i>Ивашкин В.В., П. Гуо</i> Анализ параметра MEGNO для орбитального движения космического аппарата вокруг астероида Апофис.....	348
<i>Самбаров С.Е., Сюсина О.М.</i> Исследование вероятностной модели движения астероидов, сближающихся с землей	351
<i>Сюсина О.М.</i> Исследование нелинейности задач оценивания потенциально опасных астероидов, наблюдавшихся в одной оппозиции	354
<i>Томилова И.В.</i> Особенности структуры вековых резонансов и орбитальная эволюция неуправляемых объектов ГНСС	357
<i>Баньщикова М.А., Чувашов И.Н., Кузьмин А.К., Крученицкий Г.М.</i> Некоторые методические аспекты исследований корреляций ионосферных сцинтилляций сигналов навигационных систем в полярных областях с высыпаниями заряженных частиц и авроральной структурой	360
<i>Чувашов И.Н., Левкина П.А.</i> Определение орбит объектов космического мусора	363

СЕКЦИЯ 7. Тепломассообмен и гидроаэромеханика

<i>Агафонцев М.В., Лобода Е.Л., Матвиенко О.В., Рейно В.В.</i> Оценки масштабов турбулентности в диффузионных пламенах с применением термографии	366
<i>Бессонова М.П.</i> Заполнение вертикального канала вязкой жидкостью в поле силы тяжести.....	369

<i>Брендаков В.Н., Шваб А.В.</i> Моделирование аэродинамики и теплообмена в газофазной аддитивной технологии.....	371
<i>Гибанов Н.С., Шеремет М.А.</i> Математическое моделирование нестационарных режимов естественной конвекции в замкнутом объеме при наличии локального источника энергии треугольной формы	374
<i>Гольдин В.Д., Лаева В.А.</i> Алгоритм численного решения задач сопряженного конвективного теплообмена	377
<i>Гольдин В.Д., Овчинников В.А., Ефимов К.Н.</i> Программа расчёта сопряженного теплообмена затупленного тела при его спуске в атмосфере с переменным углом атаки.....	380
<i>Горбачев М.В., Хафаджи Х.К., Терехов В.И.</i> Возможности испарительного цикла Майсоценко. Результаты численного моделирования.....	383
<i>Губанов С.М., Дурновцев М.И., Картавых А.А., Крайнов А.Ю.</i> Перспективные системы термостатирования технологических комплексов по разделению изотопов урана.....	386
<i>Губанов С.М., Дурновцев М.И., Картавых А.А., Крайнов А.Ю.</i> Применение способа охлаждения с использованием воздушно-холодильной машины для десублимации гексафторида урана	389
<i>Губанов С.М., Дурновцев М.И., Картавых А.А., Крайнов А.Ю.</i> Оценка возможности применения воздушного охлаждения для замещения использования жидкого азота в производстве по разделению изотопов урана.....	392
<i>Дурновцев М.И., Губанов С.М., Картавых А.А., Крайнов А.Ю.</i> Стенд для измерения давления насыщенных паров при низких температурах	395
<i>Дурновцев М.И., Губанов С.М., Картавых А.А., Крайнов А.Ю.</i> Экспериментальное измерение давления насыщенных паров безводного фтористого водорода	396
<i>Ершов И.В.</i> Устойчивость течения Куэтта колебательно-возбужденного молекулярного газа.....	398
<i>Жильцов К.Н., Бошнятов Б.В.</i> Математическое моделирование взаимодействия волн цунами с одиночными преградами	401
<i>Игнатенко Я.С., Бочаров О.Б.</i> Движение сферы по плоскости в сдвиговом потоке жидкости Хершеля-Балкли	404
<i>Козлобродов А.Н., Иванова Е.А.</i> Моделирование процессов теплопереноса в пространственных элементах многослойных ограждающих конструкций с помощью программного комплекса ANSYS.....	407
<i>Козлобродов А.Н., Иванова Е.А.</i> Анализ влияния греющего кабеля на тепловое состояние многослойных ограждающих конструкций	410
<i>Козырев И.Н.</i> Многостадийный гидроразрыв пласта	412
<i>Крюкова О.Н., Князева А.Г.</i> Численное моделирование синтеза композитных материалов в конденсированной фазе с учетом разномасштабных процессов, протекающих совместно.....	415

<i>Малюга Н.В., Волокитин О.Г., Шеховцов В.В., Гафаров Р.Е.</i>	
Экспериментальные исследования плазменной установки для получения тугоплавких силикатных расплавов	418
<i>Мерзляков А.В., Олиненко В.Д.</i> Численное исследование колебаний капли идеальной жидкости под действием поверхностного натяжения методом граничных элементов	
	421
<i>Мирошниченко И.В., Шеремет М.А.</i> Математическое моделирование турбулентных режимов сопряженного конвективного теплопереноса в замкнутой полости с источником энергии постоянной температуры в условиях поверхностного излучения.....	
	423
<i>Михайловский К.В., Резник С.В.</i> Тепломассообмен в порах на стадии газофазного осаждения матрицы при изготовлении деталей из углерод-керамического композиционного материала.....	
	426
<i>Моисеева К.М., Крайнов А.Ю., Миньков Л.Л.</i> Устойчивость горения бедных метано-воздушных смесей в закрученном канале.....	
	429
<i>Немова Т.Н., Колесникова Е.А.</i> Теплообмен в системе «капля -подложка» при осаждении капли расплава на поверхность	
	432
<i>Сарнацкий Р.Б., Крайнов А.Ю.</i> Расчет проветривания сети подземных производственных помещений.....	
	434
<i>Терехов В.И., Яссин Халил Ф.</i> Особенности свободно-конвективного теплообмена между вертикальными пластинами при вариации их высоты и числа Релея	
	437
<i>Цаплин С.В., Большев С.А.</i> Динамика температурных полей и деформаций в двухслойной среде Au/Si в приближении «холодной плазмы» при импульсном лазерном воздействии	
	440
<i>Цейтлин В.А.</i> Влияние гуминовых компонентов на механизмы диффузионного массопереноса кислорода и субстратов в нефтезагрязненной почве.....	
	443
<i>Шавлюгин А.И.</i> Квазигеострофическая двухслойная модель контурной динамики для внешности круга	
	445
<i>Шульц Д.С., Крайнов А.Ю.</i> Численное моделирование безгазового горения с использованием модели плоских и сферических реакционных ячеек	
	448
<i>Крайнов А.Ю., Порязов В.А.</i> Расчет скорости горения замороженной суспензии нанодисперсного алюминия в воде с учетом плавления частиц в газе	
	451
<i>Крайнов А.Ю., Порязов В.А.</i> Математическое моделирование погасания пороха н при резком сбросе давления на основе сопряженной модели горения.....	
	454

СЕКЦИЯ 8. Вычислительные технологии

<i>Бормотин К.С.</i> Вычислительное моделирование обратных задач формообразования с учетом неполной обратимости деформаций ползучести	
	457
<i>Бурнышева Т.В., Штейнбрехер О.А.</i> Дискретное моделирование сетчатой конической оболочки	
	460

<i>Кирюшкин А.Е., Миньков Л.Л.</i> Импортрование сеточных данных из предпроцессора "Gambit" для решения многомерных уравнений газовой динамики.....	463
<i>Кленов Е.А., Кухтичев А.А., Скородумов С.В.</i> Конкурентный анализ интернет-вещей в отрасли цифровой медицины	466
<i>Курочкин И.И.</i> Разворачивание проекта распределенных вычислений на платформе BOINC на примере проекта NetMax@home	469
<i>Худобина Ю.П., Бубенчиков А.М., Бубенчиков М.А.</i> Низкочастотные колебания давления в газовых трубах	472
<i>Чумаков Ю.А., Князева А.Г.</i> Алгоритм численного решения модели термовязкоупругой среды с химическими реакциями.....	474
<i>Штейнбрехер О.А., Каледин В.О., Бурнышева Т.В.</i> Определение оптимальных параметров сетчатой конической конструкции при критерии минимума массы и соблюдения условий на прочность.....	477
<i>Костюшин К.В.</i> Реализация алгоритма численного решения уравнений газовой динамики для произвольного числа граней расчетной ячейки.....	480