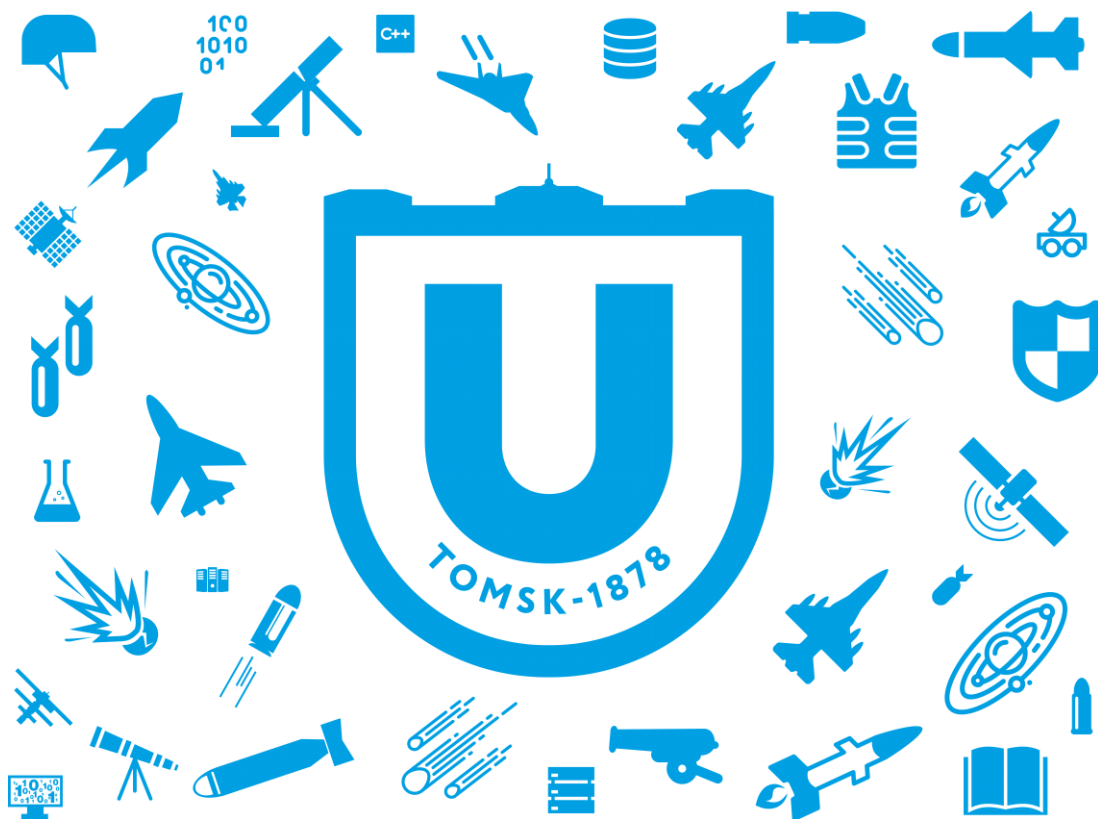


Министерство образования и науки РФ
Национальный исследовательский Томский государственный университет
Российская академия ракетных и артиллерийских наук
Обособленное структурное подразделение
«Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета»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

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

Сборник трудов X всероссийской научной конференции,
посвященной 140-летию ТГУ и 50-летию НИИ ПММ ТГУ,

03-05 сентября 2018 года, г. Томск



Томск
2018

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-2018): Сборник трудов X всероссийской научной конференции, 03-05 сентября 2018 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2018. – 238 с.: ил.

ISBN 978-5-94621-334-9

Сборник содержит материалы X Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», посвященной 140-летию ТГУ и 50-летию НИИ ПММ ТГУ, прошедшей в г. Томске 03 – 05 сентября 2018 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, 2018

К ВОПРОСУ ПОДЪЁМА ЗАИЛЕННЫХ ПОДВОДНЫХ ОБЪЕКТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТВЁРДОТОПЛИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАЗА

В.Д. Барсуков¹, С.В. Голдаев², С.А. Басалаев¹

¹НИИ прикладной математики и механики
Национального исследовательского Томского государственного университета.
634050, Россия г. Томск, просп. Ленина, 36; стр. 27;

E-mail: barsukov@niipmm.tsu.ru;

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет.
634050, Россия, г. Томск, просп. Ленина 30;

E-mail: svgoldaev@rambler.ru.

Решение проблем подъёма затонувших объектов помимо поиска включает выполнение ещё двух важнейших операций: захват объекта и создание соответствующей подъёмной силы. Последняя операция практически выполняется с использованием мягких или стальных жёстких понтонов с рабочей глубиной погружения не более 300 м. При этом для крепления понтонов проводится достаточно трудоёмкая операция по подводке под поднимаемое судно широкополосных стальных полотнищ [1].

Из научно-технической литературы известен ряд изобретений на захватные устройства, навешиваемые на судовые грузоподъёмные устройства плавучих подъёмных средств [2-4]. Их недостатком является громоздкость захватных лап, связанная с необходимостью обеспечить необходимую прочность при наличии значительных изгибных моментов по всей длине лап. Громоздкость захватных лап затрудняет их внедрение в грунт и, в связи с этим, требуются использование достаточно мощных гидроцилиндров (отдельный гидроцилиндр на каждую захватную лапу). Кроме того указанные захватные устройства не предназначены для подъёма сильно заиленных малогабаритных объектов не удлиненной формы и не могут быть эффективно использованы в таких условиях.

Вместе с тем, повышение рабочих глубин требует использования более перспективных источников рабочего тела, например, типа обсуждаемых в работах [5,6].

Целью доклада является обсуждение возможности подъёма подводных заиленных объектов любой формы с использованием твёрдотопливных источников сжатого газа.

Предлагается подъёмное устройство (рис. 1), которое содержит балластную цистерну 1 с захватным приспособлением в виде вертикальных стержней 2, на нижних частях которых предусмотрены подвижные опорные консоли 3. Каждая опорная консоль 3 соединена с соответствующим вертикальным стержнем 2 шарниром 4, имеющим фиксирующий штырь 5. На каждой опорной консоли 3 со стороны поднимаемого объекта предусмотрена проушина 7, к которой прикреплен конец грузового троса 8. Последний пропущен через отверстие 9 в

вертикальном стержне 2. Выше отверстия 9 к тросу 8 прикреплен тяга 10, связанная с фиксирующим штырём 4. Выше отверстия 9 грузовой трос 8 пропущен через отверстие 11 в днище балластной цистерны 1, а его верхний конец скреплён с выступающим днищем храпового пустотелого цилиндра 12, взаимодействующего с подпружиненным упором 23. Внутри храпового пустотелого цилиндра 12 установлен твёрдотопливный газогенератор 13.

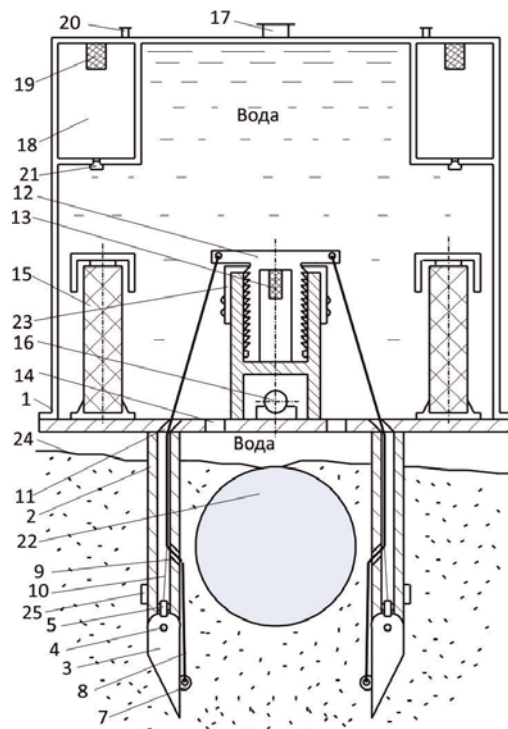


Рис.1 Положение подъёмного устройства перед началом захвата поднимаемого объекта

На днище балластной цистерны 1 предусмотрены выпускные отверстия 14 (кингстоны) и установлены твёрдотопливные газогенераторы 15, а также площадный вибратор 16. В верхней части балластной цистерны 1 предусмотрены впускной клапан 17 и дополнительные балластные отсеки 18 в виде секций в пустотелом кольцевом цилиндре с твёрдотопливными газогенераторами 19, с управляемыми впускными клапанами 20 и

обратными клапанами 21. Подъёмное устройство связано с обеспечивающим судном через электрический кабель с подводными проводами (на рисунках не показаны) для площадного вибратора и твёрдотопливных газогенераторов

При использовании подъёмного устройства его позиционируют над поднимаемым объектом 22 и затем опускают на поверхность илистого грунта 21 (на рисунках изображён наименее удобный для захвата объект 22 шаровидной формы). Начальное заглубление вертикальных стержней с односторонними опорами консолями в ил происходит за счёт предусмотренной небольшой отрицательной плавучести подъёмного устройства.

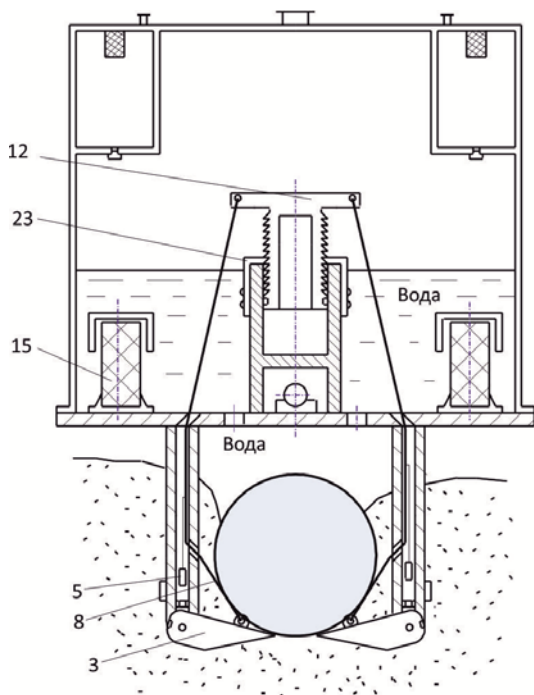


Рис.2 Положение подъёмного устройства после захвата поднимаемого объекта и начала подъёма

Для продолжения заглубления включают площадный вибратор 16 и увеличивают отрицательную плавучесть путём выпуска забортной воды в балластные отсеки 18. При этом для минимизации перекосов, периодически открывают впускные вентили 18, находящиеся на высшей части захватного устройства и закрывают впускные вентили на его низшей части.

После заглубления захватного приспособления на достаточную глубину включают газогенератор 13 в храповом цилиндре 12, за счёт движения которого обеспечивается натяжение тросов 8 и вытягивание фиксатора 5 с освобождением шарнира 4. В результате этого опорные секции 3 поворачиваются в сторону поднимаемого объекта 22. При этом усилие, действующее на грунт со стороны каждой опорной консоли, при натяжении грузового троса в начальном положении обратно пропорционально отношению расстояния от оси шарнира 4 до проушины 7 и его проекции на горизонтальную ось. По мере сгибания это усилие возрастает и при горизонтальном положении

опорных консолей при равных плечах составляет величину в соответствии с приближённым соотношением

$$F = \frac{\pi D^2 p}{4\sqrt{2}n},$$

где D – внешний диаметр храпового цилиндра, P – давление в храповом цилиндре, n – число грузовых тросов. Для исключения отклонения вертикальных стержней при нагрузке в подъёмном устройстве предусмотрена стягивающая по периметру в плане стальная лента 25.

Работу храпового цилиндра 12 и площадного вибратора 16 продолжают до достижения полного охвата опорными консолями 3 нижней части поднимаемого объекта 22 (рис. 2). При этом подпружиненный упор 23 обеспечивает удержание храпового цилиндра 12 на достигнутом уровне.

Продувка балластной цистерны осуществляется за счёт работы газогенераторов 15. На рис. 2 изображено положение уровня воды в балластной цистерне 1, когда газогенераторы 15 сработали приблизительно наполовину. При этом условно показано понижение поверхности грунта 24 за счёт размывания истекающей водой через отверстия 11.

Оценка реализации рассматриваемого варианта подъёма груза, заглубленного в слой ила глубиной 2 м, проведена по упрощенной методике.

Рассматриваемая система «подъёмное устройство+груз» из-за малых размеров представлялась материальной точкой, движущейся неравномерно прямолинейно в несжимаемой вязкой жидкости [1]. Влияние присоса поднимаемого объекта к заилённому грунту учтено с помощью коэффициента, увеличивающего силу его веса [5]. Коэффициент сопротивления со стороны воды при рассматриваемом варианте всплытия системы «подъёмное устройство+груз» и формы поднимаемого груза был выбран равным 0,55 [1]; коэффициент присоса к грунту груза – 0,2, а захватного устройства – 0,4 [7].

Требуемая масса твердого топлива, заполняющего пространство в балластной цистерне при гидростатическом давлении на глубине нахождения объекта 300 м. была найдена по уравнению состояния идеального газа и составила 120 кг. При этом температура газов принималась равной температуре «мокрого термометра». Размеры одной шашки выбирались исходя из опыта создания натурных образцов твёрдотопливных газогенераторов массой 30 кг.

Расчёты проведены для балластной цистерны, имеющей диаметр 1,8 м, длину – 2,0 м, вместимость – 5 м³. Максимальная подъёмная сила составляет 50 кН., силы веса на воздухе: собственно балластной цистерны – 10 кН, захватного устройства – 15 кН, поднимаемого груза – валуна из гранита шарообразной формы диаметром 1,2 м – 14,4 кН.

Значение стационарной скорости при движении системы «подъёмное устройство+груз» через слой ила изменялась от 0 до 0,8 м/с, а при дальнейшем всплытии составляла 3,3 м/с. Соответственно время

всплытия с глубины 300 м с учетом движения через слой ила равнялось $5+90 = 95$ с.

Из полученных данных следует, что предложенный вариант подъема затонувших объектов с помощью предложенного устройства с захватным приспособлением на основе твердотопливных газогенераторов, является работоспособным. Установление эффективных режимов такой схемы требует дополнительных, в том числе экспериментальных, исследований.

Обслуживание подъемного устройства на больших глубинах может обеспечиваться необитаемым подводным аппаратом. При этом можно утверждать, что его функционирование не имеет принципиальных ограничений по рабочей глубине использования.

Литература

1. Справочник по расчётам при судоподъёме. М.: Военное издательство, 2005. 480 с.
2. Пат. 2390460 РФ, МПК В63С 7/02, В63С 23/52. Комплекс для подъёма и транспортирования затонувших подводных лодок и других судов/ В.А. Киселёв, В.А. Сидоров, В.Г. Фомин и др., Заявл. 24.03.2009; Оpubл. 27.05.2010, Бюл. № 15.
3. Пат. 2238876 РФ, МПК В63С 7/06. Способ выполнения подводных подъёмно-транспортных операций и устройства для его осуществления/ О.И. Ефимов, Заявл. 11.03.2001; Оpubл. 27.10.2004.
4. Пат. 2388648 РФ, МПК В63С 7/02, В63С 7/10. Способ выполнения подводных подъёмно-транспортных операций и устройство для его осуществления/ О.И. Ефимов, А.В. Красильников, Р.В. Красильников, Заявл. 11.01.2009; Оpubл. 10.05.2010, Бюл. № 13.
5. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Подводное зажигание и горение унитарных твердых топлив. Теория, эксперимент, технические приложения. Томск: Издательство Томского университета. 2003. 350 с.
6. Барсуков В.Д., Басалаев С.А., Голдаев С.В., Минькова Н.П. Управление подводным горением двухосновных твердых топлив. Томск: Издательский дом Томского государственного университета. 2016. 168 с.
7. Муру Н.П. Прикладные задачи плавучести и остойчивости судна. Л.: Судостроение, 1985. 212 с.

ИНДУКЦИОННАЯ ПЛАЗМОЗАМЕЩАЮЩАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ЗАЖИГАНИЯ ПОРОХОВЫХ ЗАРЯДОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПИРОТЕХНИЧЕСКИХ СОСТАВОВ

¹С.В. Синяев, ¹В.Т. Кузнецов, ²С.И. Володченков, ¹Ю.Ф. Христенко

¹НИИ ПММ НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36, ssv@niipmm.tsu.ru, hrr@niipmm.tsu.ru

²ФГУП РЯЦ-ВНИИЭФ, 607190, Нижегородская обл., г. Саров, serg_vol666@mail.ru

Развитие высокоскоростной ствольной артиллерии в значительной степени зависит от разработки эффективных способов зажигания пороховых зарядов с высокой плотностью заряжания. Плазменные технологии зажигания таких зарядов энергозатратны и связаны с использованием высоковольтных накопителей энергии. В [1-3] представлена плазмозамещающая технология зажигания, основанная на замене плазменной зажигающей субстанции высокотемпературными двухфазными продуктами сгорания дополнительного заряда (ДЗ) высокоэнергетического гетерогенного топлива. Зажигание ДЗ осуществляется потоками раскаленных металлических частиц (М-спрей), генерируемых в результате капельной деструкции проводников из металлической фольги, гальванически или индукционно нагреваемых электрическим разрядом конденсаторной батареи. Генераторы М-спрея энергетически экономичны и не требуют высоковольтных источников электрической энергии. В индукционной схеме зажигания [3] снимается проблема надежных контактов проводников с токоподводящими электродами и устраняются ограничения на их размеры, количество и положение.

В работе исследуется экономичная схема индукционного многоочагового зажигания без использования дополнительного заряда. Его заменяет высокоэнергетический пиротехнический состав, например, [2], которым покрываются короткозамкнутые проводники из металлической фольги. Зажигание таких составов может происходить при более низких температурах инициирующих проводников, что значительно снижает затраты электрической энергии, при этом высокотемпературные конденсированные продукты сгорания пиротехнических составов являются плазмозамещающей субстанцией. На рис. 1 приведена общая схема устройства индукционного нагрева ансамблей короткозамкнутых проводников.

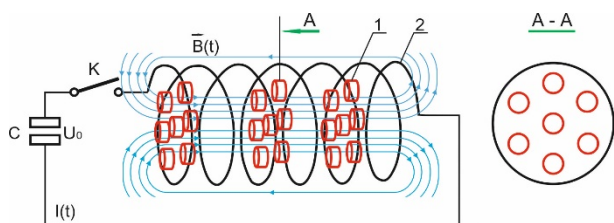


Рис. 1. Схема индукционного нагрева ансамблей проводников 1 в магнитном поле $\vec{B}$ соленоида 2.

Использованы обозначения: I – ток в цепи соленоида, K – ключ, U_0 – начальное напряжение на конденсаторной батарее емкостью C . При синусоидальном электрическом разряде соленоид генерирует переменное магнитное поле, что приводит к нагреву короткозамкнутых проводников индуцированными вихревыми токами.

На рис. 2 показан общий вид фольгового проводника в форме «ромашки» [3]. Один такой проводник с шестью «лепестками» (см. рис. 2а) заменяет ансамбль из семи цилиндрических проводников (см. рис. 1 и 2б).

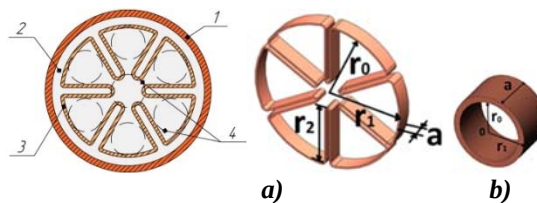
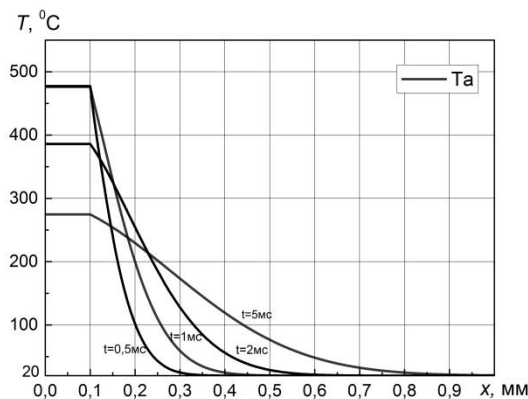


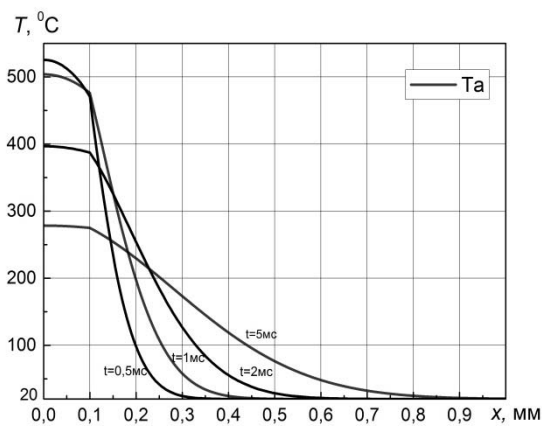
Рис. 2. Общий вид проводника «ромашка» 1 – соленоид, 2 – пороховой заряд, 3 – проводник «ромашка», 4 – ансамбль из 7 полых цилиндрических проводников б).

Внешний радиус «ромашки» близок по величине внутреннему радиусу соленоида. В близко расположенных радиальных частях соседних лепестков индуцированные токи противоположно направлены. Такая геометрия проводника обеспечивает его увеличенную контактную поверхность с пиротехническим слоем и топливом, ускоренный двусторонний нагрев прилегающих слоев пиротехнического состава в узких межлепестковых зонах, а также его относительно высокую индуктивную связь с соленоидом. Коэффициент взаимной индуктивности соленоида и «ромашки» пропорционален площади охватываемого ей поперечного сечения соленоида, т.е. во много раз превосходит коэффициенты взаимной индуктивности с соленоидом каждого цилиндрического проводника ансамбля. Сравнительные расчеты сопряженной тепловой задачи нагрева пиротехнического состава проводником «ромашка» и ансамблем цилиндрических проводников проводились с помощью математической модели [4] в приближении идеального теплового контакта проводников с пиротехническим покрытием и идеальной теплопроводности проводников. Влияние последнего допущения на результаты расчетов иллюстрируют графики температуры в центральном проводнике ансамбля и его покрытии на рис. 3.

Эти и последующие расчеты проведены для модельного устройства со следующими основными параметрами: *соленоид* – число витков- 12, поперечное сечение шины, которой намотан соленоид- 9.2 мм², средний диаметр витков- 45 мм, длина- 60 мм, материал- медь, начальная температура- 20 °С; *внешняя электрическая цепь* – емкость конденсаторной батареи- 0.238 мФ, сопротивление и индуктивность внешней электрической цепи- 3 мОм и 2 мкГн соответственно, начальное напряжение на батарее- 7.7 кВ для ансамбля из семи цилиндрических проводников и 3.1 кВ для проводника «ромашка»; *полые цилиндрические проводники* – длина- 5 мм, внутренний и внешний радиусы- 5 мм и 5.2 мм, материал- магний, расстояние между центрами соседних проводников в ансамбле- 12 мм, ансамбль из семи проводников расположен в среднем сечении соленоида; *проводник «ромашка»* – длина- 5 мм, внешний радиус- 20 мм, толщина магниевой фольги- 0.2 мм, радиальная длина лепестка- 17.5 мм, межлепестковый зазор- 1 мм, материал-магний; *модельное пиротехническое покрытие* – плотность- 7.7 г·см⁻³, теплопроводность- 30 Вт·м⁻¹·град⁻¹, теплоемкость- 1 кДж·кг⁻¹·град⁻¹.



а)



б)

Рис. 3. Профили температур в проводнике и его покрытии в различные моменты разряда

- а) – идеальная теплопроводность проводника
б) – реальная теплопроводность проводника.

Расчеты показывают применимость приближения идеальной теплопроводности проводника (рис. 3 а) для определения температуры покрытия.

На рис. 4 показаны два варианта устройства.

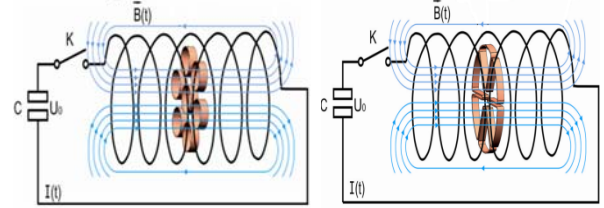
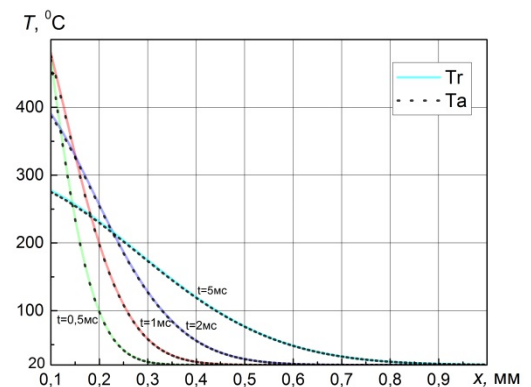
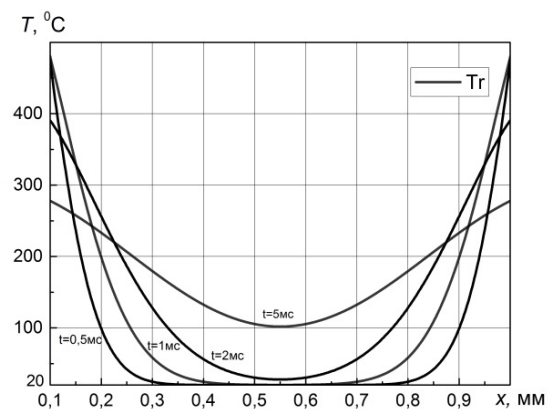


Рис. 4. Сравнимые варианты устройства

Динамика нагрева покрытий показана на рис. 5. Индексом «а» отмечены зависимости для проводников ансамбля, а «г» – для проводника «ромашка» вне узких радиальных зон между «лепестками». Сопротивление «ромашки» значительно больше, но при нагреве оно «компенсируется» значительно более сильной индуктивной связью с соленоидом. Поэтому при значительно более низком начальном напряжении на батарее «ромашка» нагревается и нагревает покрытие практически одинаково с ансамблем (график а)). В зонах опережающего нагрева между соседними лепестками (график б)) температурные поля в покрытии фактически складываются.



а)



б)

Рис. 5. Профили температур в покрытиях
а) – проводников ансамбля и «ромашки»,
б) – в межлепестковых зонах «ромашки».

При практически одинаковых режимах нагрева проводник «ромашка» имеет больший объем и поверхность, чем все проводники ансамбля (поверхность «ромашки» – 33.6 см², суммарная поверхность ансамбля проводников – 22.4 см²). За счет этого введенная в пиротехническое покрытие тепловая энергия с помощью «ромашки» в полтора раза больше, чем с помощью ансамбля проводников. При этом запасенная электрическая энергия в 6 раз меньше. Приведенные результаты расчетов указывают на эффективность применения инициирующих проводников в форме «ромашка» в условиях индукционного инициирования пиротехнических покрытий в схеме многоочагового зажигания порохового метательного заряда. Управляющим параметром в рассматриваемой схеме зажигания является величина начального напряжения конденсаторной батареи U_0 . Повышение температуры покрытия достигается за счет повышения начального напряжения на конденсаторной батарее.

Экспериментальная часть работы была направлена на выбор высокоэнергетического пиротехнического состава с относительно низкой температурой зажигания и преобладанием конденсированной фазы в продуктах сгорания. В опытах исследовалась бинарная смесь 40 % мелкодисперсного порошка циркония марки М-41 и 60% двуокиси свинца марки Х4. Навеска из ~ 10 мг помещалась на поверхность металлического блока, нагретого до заданной температуры. Образцы испытывались в насыпном варианте и в виде тонкого слоя смеси на текстолитовой подложке. Температура блока поддерживалась постоянной в процессе опыта. Момент зажигания определялся по появлению вспышки пламени, а время задержки воспламенения отсчитывалось с момента контакта образца с нагретым блоком до вспышки пламени. Предварительные результаты испытаний приведены в таблице.

Таблица. Времена зажигания образцов при различных температурах инициирующего блока

Температура, С ⁰	Время задержки, с	
	Насыпной слой	Слой на подложке
390	9.2 ± 1.2	–
410	5.8 ± 0.7	–
420	4.5 ± 0.5	–
460	1.6 ± 0.5	1.2 ± 0.3

Следует отметить, что зажигание слоя смеси на подложке наблюдалось при температурах блока, начиная с 460°С. Бинарная смесь циркония с перхлоратом аммония [5], использованная ранее в [2] в условиях капельной деструкции фольговых проводников из титановой фольги, в исследуемом диапазоне температур не зажигалась. Из приведенных в таблице результатов следует, что с повышением температуры инициирующего блока время задержки зажигания резко сокращается, при этом диапазон инициирующих температур значительно ниже температур капельной деструкции применяемых фольговых проводников, что заметно снижает затраты электрической энергии.

Таким образом, модельные экспериментально-теоретические исследования предложенной индукционной схемы электроимпульсного зажигания указывают на ее работоспособность при относительно малых затратах запасаемой электрической энергии.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (проект 16-19-10264).

Литература

1. Синяев С.В. Об одной плазмозамещающей технологии ЭТХ-зажигания метательных зарядов // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. С. 144,145.
2. Sinyayev S.V., Kramar M.A., Kulpin V.I., Surkov V.G. Plasma-Replacement Technology of ETC-Ignition of Powder Charges in High -Velocity Launchers // IEEE Transactions on Magnetics. 2007. No.1, Vol. 43. – P. 318-321.
3. Глазунов А.А., Синяев С.В., Анисимов А.Г., Володченко С.И. Индукционная плазмозамещающая технология зажигания пороховых зарядов // Девятая Всероссийская конференция «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и ствольных системах» (ICOC'2017). Сборник трудов. Ижевск: Изд-во УрО РАН, 2017. С. 68-78.
4. Володченко С.И., Синяев С.В. Импульсный нагрев среды ансамблями полых цилиндрических проводников, индукционно нагреваемых магнитным полем соленоида // Вестник ТГУ. Математика и механика. 2017. № 46. С. 50 – 63.
5. Синяев С.В., Сурков В.Г. Электронагреваемые фольговые элементы с пиротехническими покрытиями для управления процессом зажигания квазижидких метательных зарядов // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. С. 146,147.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СОСТАВОВ НА ОСНОВЕ ЙОДАТА КАЛЬЦИЯ С ДОБАВКАМИ АЛЮМИНИЯ И БОРА

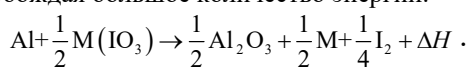
Горбенко Т.И.¹, Горбенко М.В.², Орлова М.П.¹

¹Томский государственный университет
634050 Томск, пр. Ленина, 36, корпус 10

²Томский политехнический университет
634050 Томск, пр. Ленина, 30

E-mail: gorbenkoti@rambler.ru
maria-orlova-93@mail.ru

В ряде технологических процессов целесообразно создание топливных элементов для установок, работающих вдали от источников сырья и в условиях сложного транспортного обеспечения. В качестве таких топливных элементов все чаще применяют системы термитного типа [1–3]. Термитные системы в процессе их сгорания выделяют значительное количество тепла с высокими температурами. Поиск-вые исследования по разработке рецептов высоко-энергетических топливных элементов ведутся в Рос-сии, Италии, США, Китае и других странах. В ряде работ [4–6] показана возможность применения йод-содержащих окислителей, таких как KIO_3 , $Ca(IO_3)_2$, $Cu(IO_3)_2$, $Fe(IO_3)_3$ и других, для создания высоко-энергетических термитов. При взаимодействии ука-занных окислителей и металлического горючего (например, Al) протекают окислительно-восстановительные реакции с образованием йода, высвобождая большое количество энергии:



Авторы [4] отмечают, что разложение йодатов происходит до термитного воспламенения, которое указывает на то, что газовое выделение кислорода имеет решающее значение для зажигания. В работе [5] отмечается, что получение молекулярного йод-ного газа I_2 и выделение тепла может быть исполь-зовано для уничтожения спорообразующих бакте-рий (например, сибирской язвы), также система йо-дат кальция–алюминий является самым высоким производителем I_2 .

В ряде работ [6, 7] приводятся результаты экс-периментальных исследований по подбору эффек-тивных металлических горючих для систем на осно-ве йодсодержащих окислителей. В работе [7] пока-зано, что температуры зажигания термитов на осно-ве йодата кальция с алюминием (Al) и бором (B) принимают значения равные 1150, 600–700 К соот-ветственно. Скорость горения системы B-Ca $(IO_3)_2$ в два раза выше, по сравнению с системой Al-Ca $(IO_3)_2$. Температуры пламени близки к 2140 и 2060 К для Al-Ca $(IO_3)_2$ и B-Ca $(IO_3)_2$ соответствен-но. Индивидуальные частицы B-Ca $(IO_3)_2$, введен-ные в воздушно-ацетиленовое пламя, сгорают мед-леннее, чем аналогичные частицы Al-Ca $(IO_3)_2$. Та-ким образом, благодаря более низкой температуре воспламенения, более короткой задержке зажига-ния, более продолжительному времени горения, приводящему к постепенному выходу йода, системы B-Ca $(IO_3)_2$ лучше подходят как компоненты энерге-

тических составов для уничтожения запасов споро-образующих бактерий.

Цель настоящей работы – термодинамическое исследование характеристик горения составов на основе йодата кальция с добавками алюминия и бо-ра.

Для получения высокоэнергетических термит-ных составов представляет интерес исследование влияния содержания чистых порошков алюминия и бора, а также их смеси на термодинамические ха-рактеристики составов на основе йодата кальция. Металлы Al и B имеют высокое сродство к кислоро-ду и кислородсодержащим соединениям.

В работе для термодинамического моделирова-ния превращений в многокомпонентных смесях термитного типа использована программа ASTRA-4 (Трусов Б.Г. и др., МГТУ им. Н.Э. Баумана). Термо-динамическое моделирование используется для ана-лиза процессов синтеза новых материалов.

Исходные данные для термодинамического рас-чета:

1) исследуемые составы: Al-Ca $(IO_3)_2$, B-Ca $(IO_3)_2$ и Al/B-Ca $(IO_3)_2$;

2) компонентные составы Al-Ca $(IO_3)_2$ и B-Ca $(IO_3)_2$ приведены в таблице 1. Общее содер-жание смешанного металлического горючего в составе Al/B-Ca $(IO_3)_2$ принималось равным 20 масс. % при варьировании Al/B в следующих соотношениях 5/15, 10/10 и 15/5.

В настоящей работе, в отличие от работы [7], термодинамическое исследование термитных си-стем проведено при широком варьировании содер-жания как металлического горючего (Al и B), так и окислителя (йодата кальция) (табл. 1).

Таблица 1. Компонентные составы на основе йодата кальция

Компоненты и их эквивалентные формулы	Содержание компонентов, масс. %					
	№ состава					
	1	2	3	4	5	6
Al ($Al_{37.037}$)	20	25	30	–	–	–
B ($B_{92.507}$)	–	–	–	20	25	30
Ca ($Ca_{2.565}I_{5.130}O_{15.389}$)	80	75	70	80	75	70

Термодинамический расчет, основанный на определении термохимической составляющей энер-гии Гиббса ($\Delta G = \Delta H - T \cdot \Delta S$), показал, что хими-ческие реакции в указанных выше составах проте-кают самопроизвольно ($\Delta G < 0$), выполняется усло-вие минимума потенциала Гиббса..

При термодинамическом моделировании рассчитывали равновесное состояние составов термитного типа при адиабатических температурах $T_{ad}=2430$ К и 3712 К и давлении 0.1 МПа. Расчеты показали, что при повышении содержания Al от 20 до 30 масс. % в составах Al-Ca (IO_3)₂ при указанных выше температурах проходят экзотермические реакции ($\Delta H < 0$) и теплоемкость продуктов сгорания меняется незначительно, $c_p=0.74\div 0.78$ кДж/(кг·К). При температуре $T_{ad}=2430$ К при увеличении содержания чистого алюминия в системе снижается содержание конденсированного алюминия (kAl_2O_3) в продуктах сгорания. Это, возможно, происходит за счет того, что при заданной температуре конденсированный оксид алюминия плавится и переходит в другие жидкофазные соединения (Al_2O , AlI и др.). Температура кипения Al_2O_3 составляет 3980 К, следовательно, при температура $T_{ad}=3712$ К имеет место переход конденсированных продуктов сгорания (kAl_2O_3 , kCaO) в парообразное и газообразное состояние.

При повышении содержания чистого В от 20 до 30 масс. % в системах В-Ca (IO_3)₂, при указанных выше термодинамических условиях равновесия, происходит увеличение содержания конденсированного бора в продуктах сгорания, а также повышение теплоемкости продуктов сгорания ($c_p=0.79\div 1.11$ кДж/(кг·К)), по сравнению с системами Al-Ca (IO_3)₂. Следует отметить, что массовая доля всех конденсированных фаз выше в системах Al-Ca (IO_3)₂ (табл. 2).

Таблица 2. Характеристики состояния продуктов горения йодата кальция с Al и В

Исследуемые составы	Продукты горения	Содержание, %	
		2430 К	3712 К
Al-Ca (IO_3) ₂ Al - 20 %	kAl_2O_3	45.5	31.0
	kCaO	14.6	—
	I	29.1	33.42
	CaI_2	10.49	0.49
	O	0.001	10.0
	Ca	—	13.2
В-Ca (IO_3) ₂ В - 20 %	kB	42.54	10.83
	B_2O_2	37.82	4.15
	I	2.3	16.31
	CaI_2	11.85	0.04
	BO	2.2	44.26
	B	0.002	14.94
Al/B-Ca (IO_3) ₂ Al/B - 15/5 %	Ca	0.58	8.13
	kAl_2O_3	30.37	6.33
	Al	0.28	5.84
	Al_2O	0.55	5.7
	BO	1.86	13.37
	B_2O_2	23.61	0.35
	BO_2	следы	7.67
	AlBO_2	8.09	7.88
	I	2.39	26.39
	CaI_2	22.94	0.14
	O	следы	8.37
	Ca	1.59	11.68

Повышение адиабатической температуры взаимодействия компонентов исследованных составов от 2430 К до 3712 К показывает снижение в 1.5–2 раза средней молярной массы газовой фазы.

При частичной замене алюминия бором (Al/B=15/5; 10/10; 5/15) в системах на основе йодата кальция, а также при повышении значений адиабатической температуры взаимодействия компонентов наблюдается снижение содержания конденсированных веществ в продуктах сгорания, снижается средняя молекулярная масса газовой фазы (табл. 2).

Термодинамический расчет позволил определить параметры процесса течения продуктов сгорания при соотношении давлений в камере и на срезе сопла 40/1 (табл. 3).

Таблица 3. Термодинамические характеристики составов на основе йодата кальция

Исследуемые составы	T_{ad} , К	T_{ex} , К	I_{ud} , с	W , м/с
Al-Ca (IO_3) ₂ Al - 20 %	4599	3619	138.7	1209
В-Ca (IO_3) ₂ В - 20 %	2566	2022	99.66	867.6
Al/B-Ca (IO_3) ₂ Al/B - 15/5 %	3804	2905	136.6	1198

Термодинамическими расчетами показана возможность снижения молярной массы газовой фазы (возможного уменьшения выбросов при реакциях термитного типа), снижения коэффициента теплопроводности, увеличения значений теплоемкости газовой фазы за счет повышения адиабатической температуры взаимодействия компонентов исследованных систем.

Изменение компонентного состава систем на основе йодата кальция позволяет регулировать тепловыделение в исследованных системах, последнее дает возможность практического использования высокотемпературных продуктов горения систем термитного типа в устройствах специального назначения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костин С.В., Барзыкин В. В., Нечаев М. А., Ловля С. А. Прожигание стальных труб газодисперсными продуктами горения термита // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, №4. С. 79–82.
2. Gorbenko T.I., Gorbenko M. V., Dyundin E. O., and Zolotarev N. N. Study of the energy characteristics of metalized mixed compositions based on a double oxidizer at increased pressures // Russian Physics Journal, Vol. 57, No. 5, September, 2014, p. 359–364.
3. Юхвид В. И., Милосердов П. А., Сачкова Н. В., Горшков В. А. Закономерности горения и химического превращения в системах термитного типа с двумя активными восстановителями // Физика горения и взрыва. 2015. Т. 51, №4. С. 46–50.
4. H. Wang, G. Jian, W. Zhou, J. B. DeLisio, V. T. Lee, M. R. Zachariah. Metal Iodate-Based Energetic Composites and Their Combustion and Biocidal Performance, ACS Appl. Mater. Interfaces 2015, 7, 17363–17370.
5. Jimmie C. Oxley, James L. Smith, Matthew M. Porter, Maxwell J. Yekel, and Jeffrey A. Canaria. Potential Biocides: Iodine-Producing Pyrotechnics. Propellants Explos. Pyrotech. 2017, 42, 1–18.
6. Song Wang, Ani Abraham, Ziyue Zhong, Mirko Schoenitz, Edward L. Dreizin. Ignition and combustion of boron-based Al-B-I2 and Mg-B-I2 composites. Chemical Engineering Journal 293 (2016), 112–117.
7. S. Wang, X. Liu, M. Schoenitz, E. L. Dreizin, Nanocomposite Thermites with Calcium Iodate Oxidizer, J. Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2017, 1–9.

СПОСОБЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ПАСТООБРАЗНЫХ ТОПЛИВ

¹Г.Я. Павловец, ¹В.Ю. Мелешко, ¹С.В. Чуйко, ²Т.В. Бурдикова

¹Институт химической физики имени Н.Н. Семёнова РАН

119991, г. Москва, ул. Косыгина, д. 4,

E-mail: g.pavlovets@yandex.ru

²Казанский национальный исследовательский технологический университет

Разработка энергоёмких пастообразных топлив (ПТ) относится к прорывным технологиям создания ракетно-артиллерийского вооружения. Высокая эффективность ПТ объясняется тем, что их удельный импульс в 3-5 раз выше, чем у смесевых твёрдых топлив, достигая величин 10000-15000 нс/кг для прямоточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД) и 5000-8000 нс/кг для ракетных прямоточных двигателей (РПД) [1].

Разработка пастообразных реактивных топлив по классической компоновке базируется на существенном перераспределении не только содержания горючего связующего, но и доли полимера в ГСВ, необходимой для создания термодинамически устойчивой композиции и обеспечения требуемых эксплуатационных и реологических характеристик. При отсутствии или значительном снижении требований по физико-механическим характеристикам к ПТ в рецептуру не вводятся модификаторы и ускорители отверждения, но при этом необходима разработка системы загущения топлива, в значительной степени формирующей реологическое и физико-механическое поведение топлива в процессе его изготовления и эксплуатации.

При выборе основных компонентов для формирования пастообразных топлив необходимо руководствоваться как общими требованиями к ним, так и возможностями обеспечения ряда специальных свойств топливных композиций, в том числе седиментационной устойчивости, тиксотропности, пониженной летучести пластификаторов, термической стабильности, пониженной чувствительности к внешним воздействиям, экономичности. При этом отличительной особенностью рецептурного построения пастообразных составов является применение ультра- и нанодисперсных компонентов в качестве горючих и модификаторов характеристик топливных композиций [2].

К числу таких направлений, которые являются основой для анализа и обоснования выбора компонентов при формировании пастообразных топлив, следует отнести [3]:

модифицирование окислителей с целью повышения реакционной активности продуктов разложения;

замену металлического горючего обычной дисперсности на ультра- и нанодисперсные порошки при их соответствующей предварительной подготовке, обеспечивающей сохранение качества вводимых порошков, реологических характеристик топлив, а также воздействие на процессы окисления

и агломерации модифицированием металлических порошков металлами и соединениями с различными функциональными свойствами;

использование ультра- и нанодисперсных неорганических модификаторов путем их распределения в структуре основных компонентов, исключая компактную коагуляцию частиц.

Проведенный анализ показал, что пастообразные топлива для ПВРД и РПД обладают следующими преимуществами:

пастообразное топливо позволяет широко варьировать физико-химический состав, составляя рецептуры, наилучшим образом отвечающие требованиям к топливным зарядам. В составе ПТ отсутствуют компоненты, вызывающие полимеризацию или отверждение топливной массы;

высокая скорость горения (в 2-10 раз превышающая скорость горения ТРТ) и отсутствие требований по прочности заряда позволяют реализовать конструкцию двигателя с зарядом торцевого горения и получить коэффициент объемного заполнения камеры, близкий к единице;

повышенная плотность ПТ;
создание зарядов ПТ любых форм и размеров;
высокая безопасность ПТ при эксплуатации;
сокращенный по времени цикл изготовления заряда ПТ и отсутствие формообразующей оснастки;

простая и безопасная утилизация двигателя после окончания срока эксплуатации.

Основой, обеспечивающей формирование пастообразных топлив, является жидковязкое связующее (ЖВС). Химический состав ЖВС, энтальпия образования и плотность его компонентов оказывают существенное влияние на энергомассовые, а также баллистические и другие характеристики пастообразных топлив. В соответствии с этим ЖВС как компонент перспективных ПТ для ПВРД и РПД должны отвечать комплексу следующих основных требований, вытекающих из требований к топливам и зарядам:

вещества, входящие в ЖВС в жидком агрегатном состоянии, должны иметь умеренную вязкость, быть способными воспринимать большое количество наполнителя различной природы и обеспечивать при этом вязкость пастообразного топлива в зависимости от рецептуры ПТ;

обеспечивать высокую степень наполнения ЖВС твердыми компонентами для достижения высокого уровня энергомассовых характеристик ПТ;

ЖВС не должны отверждаться (структурироваться) в течение изготовления и

эксплуатации ПТ при температуре от -50 до 60°C с возможно меньшим тепловыделением и усадкой. На всех этапах жизненного цикла ПТ на основе ЖВС не должно сопровождаться разложением компонентов и выделением газообразных продуктов и паров в количествах, превосходящих нормы для заданных гарантийных сроков службы зарядов ПТ;

ЖВС должны в условиях формирования зарядов обеспечивать сохраняемость реологических свойств топливной массы (жизнеспособность) на требуемом уровне;

в наполненном состоянии ЖВС должны обеспечивать седиментационную устойчивость ПТ с возможно меньшей зависимостью их от температуры. При этом существенную роль играет уровень адгезии связующего к наполнителю. В большинстве случаев для высоконаполненных композиций требуется высокий уровень адгезионной прочности, обеспечивающий вклад частиц наполнителя в механические свойства;

для обеспечения высокого уровня удельного импульса ПТ ЖВС должно иметь возможно большую энтальпию образования. Химический состав ЖВС должен обеспечивать возможно меньшую молекулярную массу продуктов сгорания, что достигается высоким отношением водорода к углероду $\text{H/C} \geq 1,5$, отсутствием атомов серы, галогенов и других;

компоненты ЖВС должны сохранять физическое и фазовое состояние, иметь возможно меньшую температуру стеклования, низкую гигроскопичность и летучесть, не разлагаться и химически не взаимодействовать с наполнителем с выделением газообразных продуктов, обладать высокой сопротивляемостью старению в условиях производства и эксплуатации зарядов ПТ;

уровень токсичности всех компонентов должен быть минимальным;

компоненты ЖВС должны иметь достаточную сырьевую и промышленную отечественную базу и использоваться в народном хозяйстве.

Исходя из сформулированных требований полимерной основой ЖВС и одновременно загустителем могут выступать высоко- и низкомолекулярные полиэтилен и полиизобутилен, а в качестве пластификаторов могут быть насыщенные углеводородные горючие $\text{C}_8\text{--C}_{10}$.

В состав ПТ для РПД должны входить окислители, при этом коэффициент обеспеченности окислительными элементами $\alpha_{\text{ок}}$ ПТ должен быть в пределах $0,15\text{--}0,20$ для поддержания высокого уровня энергомассовых характеристик. Чтобы обеспечить α ПТ менее $0,2$, в качестве основного окислителя ПТ, как правило, должны использоваться вещества с $\alpha_{\text{ок}} > 1,5$ для обеспечения первичного горения топлива.

В состав ПТ для РПД могут входить также энергоемкие вещества, содержащие окислительные элементы, с $\alpha_{\text{ок}} < 1,5$ - дополнительные окислители.

Проведенными исследованиями было показано, что для регулирования баллистических характеристик ПТ с учётом компонентного состава наиболее целесообразно в качестве окислителей

использовать высокодисперсный перхлорат аммония (ПХА) или нитрат натрия (НН), а в качестве гетерогенных горючих - ультра- и нанодисперсные порошки сажи, алюминия, бора и полиборида алюминия, имеющих отечественную промышленную базу. Активация процессов термического превращения компонентов в ж-фазе при первичном горении ПТ для РПД может быть обеспечена применением жидко- и твердофазных наноразмерных модификаторов горения. Для достижения полноты превращения компонентов при горении и сохранения качества реакционноактивных наноразмерных горючих необходимо обеспечить их равномерное распределение в структуре ЖВС на стадии приготовления ПТ.

Разработан способ сохранения высокой реакционной активности и подготовки порошков ультра- и нанодисперсных горючих и их модификаций к применению в составах ПТ, основанный на предварительном диспергировании порошков в жидко-вязкой смеси при расчётном соотношении компонентов, обеспечивающем формирование седиментационноустойчивой топливной массы. Разработан высокопроизводительный способ приготовления коллоидных паст ультра- и нанодисперсных наполнителей при периодическом дозировании порошка в герметичный смеситель планетарного типа, заполненный дисперсионной средой. Способ отличается повышенной производительностью, взрыво- и пожаробезопасностью, равномерностью распределения компонентов в пасте и обеспечивает сохранение качества исходного порошка.

Выполнены комплексные экспериментальные исследования по оценке эффективности ультра- и нанодисперсных горючих в составах высокоэнергетических пастообразных топлив для ПВРД и РПД. Выявлены основные закономерности горения топлив для РПД в широком диапазоне концентраций ($20\text{--}80\%$) металлического горючего в зависимости от природы и соотношения основных компонентов.

Показано, что эффективное применение УНДГ в топливных составах с содержанием твердофазных горючих $40\text{--}60\%$ масс. может быть обеспечено оптимизацией концентрации окислительно-активных агентов у поверхности металлических частиц путем применения высокодисперсных и жидковязких окислителей (рис.1).

Установлен характер влияния ультра- и нанодисперсных компонентов на закономерности диспергирования пастообразных топлив для РПД с высоким содержанием МГ. Показано, что эффективное применение УНДГ в топливных составах с содержанием твердофазных горючих $40\text{--}60\%$ масс. может быть обеспечено оптимизацией концентрации окислительно-активных агентов у поверхности металлических частиц путем применения высокодисперсных и жидковязких окислителей (рис.2).

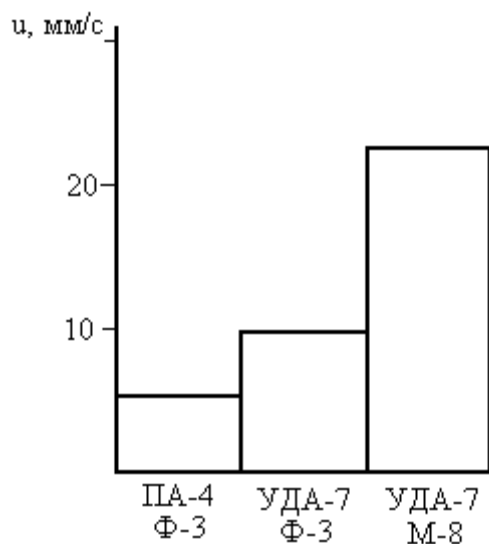


Рис.1. Зависимость скорости горения смеси Al с политрифторхлорэтиленом (60:40) от дисперсности металлического горючего и фазового состава окислителя при $p=4,0$ МПа

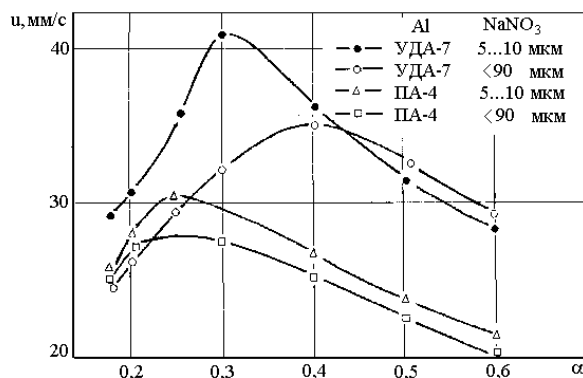


Рис. 2. Зависимость скорости горения системы Al - МПА - NaNO_3 от обеспеченности окислительными элементами α и дисперсности компонентов ($p_k=1,5$ МПа)

Разработан способ изготовления ПТ на основе ультра- и нанодисперсных, в том числе пирофорных порошков горючих, технический результат которого достигается тем, что смешение УНД частиц с размером менее 1 микрона в жидкой неводной среде проводят в инертной газовой среде при дозированной подаче порошкообразных компонентов порциями в непрерывно перемешиваемую смесь, содержащую расчетное относительно порошка количество дисперсионной среды, до образования седиментационноустойчивой непирофорной пасты с равномерно распределенными в ней частицами дисперсной фазы.

Литература

1. Сорокин В.А., Яновский Л.С., Козлов В.А. и др. Ракетно-прямоточные двигатели на твердых и пастообразных топливах. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 320 с.
2. Павловец Г.Я., Бурдикова Т.В., Константинова М.А. Нанотехнологии модификации компонентов энергоёмких композитов // В сб. статей 29-ой Всероссийской НПК «Передача, обработка, отображение информации», Краснодар. 2016. – С. 13-17.
3. Павловец Г.Я., Мелешко В.Ю., Домалега М.В., Тихомирова М.А., Чучалин М.В., Моногаров К.А. Направления повышения баллистической эффективности специальных пиротехнических топлив // В сб. статей IV Всероссийской НТК «Фундаментальные основы баллистического проектирования», Санкт-Петербург, 2014. - С. 94-97.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Д. Н. Садовничий¹, Ю. М. Милёхин¹, С. А. Лопаткин², Т. С. Скрипина²,
С. А. Малинин¹, И. Н. Гросс¹

¹ ФГУП «Федеральный центр двойных технологий «Союз»
140090 г. Дзержинский, Московская обл., Академика Жукова д.42

Е-mail: soyuz@fcdt.ru

² ФГБОУ ВПО Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050 г. Томск, проспект Ленина д.30

Е-mail: tpu@tpu.ru

Нагрев материалов с использованием переменного электрического поля широко применяется в различных областях техники [1]. Его важным преимуществом является способность повышать температуру почти равномерно по достаточному объему, величина которого зависит от диэлектрических свойств материала и частоты воздействующего электрического поля.

Особенности воспламенения энергетических конденсированных систем (ЭКС) на промышленной частоте 50 Гц остаются мало изученными. В отличие от воздействия сверхвысоких частот в этом случае величина скин-слоя много больше характерных толщин образцов, что упрощает проведение последующих расчетных оценок.

Современные ЭКС это сложные гетерогенные композиты, в которых повышение температуры в электрическом поле зависит от частоты поля и определяется различными процессами – дипольной поляризацией, электропроводностью и др [2]. Кроме того, в сильном электрическом поле возможно тепловыделение от реализации частичных электрических разрядов в объеме и у поверхности образца [3], формированию которых способствует наличие металлических частиц.

Цель настоящей работы заключалась в экспериментальном изучении особенностей воспламенения в переменном электрическом поле с частотой 50 Гц ЭКС на основе тринитрата глицерина, перхлората аммония, октогена и алюминиевого порошка.

В экспериментах использовали образцы из энергоемкого эластомера, содержащего тринитрат глицерина, перхлорат аммония (АР), октоген и высокодисперсный алюминиевый порошок в соотношении 45/18/18/19 (% масс.).

Для проведения измерений пастообразные образцы отверждали в специальных формах с использованием динитрилоксидов в режиме, исключающем седиментацию частиц наполнителя. Толщина образцов (h) составляла 2.5 мм для изучения диэлектрических характеристик и 7 мм для экспериментов по воспламенению.

Образцы ЭКС помещали в переменное электрическое поле с преобладанием тангенциальной составляющей напряженности поля во всех точках его поверхности. Схема экспериментальной установки по изучению воспламенения приведена на рис. 1.

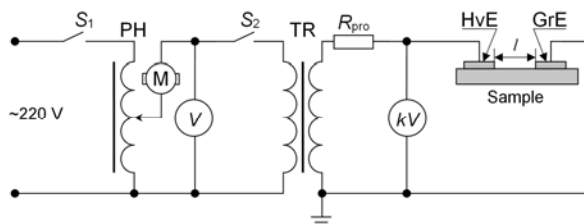


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема установки для испытаний на переменном напряжении. РН – регулятор напряжения, М – электродвигатель, TR – высоковольтный трансформатор, R_{pro} – защитное сопротивление, S_1 , S_2 – ключи, V – вольтметр, kV – киловольтметр, HvE – высоковольтный электрод, GrE – заземленный электрод, l – расстояние между электродами

Заземленный электрод (GrE) выполнен в форме клина из нержавеющей стали шириной 6 см. Высоковольтный электрод представлял собой цилиндр большого диаметра (HvE) с закругленными краями для исключения коронирования вне межэлектродного промежутка. Высокое напряжение подавалось с помощью высоковольтного кабеля, заглубленного в HvE. Минимальное расстояние между электродами l составляло 3 см.

В качестве высоковольтного трансформатора (TR) использовался испытательный однофазный трансформатор ИОМ-100/25, который позволял получить переменное напряжение с частотой 50 Гц и амплитудой до $U=140$ кВ. Зарядное напряжение изменяли с помощью автотрансформаторного регулятора напряжения (РН). Подвижный контакт регулятора перемещался электродвигателем (М), что позволяло изменять напряжение на образце с заданной постоянной скоростью. Защитное сопротивление (R_{pro}) ограничивало ток при пробое между электродами до безопасного для обмоток трансформатора значения. Зарядное напряжение на низковольтной обмотке контролировали с помощью щитового вольтметра Э377, напряжение на образце – киловольтметром КВИ-120. В процессе экспериментов проводили видеозапись со скоростью 30 кадров в секунду, что позволяло далее вести анализ наблюдаемых изменений.

При комнатной температуре изучаемая композиция ЭКС загоралась в течение 2 секунд после подачи напряжения 2 кВ даже при межэлектродном расстоянии на поверхности образца 3 см. Воспламенение начиналось у

электродов, без предшествующей стадии дуговых или искровых разрядов в межэлектродном промежутке (рис. 2). Это отличает воспламенение рассматриваемой ЭКС от композиций, не содержащих АР, где первоначально вблизи высоковольтного электрода наблюдается фазовый переход [4].

Для определения комплексной диэлектрической проницаемости ЭКС в области частот электрического поля от 40 до 10^6 Гц применяли автобалансируемый мост Agilent 4294А, а также измеритель иммитанса Е7-20 для диапазона частот от 20 до $5 \cdot 10^5$ Гц. Амплитуда подаваемого синусоидального напряжения составляла 1 В. То есть, при толщине образца 2.5 мм переменное электрическое поле достигало напряженности $E = 400$ В/м. Измерения амплитуды и сдвига фаз протекающего через образец тока выполняли по трехэлектродной схеме, что позволило повысить точность измерений активной и реактивной составляющих тока, по которым определялись емкость C и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$. Измерения диэлектрических характеристик проведены не менее чем при 80 значениях частот электрического поля (f) с почти равномерным логарифмическим шагом. Действительную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon\varepsilon_0 = \varepsilon'\varepsilon_0 - i\varepsilon''\varepsilon_0$ рассчитывали по формулам $\varepsilon' = 4C \cdot h / (\varepsilon_0 \cdot \pi \cdot d^2)$ и $\varepsilon'' = \varepsilon' \cdot \text{tg}\delta$ соответственно (ε_0 – электрическая постоянная, d – диаметр электрода). Действительную часть электропроводности рассчитывали по формуле $\sigma' = 2\pi f \varepsilon_0 \varepsilon''$.

Для исследования температурных зависимостей диэлектрических характеристик ЭКС измерительную ячейку размещали в термостате, соединенном при помощи теплоизолированных шлангов с контуром жидкостного термостата ВТ10-2. Контроль температуры вели с использованием измерителя температуры Testo 925 и откалиброванной термопары типа К, расположенной на поверхности образца. Для обеспечения равномерного прогрева образец выдерживался при температуре измерения не менее 15 минут.

В изученном диапазоне частот наблюдали релаксационный процесс, который определяет резкое нарастание ε' в области частот поля менее 1 кГц, причем с повышением температуры частота поля, при которой начинает резко повышаться ε' , смещается в область более высоких частот (рис. 3). Отчетливо выраженный максимум $\text{tg}\delta$ при повышении температуры возрастает по амплитуде и смещается в область более высоких частот. Смещение в область высоких частот релаксационного процесса с повышением температуры приводит к нетипичной зависимости $\text{tg}\delta$ на частоте 50 Гц. Так, в рассматриваемой ЭКС $\text{tg}\delta$ снижается, то есть наблюдается отрицательный температурный коэффициент.

Расчет σ' показывает (рис. 4), что с повышением температуры наблюдается возрастание σ' во всем изученном частотном диапазоне и характер

частотной зависимости не меняется. На частоте 50 Гц температурная зависимость σ' удовлетворительно подчиняется аррениусовскому закону с практически одинаковой энергией активации $E_a \sim 32$ кДж/моль.



Рис. 2. Воспламенение образца ЭКС

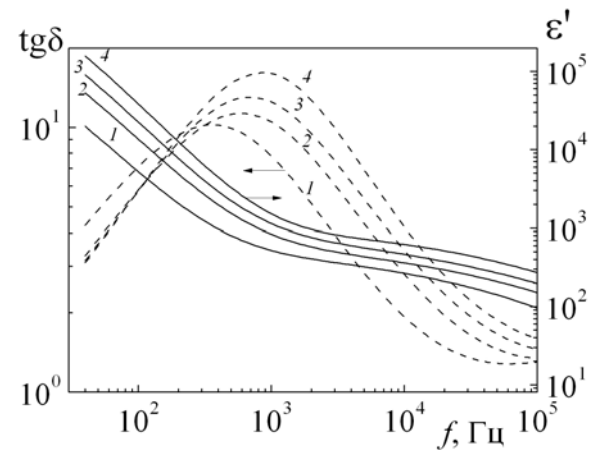


Рис. 3. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь и относительной диэлектрической проницаемости ЭКС при температурах 25 (1), 43 (2), 57 (3) и 75 °C (4)

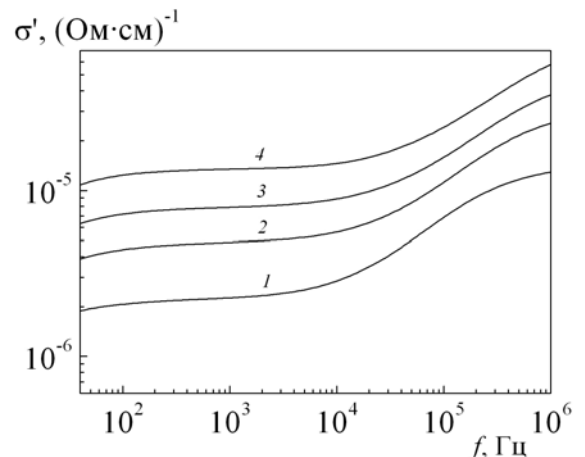


Рис. 4. Частотные зависимости действительной части электропроводности ЭКС при температурах 25 (1), 43 (2), 57 (3) и 75 °C (4)

Отметим, что изучаемые ЭКС обладают достаточно высокой электропроводностью. Однако даже при температуре ~ 87 °C практически не заметно снижение σ' в области низких частот, что характерно для проявления эффекта экранирования

электрического поля в объеме образца из-за формирования двойного электрического слоя в приэлектродной области [5].

Высокая электропроводность ЭКС является необходимым условием реализации тепловых форм электрического пробоя. В переменном электрическом поле за счет диэлектрических потерь образец будет нагреваться и если тепловой поток будет больше, чем потери тепла в окружающую среду, то тепловое равновесие не установится и нагрев завершится прожигом или расплавлением диэлектрика.

Если пренебрегать оттоком тепла на электроды и в окружающую среду, а также считать напряжение на образце независимым от времени (учитывая, что частота поля 50 Гц и диэлектрические потери достаточно велики сделанные допущения вполне оправданы) время нагрева образца (t_d) до температуры разложения ЭКС (T_d) за счет джоулева нагрева в переменном электрическом поле можно

рассчитать по формуле
$$t_d = \int_{T_0}^{T_d} \frac{c_p \rho}{E^2 \sigma'_0 \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)} dT,$$

где c_p – теплоемкость, ρ – плотность, E – напряженность электрического поля, равная U/l , R – газовая постоянная.

Результаты расчетов при E_a равных 25, 30, 35 и 40 кДж/моль и одинаковой электропроводности (σ'_0) при $T_0=23^\circ\text{C}$ представлены на рисунке 5.

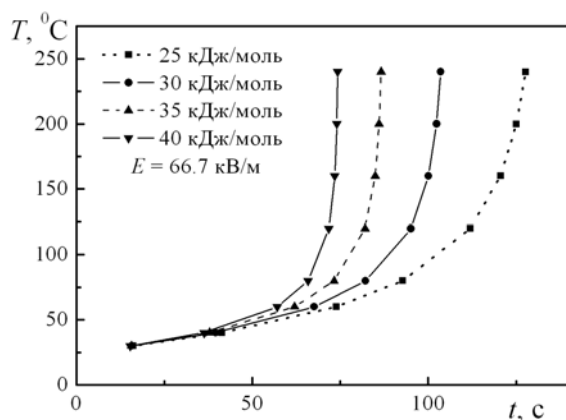


Рис. 5. Зависимость температуры образца от времени действия переменного электрического поля с частотой 50 Гц при различных энергиях активации электропроводности

Видно, что резкое повышение температуры происходит в достаточно узком диапазоне времени воздействия электрического поля. Естественно, снижение E_a с 25 до 40 кДж/моль снижает темп повышения температуры образца.

Температура воспламенения (T_d) ЭКС принята 160°C по результатам работ [6,7]. Приведенные на рис.5 результаты расчетов показывают, что при $E_a > 30$ кДж/моль ошибка определения T_d будет слабо влиять на оценку величины времени воспламенения. При напряжении $U = 2$ кВ и $l = 3$ см с учетом экспериментально полученной на частоте 50 Гц электропроводности ЭКС для достижения температуры воспламенения $T_d=160^\circ\text{C}$ требуется ~ 95 с, тогда как возгорание произошло за ~ 2 с.

Отмеченную аномалию при воздействии переменного электрического поля на образцы ЭКС, содержащих связующее на основе тринитрата глицерина, перхлората аммония, октогена и алюминиевого порошка, можно интерпретировать с учетом хорошо известного в электрохимии явления – формирования двойного электрического слоя в приэлектродной области за счет перемещения к нему противоионов [8]. В этом случае практически все падение напряжения внешней цепи оказывается приложенным не ко всему объему образца, а сосредоточено в двойном электрическом слое в области электрода.

Таким образом, в переменном электрическом поле промышленной частоты легко достигаются условия для воспламенения ЭКС на основе тринитрата глицерина. Анализ физических процессов, вызывающих воспламенение, обнаружил определяющее влияние температурной зависимости действительной части комплексной электропроводности и явлений, происходящих в ЭКС вблизи поверхности электрода.

Литература

1. Плюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот. – М.: Энергия, 1968. 312с.
2. Садовничий Д. Н., Милехин Ю. М., Малинин С. А., Воропаев И. Д., Богданова Е. В. // Физика горения и взрыва. 2017. Т. 53. № 5. С.132-140.
3. Кучинский Г. С. Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. – Л.: Энергия, 1979. 224с.
4. Садовничий Д. Н., Милехин Ю. М., Лопаткин С. А., Скрипина Т. С., Малинин С. А., Гросс И. Н. // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54 (Принята в печать).
5. Broadband Dielectric Spectroscopy / Ed. by F. Kremer and A. Schönhal. – Berlin: Springer, 2002. 723с.
6. Энергетические конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь / Под ред. Б. П. Жукова. – М.: Янус К, 2000. 598с.
7. Штейнберг А. С. Быстрые реакции в энергоемких системах: высокотемпературное разложение ракетных топлив и взрывчатых веществ. – М.: Физматлит, 2006. 208с.
8. Дамаскин Б. Б., Петрий О. А., Цирлина Г. А. Электрохимия: Учебник для вузов. – М.: Химия, 2001. – 624с.

ОСОБЕННОСТИ СВС ПРОЦЕССА В РЕАКТОРЕ ПРОСТОЙ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Лихошва В.П.¹, Глушков Д.В.¹, Рейнталь Е.А.¹, Савин В.В.², Савина Л.А.², Чайка В.А.²

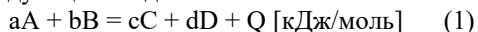
¹ФТИМС НАН Украины (Киев)

²БФУ им. И. Канта (Россия, Калининград)

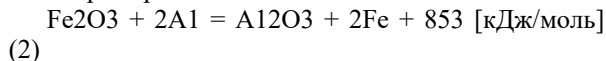
При разработке новых гибридных технологий, например, литейно-СВС (самораспространяющийся высокотемпературный синтез) технологий для получения биметаллического и многослойного литья, композиционных материалов и других, в которых используется тепло реакций СВС, необходимо обеспечить процесс течения экзотермической реакции с прогнозируемым выделением тепла. В течение процесса СВС самым важным, с точки зрения энерговыделения, является период стационарного режима горения. При наиболее простом рассмотрении процесса принято считать, что все точки теплового фронта движутся с постоянной скоростью. Фронт волны горения – это некая область пространства со своим объемом и массой, ограниченная шириной зоны реакции. Одновременно в каждый момент времени участвует определенная масса вещества, вступающего в реакции. Полностью исключить переходные процессы в условиях организации и течения процесса СВС достаточно сложно, а порой и практически невозможно, но они в общем объеме СВС с позиции характера выделения тепловой энергии в определенных условиях могут составлять незначительную часть и не оказывать существенного влияния на процессы выделения тепла.

В работе была поставлена задача исследования процесса СВС со стационарным режимом течения реакции твердофазного горения в реакторах несложной геометрической формы.

Будем считать, что в процессе СВС при взаимодействии реагентов выделяется энергия, приходящаяся на 1 моль участвующих в реакции веществ. В основу расчетов положим реакцию следующего вида:



например



где Q – количество энергии в кДж, приходящейся на один моль участвующих в реакции веществ.

Выбор указанной реакции не случаен, так как она широко применяется в литейных и других металлургических процессах, например, сварке. Массовое содержание участвующих в реакции реагентов определяет количество выделенной энергии.

С позиции технологической целесообразности расчеты выделенной в реакции энергии лучше производить в пересчете на 1 г шихты (порошковой смеси реагентов, вступающих в реакцию). Перерасчет можно провести на основе теории

соответствия молярной и весовой массы используемых веществ (шихты):

$$M_{\text{ш}} = n \times M_{\text{м}} \quad (3)$$

где n – количество молей реагирующего вещества (шихты), определяемое по химическому составу шихты; $M_{\text{м}}$ – молярная масса.

Обозначим q [кДж/г] – количество энергии, выделяемой одним граммом (1 г) шихты, участвующей в реакции СВС.

Всю энергию, выделяемую в данной реакции при участии массы вещества $M_{\text{ш}}$, определим как:

$$W_{\text{к}} = Q \times n = q \times M_{\text{ш}} \text{ [кДж]} \quad (4)$$

Дополнительное управление тепловыделением возможно за счет изменения поверхности контакта взаимодействующих веществ (меняя дисперсность порошков, насыпную плотность порошковой смеси, геометрические размеры реактора), либо изменяя шихтовый состав (например, вводя дополнительные инертные компоненты, которые могут влиять на тепловыделение реакции). Мы не будем детализировать влияние этих факторов, а рассмотрим процесс в рамках их постоянства (неизменности).

В химической кинетике приводится определение скорости химической реакции, как число элементарных актов химического взаимодействия, совершающихся за единицу времени в единице реакционного пространства. Следовательно, определить скорость гетерогенной химической реакции можно с помощью уравнения:

$$v_p = \frac{\Delta n}{\Delta t \times S_{\text{ф}}}, \text{ моль/м}^2 \cdot \text{с} \quad (5)$$

где Δn – количество молей исходных веществ (шихты), участвующих в реакции за промежуток времени (Δt), $S_{\text{ф}}$ – площадь фронта волны горения.

Массу шихты, участвующей в реакции за промежуток времени (Δt) можно выразить через выделения (4) и (5), получим:

$$M_{\text{ш}} = v_p \times \Delta t \times S_{\text{ф}} \times M_{\text{ш}} \text{ [г]} \quad (6)$$

Количество выделяемой энергии в гетерогенной реакции СВС выразим зависимостью:

$$W_{\text{к}} = Q \times v_p \times S_{\text{ф}} \times \Delta t = q \times v_p \times S_{\text{ф}} \times M_{\text{ш}} \times \Delta t \text{ [кДж]} \quad (7)$$

Таким образом, количество тепловой энергии в стационарном процессе СВС пропорционально энергии, выделенной одним граммом шихты, скорости химической реакции, площади волны горения, молярной массе шихты (веществ, участвующих в первой стадии реакции) и времени процесса.

В ряде технологических процессов важно знать темп выделения энергии (количество выделяемой энергии в единицу времени) – мощность теплового

процесса. Этот параметр определяет характер нагрева металлических и неметаллических конструкций самого реактора, объектов, которые нужно нагреть, а также газа (атмосферы), находящегося в камере горения.

Управление тепловой мощностью СВС является важным аспектом для проектирования технологической оснастки, правильной организации процесса, получения качественной продукции СВС процесса.

Обозначим темп выделения энергии ($P_{\text{тп}}$) – мощность теплового процесса за промежуток времени (Δt) и определим его значение, разделив обе части уравнения (7) на Δt . В результате получим выражение:

$$P_{\text{тп}} = \frac{W_{\text{тп}}}{\Delta t} = Q \times v_p \times s_s = q \times v_p \times s_s \times M_n, \text{ [кДж/мин]} \quad (8)$$

Поскольку мы изучаем стационарный процесс течения реакции СВС, то принимаем, что в каждый момент времени в реакцию вступает одинаковое количество вещества (шихты). Из выражения (8) следует, что при таком подходе мощность тепловыделения (температура выделения энергии) зависит от скорости химической реакции и размера площади поверхности волны горения. При выполнении условий, что ряд физико-химических и технологических параметров процесса не меняются (скорость протекания реакции, глубина зоны горения, плотность реагирующего порошкового материала) представленные зависимости описывают равновесные или квазиравновесные условия протекания реакций СВС.

Однако, уравнение (8) не учитывает такие параметры как изменение давления газовой среды в зоне реакции, нестационарное изменение температуры, дисперсность порошка и др. Тем не менее, полученное выражение с определенными допущениями можно применять для приближенных расчетов с минимальной динамикой изменения состояния среды. Последнее можно достичь, применяя специальную (простую) конструкцию реактора. В этом случае можно рассчитывать (описывать) ключевые параметры процесса СВС.

Важно определить кинетические параметры процесса во времени. Предположим, что процесс СВС ограничен фронтом волны горения (зоной реакции). В определенный момент времени каждая материальная точка находится в каком-то одном термодинамическом состоянии и только определенное количество из них в этот момент участвует в химической реакции. Все точки, участвующие в химической реакции, составляют некую фронтальную поверхность движущейся волны горения в стационарном режиме, которая ограничена формой реактора процесса СВС и площадью (S_v).

Рассмотрим несколько случаев развития СВС процесса в реакторе с конфигурацией из различных стандартных геометрических фигур с позиции формирования площади поверхности волны горения. В нашем случае (получение плоских

биметаллических конструкций) форма реактора – это прямоугольный параллелепипед или куб. Для каждой из конфигураций движение волны горения, а также ее фронтальная площадь зависят от выбора точки зажигания шихтовой смеси.

В таком случае возможны два варианта образования поверхности горения (см. рис. 1): точка 1 поджога находится на поверхности в центре прямоугольного или квадратного сечения реакционной камеры; точка 2 поджога находится на поверхности вне центра прямоугольного или квадратного сечения реакционной камеры.

После поджога образуется точечный сферический очаг возгорания, радиус которого со временем увеличивается, формируя устойчивую площадь поверхности горения.

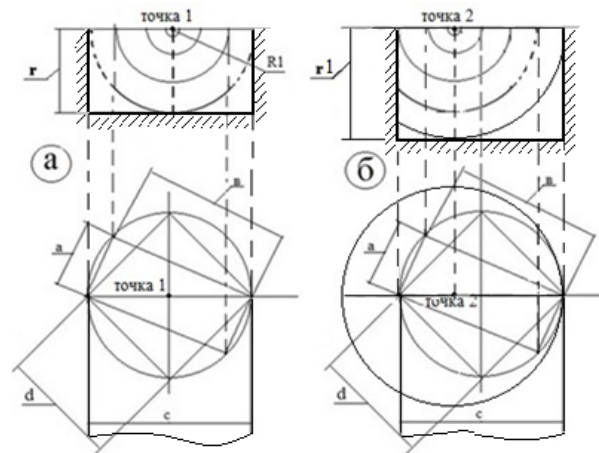


Рис.1. Схема формирования поверхности (площади) волны горения в реакторах квадратной или прямоугольной формы:
а – возгорание в точке 1; б – возгорание в точке 2

В переходной период (от начала горения до момента стабилизации площади поверхности) прирост количества выделяемой энергии реакции СВС пропорционален приросту площади реакции горения. В таком случае прирост количества тепловой энергии происходит линейно и пропорционально приросту площади поверхности горения. Его можно оценить согласно зависимостям (7) и (8).

Рассмотрим первый случай (рис. 1а, точка 1). Прирост площади горения прекращается при достижении волны горения размера r , равного радиусу вписанной окружности формы геометрической фигуры камеры горения (в данном случае это прямоугольник площадью S). Приняв во внимание, что отношение площади сферической поверхности к ее проекции на плоскость пропорциональны, находим площадь последующего стабильного развития реакции СВС:

$$S_{\text{пс}}/S_{\text{кр}} = S_v/S \quad (9)$$

где $S_{\text{пс}}$ – площадь поверхности полусферы, $S_{\text{кр}}$ – площадь круга.

Отсюда площадь поверхности стабильного горения в данном случае для камеры горения прямоугольного сечения равна:

$$2\pi R^2/\pi R^2 = S_v/(a \times b); \quad S_v = 2 \times a \times b = 2 \times S \quad (10)$$

Для камеры горения квадратного сечения:

$$S_b = 2 \times d^2 = 2 \times S \quad (11)$$

где a , b – стороны прямоугольника, d – сторона квадрата.

Следовательно, площадь фронтальной поверхности волны горения для реакторов геометрической конфигурации параллелепипед или куб равна удвоенной площади сечения камеры горения ($S_b = 2 \times S$).

С учетом таких зависимостей получаем выражения для мощности теплового потока в реакторах горения этого типа:

$$R_{\text{теп}} = Q \times v_f \times S_b = 2 \times Q \times v_f \times S, [\text{кДж/мин}] \quad (12)$$

Полученные выражения взаимосвязи фронтальной площади волны горения с площадью сечения реакторов с несложной геометрией будут способствовать упрощению теплофизических расчетов (объема выделенной энергии, определения времени протекания процесса и темпа выделения тепловой энергии) и обработке результатов экспериментов для данных видов камер горения (определения линейной скорости реакции).

В случае расположения источника возгорания вне центра поверхностного сечения реакционной камеры (см. рис.1, б) развитие процесса протекает аналогично предыдущему случаю с той разницей, что изменяется кривизна поверхности горения. Тем не менее, после стабилизации поверхности горения процесс протекает аналогично предыдущему случаю.

Таким образом, при одинаковой скорости горения корректируя геометрические размеры реактора можно изменять мощность процесса.

Полученные аналитические зависимости открывают возможность управления и корректировки тепловой мощностью реактора (темпом выделения энергии) в пределах использования одного шихтового материала, что является важным при создании технологии получения биметаллического и многослойного лития, а также других технологических процессах.

Другим технологически важным параметром, определяющим мощность тепловыделения, является скорость реакции в процессе горения. В литературных источниках сложно найти необходимые корректные данные о скорости реакции в стационарном режиме горения, тем более в привязке к исходному состоянию шихтовых материалов (дисперсности порошковых составляющих, их влажности, отклонениях от стехиометрического соотношения компонентов и др.), насыпной плотности, геометрии и физических характеристик материала реактора горения и прочее. Тем не менее, как уже отмечалось, рационально использовать тепловыделение при создании новых технологий крайне важно и необходимо, как по технологическим, так и экономическим требованиям. В этой связи определение скорости реакции горения должно являться промежуточной стадией при разработке новых гибридных технологических процессов,

применяющих СВС с учетом геометрии и материалов реактора горения.

В этой связи в работе использовали следующую экспериментальную схему определения распространения волны горения. При закладке схемы эксперимента (рис. 2) исходили из того, что основные зоны волны горения (предпламенная, горения и догорания) движутся с постоянной во времени и одинаковой скоростью.

Реактор горения изготовлен из материала, используемого в литейном процессе на основе ХТС [1]. Геометрия реактора в сечении – параллелепипед или квадрат с заданным поперечным сечением. После засыпки порошковой шихты зона реакции закрывалась крышкой из материала реактора для уменьшения воздействия внешней среды.

Экспериментально определяли разницу во времени при показаниях одинаковых температур на двух термопарах (согласно схеме рис. 2). На основании экспериментальных данных рассчитывали среднее значение скорости движения волны горения. Полученная величина являлась базой для последующих расчетов и моделирования технологического процесса. Практически, в работе измеряли скорость движения теплового фронта, путем изменения температуры в контролируемых точках во времени при прохождении через них волны горения.

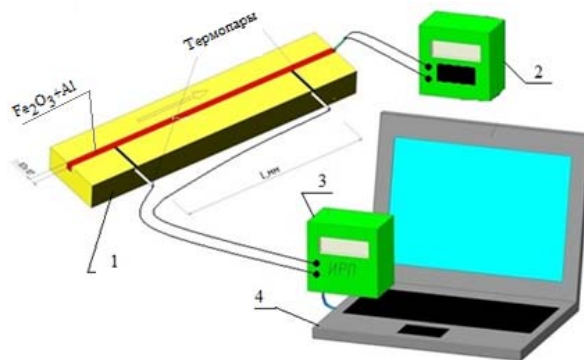


Рис. 2. Схема определения скорости волны горения СВС процесса в имитационном реакторе горения: 1 – реактор, 2 – управляемое устройство поджога реакции, 3 – быстродействующее регистрирующее устройство показаний термопар, 4 – компьютер

Графики измерения температуры во времени двумя термопарами для предложенной реакции СВС представлены на рис. 3. Из рис. 3 видно, что графики идентичны, а это значит, что развитие процесса нагрева в разных точках жёлоба при прохождении волны горения протекает одинаково. А это с хорошей степенью допущения значит, что реализуется стационарный процесс течения СВС.

Адиабатическая температура горения для этой реакции по литературным данным $T_A = 3622 \text{ K}$ ($3349 \text{ }^{\circ}\text{C}$) [2]. Провести полный процесс измерения температуры до значений (T_A) в нашем случае не представляется возможным, поэтому мы с помощью термопар проводили измерения в

диапазон ($0 \div 1800$) °C, а последующий интервал дополняли аппроксимированием до ТА.

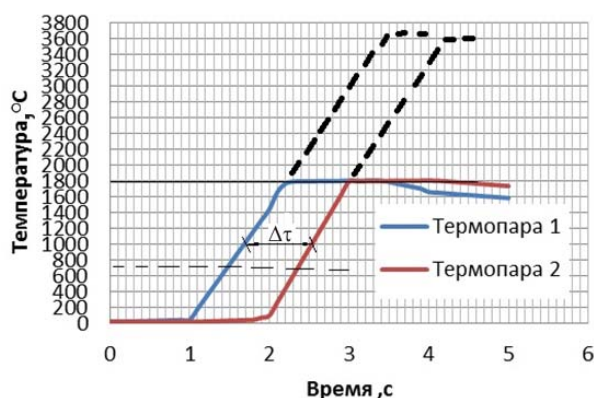


Рисунок 3. Графики изменения температуры в двух точках, в которых расположены две термопары на расстоянии (L) друг от друга при стационарном движении волны горения по желобу шихты на основе составляющих реакции ($\text{Fe}_2\text{O}_3+2\text{Al}$).

Величина наклона этих кривых, с учетом инерционности процесса измерения температуры, для нашего случая с высокой степенью допущения отражает темп прироста тепловой энергии.

Расстояние между кривыми по шкале времени (Δt) соответствует прохождению волны горения от термопары 1 до термопары 2. Оно является искомым. Среднее значение этой величины, определенное по массиву, содержащему более 20 экспериментальных точек. Это позволило с достоверностью 0,95 получить статистическую ошибку менее 3%.

Определение Δt проводили при различных температурах, что в совокупности дало экспериментальное значение $\Delta t_{\text{ср}} = (0,842 \pm 0,025)$ с.

Стационарное течение СВС процесса на этом участке позволяет определить среднюю скорость движение волны горения по линейному закону:

$$|v_p| = L / \Delta t_{\text{ср}} \quad (13)$$

где L — расстояние между термопарами ($L = 0,289 \pm 0,002$ м).

Таким образом, на основании представления о равномерности скорости основных зон волны горения в стационарном режиме, в привязке к технологическому процессу получения биметаллического литья (с учетом применяемых в

этом процессе материалов) в работе определена (технологическая) скорость волны горения для реакции ($\text{Fe}_2\text{O}_3+2\text{Al}$):

$$v_{\text{тех}} = |v_p| = (0,343 \pm 0,015) \text{ м/с.}$$

Наличие экспериментальных данных для технологической скорости волны горения в реакторах простой формы (с заданными параметрами конструкции и материала) позволяет перейти к решению основного технологического вопроса: управление тепловыделением в стационарном процессе СВС. Речь идет о конкретизации и детализации способа влияния на следующие параметры процесса, которые мы считаем постоянными при СВС: количество тепловой энергии, выделяемой одним граммом шихты; скорость химической реакции; площадь поверхности волны горения; молярная масса веществ, участвующих в реакции взаимодействия. Это можно реализовать следующим способом: подбор реагентов реакции (шихтовых материалов); подготовка шихтовых материалов к процессу (выбор необходимой дисперсности порошка и плотности шихты); оптимизация конструкции (формы и размеров) камеры горения; подготовка оборудования; реализация стабильной инициализации процесса возгорания.

Исследование было поддержано из средств субсидии, выделенной на реализацию Программы повышения конкурентоспособности БФУ им. И. Канта. Работа выполнена по ФЦП №14.578.21.0252 идентификационный номер RFMEF157817X0252, финансируемого Министерством образования и науки Российской Федерации.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Финкельштейн А.Б., Новожилов Н.Ю., Хуснуллин Д.В., Шефер А.А. Исследование стержневой смеси на связующей композиции Cordis-Anorgit// Ж. Литейное производство. – N4 (2015). – С.15-18;
2. Новиков Н.П., Боровинская И.П., Мержанов А. Г. Термодинамический анализ реакции самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Процессы горения в химической технологии и металлургии. – Черноголовка, 1975. – С. 174 – 188.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СИНТЕЗ МЕДНЫХ ПОКРЫТИЙ ИЗ СЛОЕВОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ КОМПОЗИЦИИ «ОКСИД МЕДИ – БОР – СТЕКЛО»

А. М. Шутьпеков, О. В. Лапшин

Томский научный центр СО РАН
634021, Россия, Томск, пр. Академический, 10/4
E-mail: shulp@yandex.ru

В настоящее время тонкопленочные композиции находят широкое применение в оптических волноводах, нейтронных зеркалах, микроэлектромеханических системах (MEMS), они используются для создания защитных покрытий, а также в качестве нагревательных элементов [1, 2].

Используя преимущества самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) такие композиции можно получать при низких энергозатратах.

Цель работы - исследование закономерностей формирования медных покрытий в при СВС в тонких слоях порошковой системы $\text{CuO} - \text{B} - \text{стекло}$.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В экспериментах использовались порошки оксида меди (CuO) осч 9-2 ТУ 6-09-02-391-85 и коричневого бора, в качестве инертного вещества – порошок борвинцового стекла ($\text{PbO-SiO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$). Исходный образец состоял из тонкого слоя порошковой смеси $\text{CuO}+\text{B}$ +стекло (или без него), помещенного на керамическую пластину. Реакцию синтеза по схеме $3\text{CuO}+2\text{B} \rightarrow 3\text{Cu}+\text{B}_2\text{O}_3$ проводили в двух режимах: горения и теплового взрыва.

Для инициирования волны синтеза реакционный образец размещали на печи и его подогревали. Затем к образцу подводили спираль, подключенную к ЛАТРу. В середине образца размещали термопару (ТХА), сигнал с которой подавался на вход аналогово-цифрового преобразователя. Скорость фронта горения определяли как время прохождения фронтом горения по образцу определенного расстояния, которое измеряли с точностью 1 мм, а время прохождения фиксировали с помощью секундомера с точностью до 0,01 сек.

Для синтеза в условиях теплового взрыва исходный образец помещали в трубчатую печь. В непосредственном контакте с образцом находилась термопара (ТХА), с помощью ЛАТРа устанавливали напряжение на печи 70 – 120 В и включали запись данных с АЦП. После возникновения всплеска температуры запись продолжали в течение 1 – 2 мин, затем выключали запись с АЦП и печь.

Микроструктуру синтезированного образца исследовали с помощью микроскопа Axiovert 200M MAT. Рентгенофазовый анализ продуктов проводили с помощью дифрактометра ДРОН 1УМ.

Обсуждение экспериментальных результатов

Методом визуального наблюдения установлено, что волна процесс распространения волны горения состоит из серии вспышек, инициирование которых

происходит последовательно друг за другом и напоминает эстафетный механизм.

Была изучена скорость распространения фронта реакции в зависимости от толщины слоя исходной смеси (рис. 1). Данная зависимость имеет максимум и близка к параболической. Обнаружено, что при толщине слоя менее $1 \cdot 10^{-4}$ м движения фронта не происходит: волна горения либо останавливается, либо двигается в неустойчивом режиме – реакция протекает только на отдельных участках, сплошной фронт отсутствует. При толщине слоя более $4 \cdot 10^{-4}$ м фронт сплошной, скорость его распространения возрастает с увеличением толщины слоя.

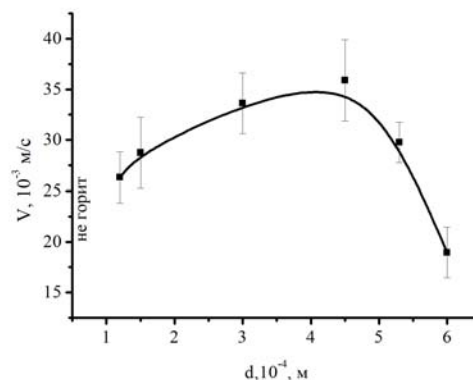


Рис. 1. Зависимость скорости распространения фронта горения от толщины слоя

Полученные результаты можно объяснить тем, что с увеличением толщины реакционного слоя последний становится менее чувствительным к теплоотводу в пластину, вследствие чего характеристики горения улучшаются. Однако, начиная с толщины реакционного слоя около $4,5 \cdot 10^{-4}$ м, скорость фронта горения резко падает, что, возможно, связано с неравномерным прогревом слоя к моменту инициирования в нем химической реакции.

Влияние толщины слоя на термограмму синтеза в системе $\text{CuO} - \text{B} - \text{стекло}$ в режиме теплового взрыва демонстрирует рис. 2, а. Показано, что при сравнительно небольшой толщине реакционного слоя, видимо, из-за значительных теплопотерь, происходит увеличение времени синтеза и существенное снижение его максимальной температуры. С увеличением толщины покрытия, когда теплопотери нивелируются на фоне экзотермического превращения, максимальная температура синтеза резко возрастает и остается практически постоянной.

С увеличением количества инертного разбавителя (стекла) в реакционном слое происходит уменьшение теплового эффекта от химической реакции, и при содержании инертного наполнителя 60 масс. % процесс синтеза осуществляется в мягких условиях, с достаточно малым саморазогревом (рис. 2, б). В последнем случае формируются равномерные медные покрытия с хорошей электропроводностью.

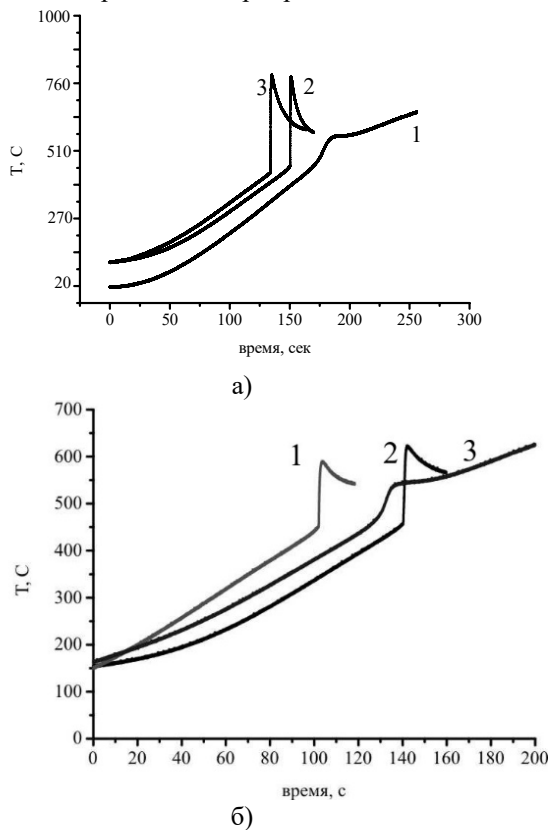


Рис. 2. Термограммы процесса в зависимости от толщины слоя исходной смеси (а): 1- $3,4 \cdot 10^{-4}$, 2 – $5,1 \cdot 10^{-4}$ и 3 – $9,2 \cdot 10^{-4}$ м, и при разбавлении исходной смеси стеклом (б). Массовая доля стекла в смеси: 1 – 50, 2 – 33, 3 – 66 мас. %.

II. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается образец, сформованный из стехиометрической смеси порошковых компонентов CuO и B с добавлением инертного наполнителя I (стекло) или без него, образующих в одностадийной химической реакции продукт $3Cu + B_2O_3$. Разность в плотностях и теплоемкостях исходной смеси и продукта не учитывается. Образец находится в печи с температурой T_n .

Математическое моделирование процессов будем проводить в макроскопическом приближении. Уравнение для скорости химического превращения исходной смеси в продукт реакции запишем в виде

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = f(\alpha) k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (1)$$

t - время; T - температура; α - глубина химического превращения, определенная как массовая доля продукта в реакционной смеси; R -

универсальная газовая постоянная; k_0 - предэкспонент; E - энергия активации химической реакции; $f(\alpha)$ - кинетический закон. Для упрощения дальнейших вычислений и получения аналитических соотношений положим $f(\alpha) = 1$.

Рассмотрим два предельных режима синтеза: волновой и объемный (тепловой взрыв).

Волновой синтез. Уравнение теплопроводности в тонкослойном реакционном образце в пренебрежении неравномерностью распределения температуры по его толщине и с учетом возможного плавления самого легкоплавкого компонента (Cu), образующегося в ходе синтеза, запишется в виде

$$[c_p - c_{Cu} L_{Cu} \delta(T - T_{L,Cu}) \alpha] \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho(1 - m_I)[Q + c_{Cu} L_{Cu} e(T - T_{L,Cu})] \frac{\partial \alpha}{\partial t} - \frac{\chi}{d}(T - T_n) \quad (2)$$

x - пространственная координата; c_p , ρ , λ - теплоемкость, плотность и теплопроводность исходной смеси; c_{Cu} - массовая концентрация Cu в конечном продукте реакции; m_I - относительная масса инерта в исходной смеси; Q - тепловой эффект реакции; χ - эффективный коэффициент теплообмена реакционного слоя с окружающей средой, d - толщина реакционного слоя; $T_{L,Cu}$, L_{Cu} - температура плавления и теплота плавления Cu ; $\delta(T - T_{L,Cu}) = \begin{cases} 0, T \neq T_{L,Cu} \\ \infty, T = T_{L,Cu} \end{cases}$ - дельта-функция Дирака; $e(T - T_{L,Cu}) = \begin{cases} 0, T < T_{L,Cu} \\ 1, T \geq T_{L,Cu} \end{cases}$ - функция Хэвисайда.

Начальные и граничные условия можно записать следующим образом

$$t=0: T(x) = T_n, \quad \alpha(x) = 0; \quad (3)$$

$$x=0: T = T_W \quad (t < t_W), \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (t \geq t_W);$$

$$x = +\infty: T = T_n \quad (4)$$

В (3), (4) T_w , t_w - температура накаливаемой стенки ($T_w > T_n$) и время ее соприкосновения с образцом.

Тепловой взрыв. Уравнение сохранения энергии в образце, в пренебрежении распределением температуры по объему вещества ($Bi \ll 1$) и в адиабатическом приближении, представим следующим образом

$$[c_p - c_{Cu} L_{Cu} \delta(T - T_{L,Cu}) \alpha] \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \rho(1 - m_I)[Q + c_{Cu} L_{Cu} e(T - T_{L,Cu})] \frac{\partial \alpha}{\partial t} + W \quad (5)$$

$W = \frac{\chi}{d}(T_n - T)$ - скорость теплообмена образца с внешней средой.

Также будем полагать, что температура печи, в которой находится реакционный образец, изменяется по линейному закону $T_n = T_H + \Omega t$, T_H – начальная температура, $\Omega \equiv const$.

Начальные условия имеют вид

$$t=0: T = T_H, \alpha = 0. \quad (6)$$

При численном исследовании математической модели (1) – (4), определяющей волновой синтез, уравнение теплопроводности решалось по неявной разностной схеме методом прогонки. В случае теплового взрыва система уравнений (1), (5) с начальным условием (6) рассчитывалась по схеме Эйлера 1-го порядка точности. В расчетах

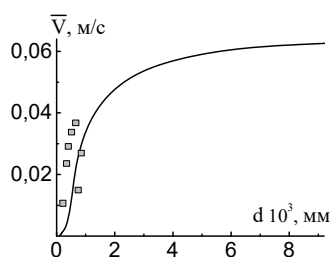


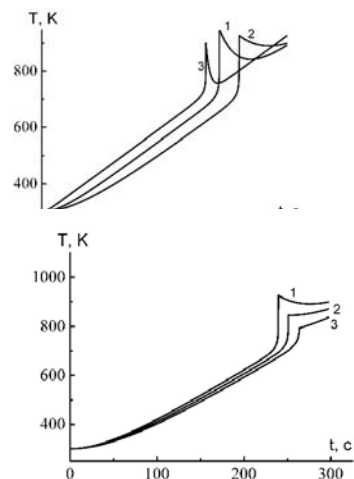
Рис. 3. Зависимость средней скорости горения образца от толщины реакционного слоя. Сплошная линия – расчет, квадрат – эксперимент.

использовались приведенные величины исходных параметров, взятых из работ [3, 4]. В дополнение к этому методом обратной задачи были получены следующие результаты оценки теплофизических и термокинетических параметров: $Q = 2.5 \cdot 10^5$ Дж/кг, $E = 184000$ Дж/моль, $k_0 = 10^{10}$ 1/с, $\chi = 62$ Дж/(м²Кс).

Зависимость средней скорости распространения фронта горения по тонкопленочному образцу демонстрирует рис. 3. Видно, что с увеличением толщины реакционного образца скорость распространения пламени растет, достигая предельной величины, соответствующей параметрам горения в адиабатических условиях.

Как следует из рисунка, теоретическая зависимость $\bar{v}(d)$, в отличие от экспериментальной (рис. 2), не имеет максимума в силу принятых выше допущений в математической модели. В то же время, численный расчет хорошо соответствует данным экспериментальных исследований.

Из рис. 4 следует, что с уменьшением толщины реакционного слоя, за счет более сильного влияния теплоотвода на динамику синтеза, тепловой взрыв осуществляется с меньшим разогревом (а). Разбавление реакционного образца инертным компонентом способствует увеличению общего времени синтеза и повышению температуры воспламенения смеси (б). В то же время, наличие стекла в смеси снижает тепловой эффект от



б)

химической реакции и, в конечном итоге, приводит к уменьшению максимальной температуры синтеза.

Рис. 4. Динамика температуры теплового взрыва в системе $CuO - B$ – стекло: а) при $m_i = 0.3$ и различных значениях толщины реакционного слоя $d = 10^{-3}$ м: 1 – 1, 2 – 0.5, 3 – 0.1; б) при $d = 10^{-3}$ и различных значениях степени разбавления m_i : 1 – 0.3, 2 – 0.5, 3 – 0.7.

Как показывают рис. 3 и 4, теоретические зависимости хорошо коррелируют с результатами экспериментов.

ВЫВОДЫ

1. Проведено экспериментальное исследование процесса синтеза в тонкослойной системе $Cu - B$ – стекло. Установлено, что горение происходит в многоочаговом режиме, а скорость фронта зависит от толщины реакционного слоя по параболическому закону с максимумом при толщине слоя $\approx 4 \cdot 10^{-4}$ м.

2. В макроскопическом приближении разработаны математические модели волнового синтеза и теплового взрыва в тонкослойной системе $Cu - B$ – стекло. Проведены численные расчеты динамики процесса. Теоретические оценки удовлетворительно соответствуют данным экспериментальных исследований. Методом обратной задачи определены теплофизические и термокинетические константы процесса.

Литература

1. Duckham A., Spey S. J., Wang J., Reiss M. E., Weihs T. P., Besnoin E., Knio O. M. Joining of stainless-steel specimens with nanostructured Al/Ni foils // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 96. P. 2336 – 2342.
2. Cao J., Feng J. C., Li Z. R. Microstructure and fracture properties of reaction-assisted diffusion bonding of TiAl intermetallic with Al/Ni multilayer foils // J. of Alloys and Compounds. 2008. Vol. 466. P. 363 – 367.
3. Физические величины: справочник / А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; под ред. С. Г. Григорьева, Е. З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
4. Смитлз К. Дж. Металлы. Справочник. М.: Металлургия, 1980. – 446 с.

СВС-СИНТЕЗ НАНОЛАМИНАТНЫХ МАТЕРИАЛОВ СИСТЕМЫ Ti-Cr-Al-C И ИХ ТЕРМООКИСЛИТЕЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ

Шульпеков А.М., ЛепакOVA О.К., Афанасьев Н.И., Голобоков Н.Н.

Томский научный центр СО РАН
634055, г. Томск, пр. Академический 10/4
E-mail: shulp@yandex.ru

Особенности строения кристаллических решеток наноламинатов обуславливают уникальное сочетание в себе свойств и металлов, и керамики: высокая электро- и теплопроводность, легко обрабатываются резанием, трещиностойки, стойки к высокотемпературному окислению и термическим ударам, пластичны при высоких температурах, обладают превосходной коррозионной стойкостью в агрессивных жидких средах и вместе с тем низкой плотностью, высокой упругостью, стабильны при температурах выше 1000 °С. Материалы на основе МАХ-фаз перспективны для применения в деталях, работающих в экстремальных условиях эксплуатации, например электрических контактах, подшипниках, нагревательных элементах, теплообменниках, в качестве высокотемпературной керамики [1]. Например, материалы на основе системы Ti-Si-C использованы авторами для создания электропроводящих полимерных композитов для электронагревателей с повышенными эксплуатационными характеристиками [2]. Получение материалов системы Ti-Cr-Al-C методом СВС изучалось многими авторами [3,4]. Показана перспективность использования материалов данной системы в качестве высокотемпературной керамики. Экспериментально установлено, что наилучшими свойствами обладают однофазные материалы на основе фаз Ti_3AlC_2 , Cr_2AlC . Однако ввиду сложности и многостадийности процессов, протекающих при СВС, фазовый состав в значительной степени зависит от исходных компонентов, их соотношения, способов подготовки шихты, условий проведения процесса. Это делает актуальными исследования направленные на дальнейшее изучение процессов в системе Ti-Cr-Al-C, структуру и свойства продуктов синтеза.

Целью работы является получение материалов на основе системы Ti-Cr-Al-C методом СВС, исследование физико-химических свойств материалов и механизма фазо- и структурообразования.

Исходными компонентами реакций служили порошки металлов не менее 99.5 мас.% основного вещества: Ti марки ПТС-1 (средний размер частиц $d = 1.0 \cdot 10^{-4}$ м), Cr - ПХ-1С ($d = 1.5 \cdot 10^{-4}$ м), Al - АСД-4 ($d = 5 \cdot 10^{-6}$ м) и С – сажа ПМ-15 ($d = 1.3 \cdot 10^{-7}$ м). Порошки перемешивали в соотношениях согласно таблице 1. Приготовленные смеси формовали в виде цилиндрических образцов диаметром 20 10^{-3} м с относительной плотностью 0.4 ± 0.6 . Горение образцами инициировалось с верхнего торца нагретой электроспиралью и поджигающим составом (Ti + 2В) в экспериментальной установке в

среде аргона (чистотой не менее 99.9%) при давлении $5 \cdot 10^5$ Па.

Табл. 1. Состав исходной смеси для синтеза материалов

№ обр	состав	Ti, мас. %	Cr, мас. %	Al, мас. %	C, мас. %
1	Ti_2AlC	71	0	20	9
2	$Ti_{1.9}Cr_{0.1}AlC$	67	4	20	9
3	$Ti_{1.5}Cr_{0.5}AlC$	52	19	20	9
4	$Ti_{1.1}Cr_{0.9}AlC$	38	33	20	9
5	Cr_2AlC	0	58	27	13

Установка представляла собой герметичную реакционную камеру, снабжённую оптическим стеклом и электрическими вводами, для инициирования горения и снятия электрических сигналов. После инициирования вдоль образцов распространялась самоподдерживающаяся реакционная волна. Процессы синтеза регистрировались термопарой ВР-5/20 толщиной $1 \cdot 10^{-4}$ м, которая размещалась внутри образца с нижнего его торца. Запись ЭДС проводилась аналого-цифровым преобразователем (частота дискретизации до 1 МГц) и анализировались на компьютере. Фазовый состав продуктов синтеза определяли на портативном настольном рентгеновском приборе РИКОР, (излучение $CoK\alpha$) предоставленный ТомЦКП СО РАН. Микроструктурные исследования проводили на оптическом микроскопе (Axiovert 200M, Karl Zeiss).

Явления, протекающие в волне горения смеси порошков титана, алюминия и сажи исследовались многими авторами [5]. Показано, что ведущей стадией процесса является реакция между титаном и углеродом, при этом взаимодействие протекает через расплав алюминия, который в данном случае является диффузионным ускорителем. Формирование МАХ-фаз по мнению авторов протекает при взаимодействии карбида титана и алюминидов титана на стадии первичного или вторичного структурообразования. Согласно данным термопарных измерений, введение хрома в смесь Ti-Al-C приводит к уменьшению температуры фронта волны (рис. 1). Причем, при содержании хрома в смеси до 20 мас. % изменение температуры невелико, а при большем его содержании температура резко уменьшается до 1450 К. Горение порошковых смесей, с содержанием хрома более 20 мас. % протекает в нестационарном режиме. Образец после синтеза состоит из карбида титана и $AlCr_2$, имеет слоистую структуру, хрупок и как

конструкционный материал интереса не представляет. При содержании хрома в смеси до 20 мас. % обнаруживаются фазы Ti_2AlC , Ti_3AlC_2 , и TiC в качестве примеси.

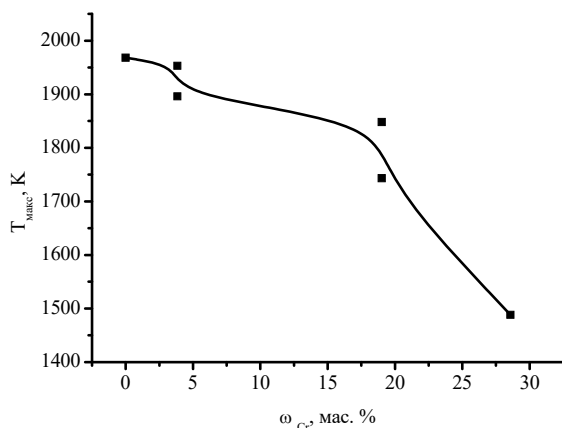


Рис. 1 Максимальная температура в волне горения с различным содержанием хрома в шихте.

Причем, образец без добавки хрома состоит из МАХ-фазы Ti_2AlC с небольшой примесью карбида титана (рис. 2). Добавка хрома приводит к появлению дополнительной к Ti_2AlC фазы Ti_3AlC_2 . А образец № 3 состоит из фазы Ti_3AlC_2 и примеси карбида титана. Таким образом, введение хрома стабилизирует фазу Ti_3AlC_2 . Присутствие хрома в качестве каких-либо соединений на рентгенограммах не обнаруживается. Согласно авторам [6] хром может замещать титан в решетке МАХ-фазы, что может объяснить отсутствие соединений хрома в образцах.

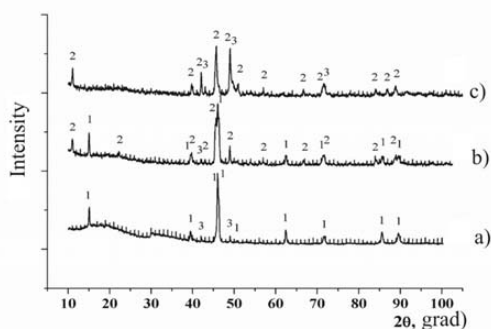


Рис. 2 Дифрактограммы продуктов синтеза а) обр. № 1, б) обр. № 2, в) обр. № 3.

Фазы: 1 – Ti_2AlC , 2 – Ti_3AlC_2 , 3 – TiC .

Изучение микроструктуры образцов так же свидетельствует о наличии кристаллов МАХ-фаз и карбида титана в виде мелких округлых частиц.

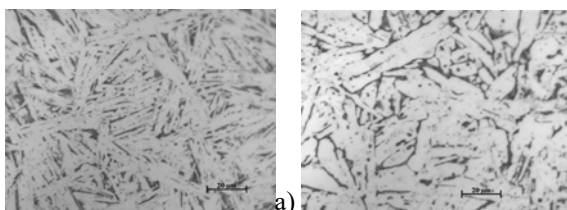


Рис. 3 Микроструктура продуктов синтеза: а) образец № 1, б) образец № 3.

Термоокислительную устойчивость материала изучали, нагревая полученные образцы, а также порошок с частицами диаметром 3-80 10^{-6} м, полученный измельчением образцов в керамической ступке в муфельной печи в среде воздуха при температуре 1198 и 1298 К.. Критерием устойчивости служило изменение массы образца после обжига (рис. 4). Видно, что наименьший привес имеют образцы № 3 и №4, содержащие в качестве основной МАХ-фазы $(TiCr)_2AlC$ и $(TiCr)_3AlC_2$.

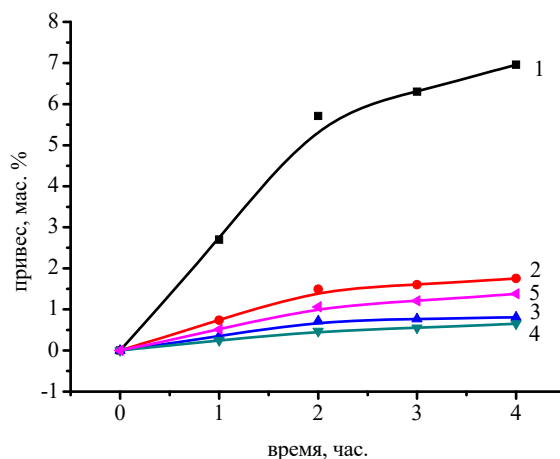


Рис. 4 Кинетика окисления образцов на воздухе при температуре 1198 К (номер кривой соответствует номеру образца).

После обжига на поверхности образца № 1 образуется рыхлая, плохо сцепленная с поверхностью пленка белого цвета с желтоватым оттенком. Поверхность образцов № 2-4 покрыта плотной пленкой серо-зеленого цвета.

На рентгенограмме, полученной непосредственно с поверхности окисленного образца (№ 1) наблюдаются фазы оксида титана (IV) и оксида алюминия, которые являются продуктами взаимодействия МАХ-фазы с кислородом воздуха (рис. 5). Кроме того, на рентгенограмме обнаружена фаза Ti_3AlC_2 . Однако исходный образец состоит из фаз Ti_2AlC и TiC . Можно предположить, что образование Ti_3AlC_2 происходит при взаимодействии Ti_2AlC с TiC во время термической обработки.

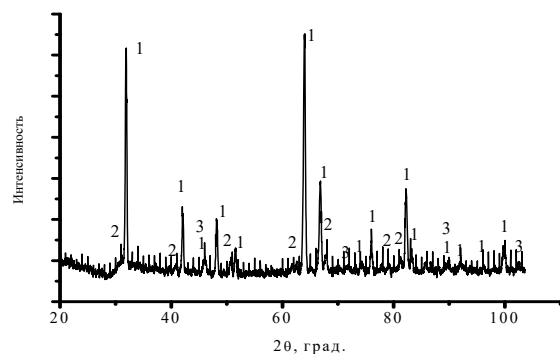
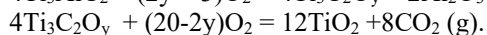
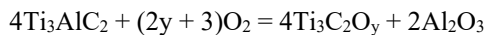


Рис. 5 Рентгенограмма поверхности образца № 1 после термообработки на воздухе при 1298 К. Фазы: 1 – TiO_2 , 2 – Al_2O_3 , 3 – Ti_3AlC_2 .

Обжиг порошков при температуре 1198 в течение 4 ч показал, что основными фазами при термодеструкции материала являются TiO_2 , Al_2O_3 а так же дополнительно Cr_2O_3 для образца № 3 и TiC для образца № 4.

Авторами [7] показано, что окисление МАХ-фаз системы Ti-Al-C протекает за счет диффузии кислорода вглубь образца и удаление углерода в виде его оксидов. Процесс можно представить в виде схемы:



Или суммарно:



Таким образом, пленка на поверхности образца состоит из смеси оксидов титана и алюминия. Пленка оксида титана, в отличие от Al_2O_3 , рыхлая, пористая и не обладает защитными свойствами. Повышенную термоокислительную устойчивость образцов № 2 и № 3 можно объяснить если учесть следующее. Структуру МАХ-фаз Ti-Cr-Al-C можно представить как нанослои карбидов $(\text{TiCr})_2\text{C}$ $(\text{TiCr})_3\text{C}_2$ разделенные слоями атомов алюминия. Таким образом, процесс окисления можно представить как взаимодействие с кислородом воздуха карбида титана и хрома. Известно, что окисление карбида хрома протекает труднее в связи с большей прочностью связи Cr-C по сравнению с прочностью связи Ti-C . Кроме того, пленка Cr_2O_3 более прочная и плотная по сравнению с TiO_2 . Таким образом, методом СВС получен материал основе системы Ti-Cr-Al-C . Исследованы процессы, протекающие в процессе СВ-синтеза. Металлографическими исследованиями и рентгенофазовым анализом выявлены фазы

$(\text{TiCr})_2\text{AlC}$, $(\text{TiCr})_3\text{AlC}_2$, TiC . Показано, что введение хрома от 5 до 20 мас. % в исходную смесь позволяет значительно повысить стойкость материала к окислению. Материалы перспективны для использования в качестве жаростойких конструкционных материалов.

Литература

1. Zhimou Liua, Erdong Wua, Jiemin Wanga and all // *Acta Materialia*. – 2014. – 73. 186–193.
2. Shulpekova A. M., Lepakova O. K., Golobokov N. N., and Dyukarev M. A. Self-propagating high-temperature synthesis of titanium carbosilicide and electrically conductive composite coatings on its basis // *Russian Physics Journal*, Vol. 60, No. 5, September, 2017 (Russian Original No. 5, May, 2017)
3. Levashov E.A., Pogozhev Yu.S., Shtansky D.V., Petrzhek M.I. // *Russ. J. Non-Ferrous Metals*. 2009. Vol. 50, № 2. P. 151.
4. Zhimei Sun, Rajeev Ahuja, Jochen M. // *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 68 (e224112). P. 4.
5. А.Ф. Федотов, А.П. Амосов, Е.И. Латухин, А.А. Ермошкин, Д.М. Давыдов Влияние газифицирующих добавок на фазовый состав продуктов горения при само-распространяющемся высокотемпературном синтезе МАХ-фаз в системе Ti-Al-C // *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*, т. 16. № 6. 2014.
6. Zhimou Liua, Erdong Wua, Jiemin Wanga, Yuhai Qian, Huimin Xiang, Xichao Li, Qianqian Jin, Guangai Sun, Xiping Chen, Jingyang Wang, Meishuan Li Crystal structure and formation mechanism of $(\text{Cr}_{2/3}\text{Ti}_{1/3})_3\text{AlC}_2$ MAX phase // *Acta Materialia* 73 (2014) 186–193.
7. G.M. Song, Y.T. Pei, W.G. Sloof, S.B. Li, J.Th.M. De Hosson and S. van der Zwaag Oxidation-induced crack healing in Ti_3AlC_2 ceramics // *Scripta Materialia* 58 (2008) 13–16.

МЕТАЛЛОКЕРАМИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ ТУГОПЛАВКИХ СОЕДИНЕНИЙ ДЛЯ УСЛОВИЙ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ЕГО СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

А.Н.Табаченко, А.Б. Скосырский, Л.С. Марцунова, В.А. Кудрявцев, С.В. Галсанов, А.Н. Ищенко, В.В. Буркин, А.Ю. Саммель, Е.Ю. Степанов, А.В. Чупашев

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27
E-mail: ichan@niipmm.tsu.ru

Условия функционирования высокоскоростных летательных аппаратов требуют обеспечения стойкости защитных конструкций от осколочных потоков различной природы. Широко применяемые в настоящее время однородные металлические или керамические материалы в составе защитных преград мало эффективны: металлические пластины тяжелые, керамические материалы являются хрупкими и ненадежными, и те, и другие не выдерживают интенсивных динамических нагрузок. В последнее время ведутся активные поиски путей повышения ударной стойкости защитных преград [1]. Одним из перспективных методов повышения физико-механических характеристик композиционных материалов для защитных преград является получение металлокерамических материалов с переменным составом, в том числе, слоистого типа [2,3].

В данной работе проводится исследование поведения комбинированного металлокерамического материала на основе высокотвердой керамики в связке с интерметаллидом на металлической подложке - $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})+\text{Ti}$ в условиях высокоскоростного соударения в сравнении с известными защитными материалами.

Разнообразие технологических схем позволяет получать методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) как компактные однородные металлокерамические материалы на основе тугоплавких карбидов, боридов, нитридов, интерметаллидов и т.д., так и материалы комбинированного строения, когда металлокерамика неразрывно связана с металлической подложкой или имеет градиентное строение. Для получения комбинированного металлокерамического материала, представляющего собой слоевую систему, используется композиция из двух слоев, один из которых представляет собой продукт экзотермической реакции системы $\text{Ti}+\text{B}+\text{Ni}$ в виде прослойки, полученной за счет приложения давления к разогретому СВС-продукту, а другой – инерт, роль которого играет металлический слой (Al, Fe, Ti) [4]. Для управления параметрами горения (скорости и температуры) экзотермических смесей порошков титана, бора и никеля при неизменном их количественном соотношении выбран способ регулирования среднего размера частиц бора, который осуществляется за счет смешивания двух марок порошков бора в

соотношении $\alpha = a/k$, где a – доля аморфного бора с размером частиц до 1 микрона, k – доля поликристаллического бора размером частиц около 53 микрон. Для установления зависимости параметров горения при СВС от соотношения α синтезированы композиционные материалы на основе диборида титана со связкой из никелида титана $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})$. Экспериментальные исследования показали, что скорость горения $U_{\text{гор}}$ выбранных экзотермических смесей (рис. 1, кривая 1) можно менять за счет дисперсности бора в несколько раз, в частности, от 8.3 см/с для смесей с аморфным бором до 1.5 см/с с поликристаллическим. Причем, изменение скорости горения от соотношения аморфного и поликристаллического бора имеет нелинейный характер. Температура горения T в системе $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})$ меняется от 2100 °С до 1750 °С и описывается более слабой зависимостью от соотношения V_a и V_k (рис. 1, кривая 2).

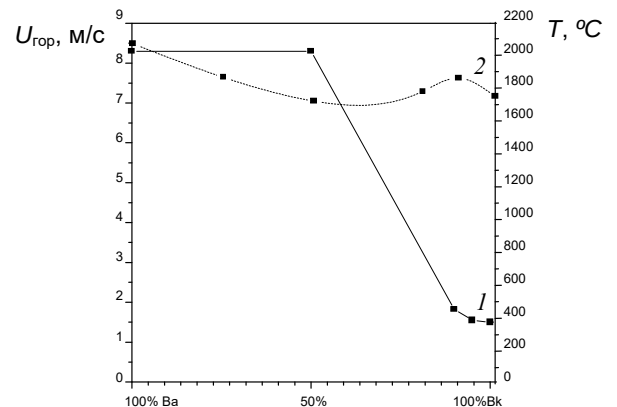


Рис.1. Зависимость скорости (1) и температуры (2) горения от соотношения аморфного и поликристаллического бора в системе TiB_2+NiTi

На рис. 2 представлено распределение температуры при СВС в модельной слоевой системе, состоящей из экзотермической порошковой смеси, соответствующей по составу TiB_2-NiTi и пластины из титана при соотношении толщины (ширины) слоев – 1:1. Расчет температурного поля проведен методом конечных разностей для адиабатических условий. По мере удаления от фронта волны горения по длине образца (аналог времени), происходит выравнивание температуры по ширине и длине образца. Вариации экзотермичности слоев, их толщины и количества в исходной порошковой заготовке позволяют получать СВС-методом композиционный

металлокерамический материал слоистого или градиентного строения.

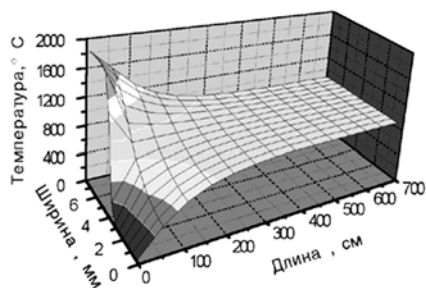


Рис. 2. Распределение температуры после СВС в слоевой системе ($\text{TiB}_2\text{-NiTi}$) и пластины из титана

На рис. 3 представлено распределение температуры при СВС в модельной слоевой системе, состоящей из двух слоев порошковой смеси с разной экзотермичностью, соответствующих по составу $(\text{TiB}_2)_x\text{-NiTi}$ и $(\text{TiB}_2)_y\text{-NiTi}$ при соотношении их толщины (ширины) – 1:1. Как и в предыдущем случае, по мере удаления от фронта волны горения по длине образца (аналог времени) происходит выравнивание температуры по ширине и длине образца, однако в зонах реакции наблюдается два фронта горения со своими температурными пиками. Вариация соотношения толщин экзотермических слоев и металлической подложки позволяют оптимизировать процесс практического получения композиционных материалов комбинированного строения, представляющих собой слоевую систему, состоящую из металлокерамического слоя неразрывно связанного с металлическим или металлокерамическим слоем другого состава.

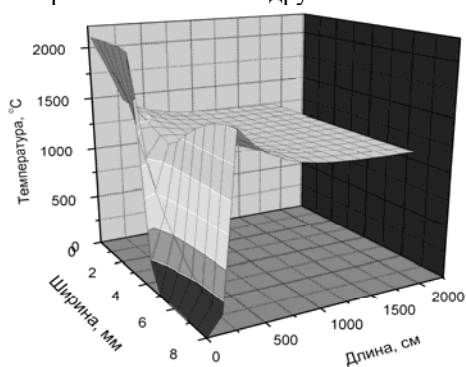


Рис. 3. Распределение температуры после СВС в двухслойной системе с разной экзотермичностью слоев $(\text{TiB}_2)_x\text{-NiTi}$ и $(\text{TiB}_2)_y\text{-NiTi}$ при соотношении их толщины (ширины) – 1:1

Методом СВС с приложением давления к продукту синтеза разработан комбинированный металлокерамический материал для защитных преград от высокоскоростного удара $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})+\text{Ti}$. Основу металлокерамического слоя материала составляет диборид титана (TiB_2) в связке с никелидом титана (NiTi). При СВС продукт экзотермической реакции системы $(\text{Ti}+\text{B}+\text{Ni})$, полученный за счет приложения давления к разогретому продукту синтеза, спекается с титановым слоем. В результате получен образец двухслойного металлокерамического материала $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})+\text{Ti}$, представленный на рис. 4 а:

лицевой слой толщиной 4,5 мм – металлокерамика $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})$ плотностью 4.92 г/см^3 , тыльный слой толщиной 3 мм – титан марки ВТ1-0 плотностью 4.505 г/см^3 . Микроструктура лицевого слоя – синтезированной металлокерамики TiB_2+NiTi (рис. 4 б), представляет собой смесь мелкокристаллических частиц TiB_2 размером до 5 мкм и равномерно распределенной связующей фазы NiTi . Введение металлической связки делает материал более пластичным, вязким, препятствует росту трещин при сжатии и особенно растяжении, когда разрушение идет в основном по границам зерен.

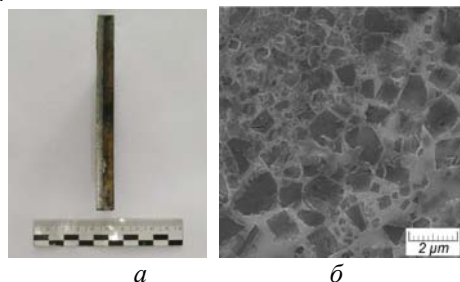


Рис. 4. Образец двухслойного металлокерамического материала (а) и микроструктура лицевого слоя (б)

С целью определения противоударной стойкости пластины из комбинированного металлокерамического материала $(\text{TiB}_2+\text{NiTi})+\text{Ti}$ в сравнении с пластинами из стали и титана при скорости удара порядка 2500 м/с на баллистическом стенде [5] проведены испытания соударения пластин из данных материалов со стальным сферическим ударником. Испытуемые образцы пластин характеризуются плотностью ρ_{sam} , толщиной h_{sam} и поверхностной плотностью $\rho_{\text{sam}} \cdot h_{\text{sam}}$. Стальной термоупрочнённый сферический ударник из стали ШХ-15 твердостью 70 HRC, диаметром 8 мм соударяется с составной мишенью, содержащей образец испытуемого материала, расположенный на массивном диске из алюминиевого сплава Д16Т толщиной 7 см («свидетеле») со скоростью V_0 (первая серия опытов). В «свидетеле» определялась глубина кратера h .

Таблица 1. Результаты баллистических испытаний (первая серия опытов)

Образец материала	$\rho_{\text{sam}}, \text{ г/см}^3$	$h_{\text{sam}}, \text{ мм}$	$\rho_{\text{sam}} \cdot h_{\text{sam}}, \text{ г/см}^2$	$V_0, \text{ м/с}$	$h, \text{ мм}$
Базовый эксперимент	2.78	70	19.46	2454	20.9
$(\text{TiB}_2+\text{NiTi})+\text{Ti}$	4.75	7.5	3.56	2481	9.3
Титан	4.32	8.0	3.41	2638	7.0
Ст-3	7.85	4.8	3.77	2413	9.9

Во второй серии экспериментов испытуемая пластина располагалась на расстоянии 210 мм от «свидетеля». В этом случае по видеосъемке определились значения скорости ударника V_0 до и скорости лидирующего осколка V_k после взаимодействия с преградой, а также измерялась глубина кратера h_k в «свидетеле» от удара

лидирующим осколком и угол разлета осколочного потока за первой преградой.

Таблица 2. Результаты баллистических испытаний
(вторая серия опытов)

Образец материала	V_0 , m/s	V_k , m/s	ΔV , %	h_k , mm	φ , град
(TiB ₂ +NiTi)+Ti	2395	1405	59	5.5	35.4
Титан	2433	1204	49	7.33	31.81
Сталь	2413	1403	58	6.45	24.91

При взаимодействии ударника с составной мишенью, содержащей TiB₂+NiTi+Ti (рис. 5), наблюдается частичное повреждение лицевого слоя, перфорация пластины в целом и полное разрушение ударника. В «свидетеле» образуется кратер.

Как видно, при ударе пластина из (TiB₂+NiTi)+Ti перфорирована, но сохраняет несущую способность.

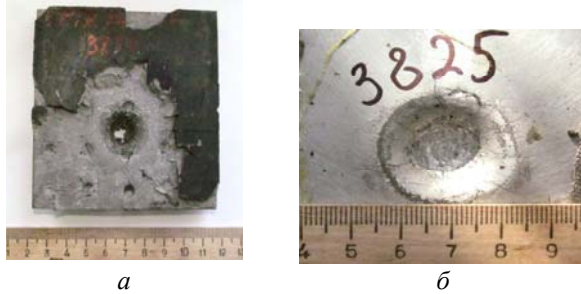


Рис. 5 Вид лицевой стороны пластины (TiB₂+NiTi)+Ti (а) и кратера в «свидетеле» (б) после соударения при $V_0 = 2481$ м/с

На рис. 6 запечатлен процесс пробития стальным сферическим ударником образца (TiB₂+NiTi)+Ti.

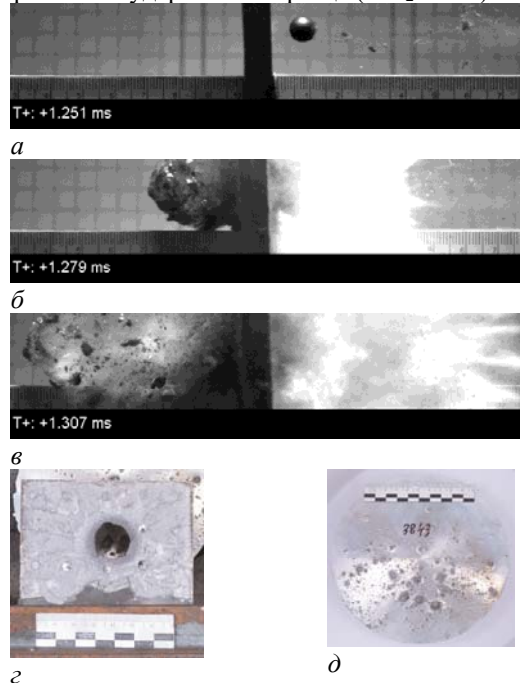


Рис. 6 Фоторегистрограмма пробития образца (TiB₂+NiTi)+Ti (а, б, в), вид остатка образца (г) и лицевой поверхности «свидетеля» (д) после соударения при $V_0 = 2395$ м/с

При соударении наблюдается пробитие преграды и выброс материала как с тыльной стороны в виде

осколочного потока, так и с зоны кратера на лицевой поверхности. Скорость лидирующего осколочного потока составляет $V_k = 1405$ м/с. Ударник теряет 59 % скорости при пробитии преграды.

Во всех случаях при скоростях порядка 2500 м/с все преграды пробиты, а ударник разрушен. Пластины сохраняют свою несущую способность после соударения.

При взаимодействии ударника со свободно расположенной пластиной (TiB₂+NiTi)+Ti оказывает большое силовое воздействие на ударник, чем титан и сталь, что выражается в большей потере скорости и более интенсивном фрагментировании, о чем можно судить по телесному углу запреградного разлета и наименьшему кратеру от лидирующего осколочного потока.

Таким образом, методом СВС разработан новый комбинированный двухслойный металлокерамический материал (TiB₂+NiTi) + (Ti), отличающийся повышенной защитной стойкостью при высокоскоростном ударе

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения государственного задания Минобрнауки России, проекта № 9.9036.2017/8.9.

Литература

- Захаров В.М., Табаченко А.Н., Афанасьева С.А. Особенности разрушения гомогенных и композиционных преград при высокоскоростном взаимодействии со стержневыми ударниками // Журнал технической физики, 2017, том 87, вып. 7. С. 1003-1007.
- Буркин В.В., Табаченко А.Н., Афанасьева С.А., Ищенко А.Н., Саммель А.Ю., Скоырский А.Б., Чупашев А.В. Синтез двухслойного металлокерамического материала на основе тугоплавких соединений и титана для условий высокоскоростного соударения // Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 8. С. 63-69. DOI: 10.21883/PJTF.2018.08.45968.16945.
- Ищенко А.Н., Табаченко А.Н., Акиншин Р.Н., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., И.Л. Борисенков, Буркин В.В., Скоырский А.Б., Хабибуллин М.В., Чупашев А.В., Югов Н.Т. Разработка и исследование двухслойного металлокерамического материала для защитных преград в условиях высокоскоростного удара // Журнал технической физики, 2018, том 88, вып. 7. С. 1018-1024.
- Табаченко А.Н. Комбинированные композиционные материалы на основе диборида титана / Неоднородные конструкции. Труды XXX Уральского семинара, Екатеринбург, Уральское отделение РАН, 2000, С. 45 – 50
- Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н., Корольков Л.В., Степанов Е.Ю., Чупашев А.В., Агафонов С.В., Рогаев К.С. / Патент на изобретение № 2591132 от 20 июня 2016 г.

АНАЛИЗ ГОРЕНИЯ МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ МЕТАНИЯ

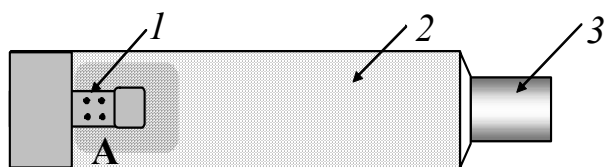
В.В. Буркин, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, Н.М. Саморокова, А.Д. Сидоров

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ

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

E-mail: aleksid92@gmail.com

Положительный эффект применения электроразрядной плазмы (ЭП) для интенсификации зажигания метательных зарядов (МЗ) в артиллерийском выстреле к настоящему моменту достаточно изучен и подтвержден экспериментально [1]. Показано, что высокотемпературное воздействие излучающей плазмы на зерновой МЗ позволяет значительно сократить период его воспламенения, а также существенно снизить влияние начальной температуры заряда на характеристики его горения, а значит и на баллистические параметры выстрела (дульная скорость метаемого элемента (МЭ) и максимальное давление в камере сгорания (КС)). Схема выстрела с электротермохимическим (ЭТХ) управлением баллистическими параметрами выстрела представлена на рис. 1.



1 – плазмотрон типа «флейта»; 2 – МЗ; 3 – МЭ

Рис. 1 – Схема ЭТХ выстрела

В данной работе исследованы характеристики горения охлажденного (223 К) зернового МЗ в условиях ЭТХ выстрела на лабораторной баллистической установке малого калибра, а также проведены параметрические исследования возможностей ЭТХ выстрела на данной установке в для различных начальных температур МЗ.

Экспериментальная часть данной работы проведена на баллистической установке, разработанной в НИИ ПММ ТГУ. Охлажденный зерновой МЗ (223 К) воспламенялся при помощи плазмотрона типа «флейта» (ЭТХ выстрел) [2]. Дополнительно для сравнения были проведены эксперименты с воспламенением МЗ при помощи электрокапсюльной втулки (ЭКВ) при начальных температурах 223 К и 293 К.

Давление в КС измерялось пьезоэлектрическим датчиком давления 2Т6000. Скорость МЭ при движении по каналу ствола измерялась СВЧ радаром ДДС-6000. Скорость МЭ на дульном срезе определяется индукционным датчиком дульной скорости. Вопреки ожиданиям, при уровне введенной энергии в МЗ $Q = 12.71$ кДж наблюдается снижение баллистических параметров выстрела (максимальное давление и дульная скорость). Результаты экспериментов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты серии экспериментов

№	T_0 , К	Q , кДж	$P_{\max}$, МПа	V_d , м/с
1	2	3	4	5
1	223	5.83	296.4	1639
2	223	12.71	235.0	1538
3	223	15.35	266.5	1575
4	223	-	267.7	1600
5	293	-	336.8	1695

В таблице приняты следующие обозначения: 1 – номер опыта, 2 – начальная температура МЗ, 3 – энергия, введенная в МЗ, 4 – максимальное давление в КС, 5 – дульная скорость МЭ

Теоретический анализ полученных экспериментальных результатов был проведен с использованием математической модели, разработанной в НИИ ПММ ТГУ [3], при этом введение дополнительной энергии Q в МЗ было смоделировано при помощи введения условного быстрогорящего топлива, описанного ранее в [4].

Серия расчетов была проведена на основе некоторых допущений. Давление форсирования считалось постоянным. Поскольку длина плазмотрона типа «флейта» меньше внутреннего продольного размера КС, предполагается, что введение дополнительной энергии Q влияет на неравномерное инициирование и горение МЗ. Фракция МЗ, окружающая «флейту» (первая фракция), воспламеняется в момент электроввода и горит в режиме повышенного газоприхода. Это может быть связано как с высокой нестационарной послойной скоростью горения МЗ из-за дополнительного прогрева его поверхностных слоев плазменной струей, так и с частичной деструкцией элементов МЗ и увеличением поверхности горения. Образовавшаяся смесь ЭП и пороховых газов спустя время воспламеняет вторую фракцию, которая горит в обычном режиме. В связи с этим в расчетах МЗ был разделен на несколько фракций с разными параметрами горения. При этом зависимость относительной поверхности горения МЗ $\sigma(\psi)$ не изменялась. Линейный закон скорости горения МЗ имеет вид:

$$u = u_i^* \times P, \quad (1)$$

где u_i^* – единичная скорость горения i -ой фракции, P – давление

Параметры, определяющие горение МЗ, в частности масса первой фракции m_1 , коэффициенты закона скорости горения МЗ (1) первой и второй фракций u_1^1 , u_1^2 и время воспламенения второй фракции t_2 , определялись как параметры согласования результатов расчета и эксперимента. Их варьированием достигается возможно более полное совпадение расчетных и экспериментальных значений $P_{\max}$, V_d , формы кривых $P(t)$, $V(t)$, а также по времени

от начала ввода энергии до достижения давления 20 МПа. Типичный результат согласования данных представлен на рис. 2. Рассогласование расчетных и экспериментальных данных не превышает 1.5 %.

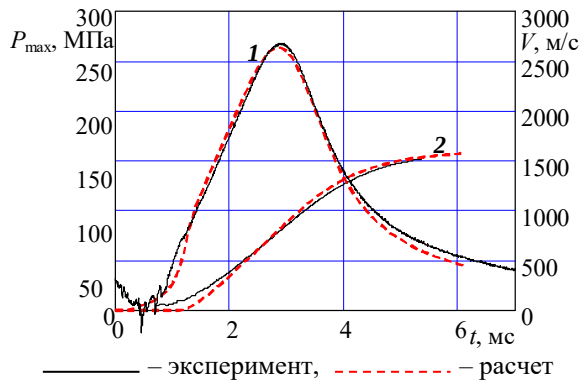


Рис. 2. Зависимости давления в КС (1) и скорости МЭ (2) в стволе от времени, эксперимент 3

С увеличением уровня введенной энергии Q растет масса первой фракции m_1 , подверженной прямому воздействию ЭП. С ростом энергии эта величина монотонно растет до некой массы m_K , после достижения которой практически не изменяется. Эта масса МЗ, расположенного во всем радиальном объеме картуза, окружающем «флейту» (зона А на рис. 1), $m_K = 66$ г. На рис. 3 представлена зависимость m_1 от Q всей серии экспериментов. Полученная зависимость в данном диапазоне Q была аппроксимирована линейной функцией.

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ возрастает и единичная скорость горения первой фракции u_1^1 , которая моделирует режим повышенного газоприхода (рис. 3). Полученная зависимость также была аппроксимирована линейной функцией.

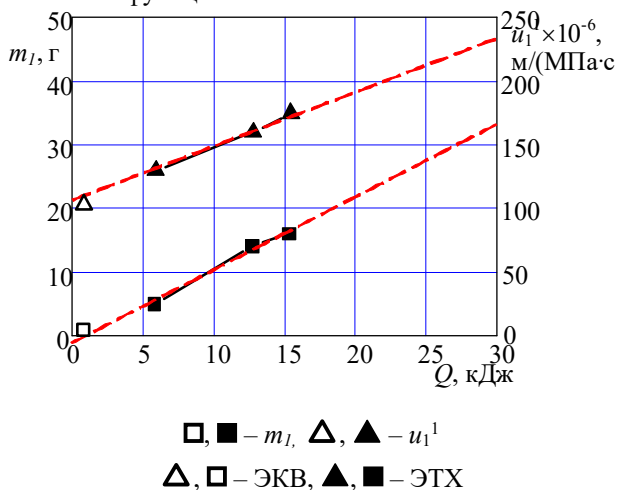


Рис. 3. Зависимость массы первой фракции МЗ и коэффициента скорости ее горения МЗ от Q

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ вторая, более массивная, фракция горит в обычном режиме. Её единичная скорость горения практически не зависит от уровня введенной энергии, поскольку считается, что ЭП не успевает прогреть элементы МЗ второй фракции за период разряда.

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ сокращается время задержки воспламенения второй

фракции заряда t_2 , что может объясняться более высокой температурой ЭП и продуктов сгорания первой фракции МЗ. На рис. 4 представлена зависимость t_2 от Q . Аппроксимация данной зависимости носит гиперболический характер и выходит на асимптоту при $Q \approx 20$ кДж, а это составляет около 8 % от общей потенциальной энергии МЗ. Дальнейшее увеличение энергии не приводит к существенному уменьшению t_2 .

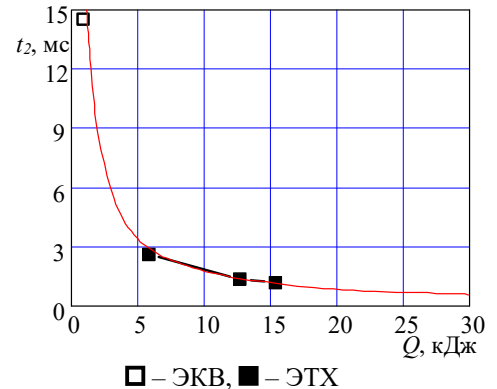


Рис. 4. Зависимость времени задержки воспламенения второй фракции МЗ от Q

Эти же параметры были определены для эксперимента 4 с ЭКВ инициированием МЗ (указаны белыми значками на рис. 3 – 4). Энергия, введенная в МЗ, от капсюля $Q_{ЭКВ} \approx 0.8$ кДж.

На основе описанных предположений и экстраполяций полученных зависимостей параметров горения МЗ от уровня введенной энергии была проведена серия параметрических расчетов возможностей ЭТХ схемы выстрела в диапазоне начальных температур МЗ (223 К, 243 К, 273 К и 293 К). С помощью программного комплекса, описанного в [3], были смоделированы экспериментальная установка и условия заряжания, диапазон изменения Q : 3–30 кДж. Давление форсирования МЭ не менялось.

В расчетах полагалось, что m_1 и u_1^1 не зависят от начальной температуры МЗ, поскольку первая фракция подвержена воздействию высокотемпературной ЭП и сгорает очень быстро. Предположено, что коэффициент более массивной фракции u_1^2 зависит от начальной температуры согласно формуле (2):

$$u_1^2 = u_0 \cdot (1 - \gamma_u \cdot (T - T_0)), \quad (2)$$

где u_0 – табличное значение единичной скорости горения МЗ, γ_u – температурный коэффициент по скорости горения, T_0 – начальная температура МЗ.

Силы обеих фракций МЗ f_1 и f_2 зависят от начальной температуры МЗ согласно формуле (3):

$$f_i = f_0 \cdot (1 - \gamma_f \cdot (T - T_0)), \quad (3)$$

где $i=1; 2$, f_0 – табличное значение силы МЗ, γ_f – температурный коэффициент по силе МЗ.

Считается, что время задержки воспламенения второй фракции t_2 сокращается при увеличении начальной температуры МЗ. Коэффициент для t_2 получен используя время воспламенения в серии аналогичных опытов при начальной температуре МЗ при $T_0 = 293$ К и $T_0 = 223$ К (рис. 5).

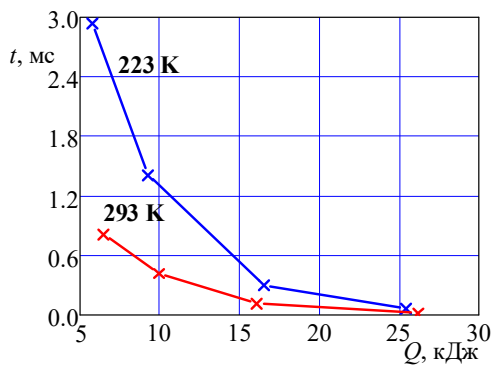
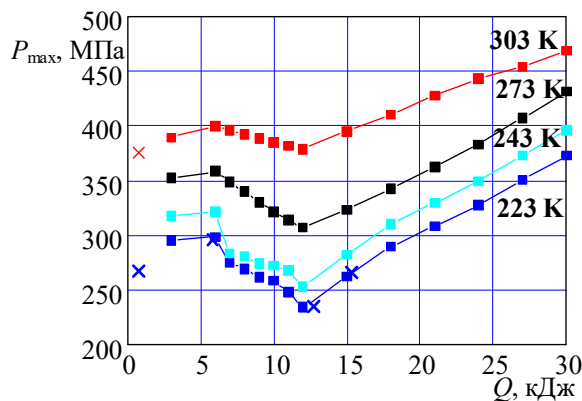


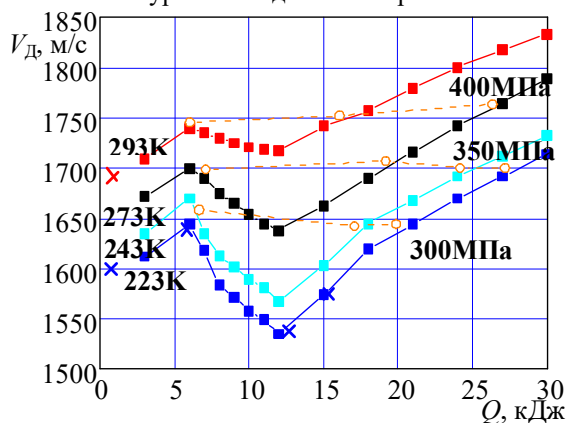
Рис. 5. Зависимость времени задержки воспламенения второй фракции МЗ от Q

Результаты серии параметрических расчетов представлены на рис. 6 и 7. Крестиками указаны экспериментальные данные.



× – результаты эксперимента

Рис. 6. Зависимость максимального давления от уровня введенной энергии



× – результаты эксперимента

○ — изолинии максимального давления

Рис. 7. Зависимость дульной скорости МЭ от уровня введенной энергии

Проведенные исследования позволили смоделировать снижение баллистических параметров выстрела на данной установке за счет условного деления МЗ на фракции и изменения закона скорости горения МЗ при постоянном давлении форсирования в в рассмотренном диапазоне начальных температур МЗ. Дальнейшее увеличение введенной энергии в МЗ приводит к монотонному росту баллистических параметров выстрела.

Для МЗ с начальной температурой 223 К, введение дополнительной энергии $Q = 30$ кДж

позволяет повысить дульную скорость МЭ на 7 % относительно эксперимента 4 (ЭКВ). Введение в МЗ (223 К) дополнительной энергии $Q = 30$ кДж позволяет достигнуть приращения дульной скорости МЭ на 6.5 % относительно выстрела с $Q = 3$ кДж при незначительном росте максимального давления ($\Delta P_{\max} = 3\%$). При вводе в МЗ дополнительной энергии $Q \approx 27$ кДж данная схема выстрела позволяет компенсировать температурный градиент по дульной скорости МЭ в диапазоне начальных температур от 223 К до 293 К.

На основе полученных диаграмм можно решать прикладные задачи по ЭТХ управлению баллистических параметров выстрела на рассмотренной установке. Пусть имеется 4 варьируемых параметра: начальная температура МЗ T , уровень введенной энергии Q , дульная скорость МЭ V_d и максимальное давление в КС $P_{\max}$. Фиксируя 1 – 3 параметра, остальные можно находить из диаграммы на рис. 7. Рассмотрим на примере одного случая.

Необходимо найти значения начальной температуры МЗ T и уровня введенной энергии Q , которые позволяют получить дульную скорость $V_d = 1745$ м/с без превышения уровня максимального давления $P_{\max} = 400$ МПа. Согласно диаграмме, на рис. 7: при начальной температуре МЗ $T = 293$ К, $Q = 15.9$ кДж и давлении $P_{\max} = 400$ МПа можно получить максимальную дульную скорость $V_d = 1745$ м/с, что на 3 % больше, чем при воспламенении МЗ при помощи ЭКВ в аналогичных условиях. В свою очередь, введение $Q = 24.2$ кДж в МЗ с $T = 273$ К позволяет получить $V_d = 1745$ м/с, также не превышая $P_{\max} = 400$ МПа.

Полученные результаты являются первоначальной оценкой оптимальных условий ввода дополнительной энергии Q в зерный МЗ и могут служить отправной точкой дальнейших расчетов с использованием программного комплекса, описанного в [3].

В статье использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта № 8.2.09.2018, в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Список литературы:

- 1 Буркин В.В. Исследование условий зажигания конденсированных реакционноспособных веществ электроплазменным способом / В.В. Буркин, Р.С. Буркина, А.М. Домуховский // Сборник материалов VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – 2008. – С. 81-82.
- 2 Пат. 129034 Российская Федерация, 51 МПК В23К 10/00 (2006.01). Инжектор плазмы для иницирования заряда взрывчатого вещества / Буркин В.В. ; заявитель и патентообладатель Томский государственный университет. – опубл. 20.06.13, Бюл. № 17.
- 3 Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: Учеб. пособие // Издательский Дом Томского государственного университета. Томск, 2015.
- 4 Сидоров А.Д. Экспериментальный анализ ввода дополнительной энергии в метательный заряд // Сборник научных трудов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – 2017. – С. 92-94

ПРОНИКАНИЕ УДАРНИКОВ ИЗ ПОРИСТОГО ВОЛЬФРАМОВОГО СПЛАВА С УПРОЧНЯЮЩИМИ НАПОЛНИТЕЛЯМИ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ СО СТАЛЬНОЙ ПРЕГРАДОЙ

А.Н. Ищенко, С.А. Афанасьева, Н.Н. Белов, В.В. Буркин, Рогаев К., А.Ю. Саммель, А.Б. Скосырский, Е.Ю. Степанов, М.В. Хабибуллин, Н.Т. Югов

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: ichan@niipmm.tsu.ru

Одним из основных направлений повышения проникающей способности инертных металлических ударников в металлические преграды является использование материалов с более совершенным комплексом физико-механических свойств для их изготовления и увеличение скорости соударения.

Ранее [1] был установлен феномен аномально глубокого проникновения высокопористого стального ударника в стальную преграду по сравнению с равным по массе (0.17 г) и диаметру (3 мм) монолитным стальным ударником при скорости удара 3.69 км/с. Превышение глубины проникновения ударника с насыпной плотностью 2.8 г/см³ составляет 67 %. На рис. 1 приведены результаты экспериментально-теоретического сравнительного анализа проникновения этих ударников. Большая глубина проникновения пористого ударника объясняется увеличением его длины, уменьшением скорости звука и аномальным ходом ударной адиабаты в пористом материале при ударе.

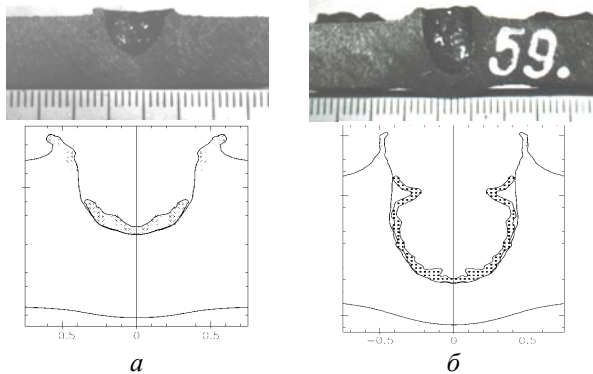


Рис. 1. Вид кратера в стальной преграде от монолитного (а) и пористого (б) ударника

На рис. 2 приведена глубина проникновения пористых ударников из стали (а) и ВНЖ-90 (б). Наблюдается, что при сохранении диаметра и массы ударника при одинаковой скорости соударения, т.е. при одинаковой кинетической энергии на единицу площади, начиная со скорости удара 1.5 км/с для данных материалов, с увеличением пористости материала устойчиво растет глубина проникновения.

Однако наличие высокой пористости материала делает ударник малоприспособленным для высокоскоростного метания из-за невысокой прочности. В СФТИ ТГУ методом высокотемпературного спекания разработаны композиционные материалы на основе пористого

сплава ВНЖК путем легирования высокопрочными тугоплавкими компонентами: TiWC и WC [2,3].

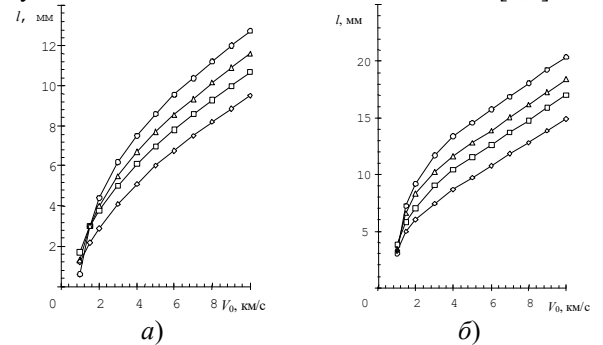


Рис. Глубина проникновения ударников из стали (а) и ВНЖ-90 (б) в зависимости от скорости соударения и их пористости: $\diamond$ - 0%; $\square$ - 41%; Δ - 64%; $\circ$ - 80% В табл. 1 приведены механические свойства образцов композиционных материалов на основе ВНЖК с различным содержанием упрочняющих частиц карбида титана вольфрама TiWC (1 - ВНЖК+7 вес.% TiWC; 2 - ВНЖК+10 вес.% TiWC; ВНЖК+13 вес.% TiWC) и начальной плотностью ρ_0 при испытаниях на сжатие и растяжение.

Таблица 1. Механические свойства образцов материала ВНЖК+TiWC

	ρ_0 , г/см ³	$\sigma_{сmax}$, ГПа	$\sigma_{рmax}$, ГПа	E , ГПа	Твердость, HRA
1	13.94	1.453	0.389	23.641	70.2
2	13.41	1.328	0.294	20.660	67.7
3	12.34	1.079	0.233	21.347	65.8

В табл. обозначено: $\sigma_{сmax}$ - максимальное среднее напряжение при сжатии, $\sigma_{рmax}$ - максимальное среднее напряжение при растяжении, E - модуль Юнга.

Структуры изломов при растяжении образцов материала с различным содержанием TiWC, полученные с помощью растрового электронного микроскопа Philips SEM 515 при увеличении 10•E10 представлены на рис. 2.

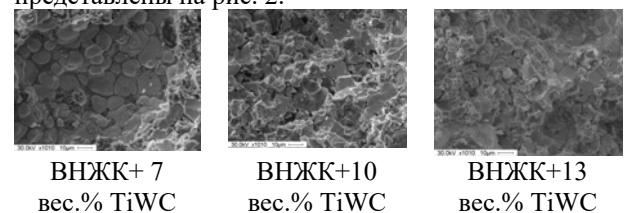


Рис.2. Структура излома образцов материала ВНЖК+TiWC при растяжении

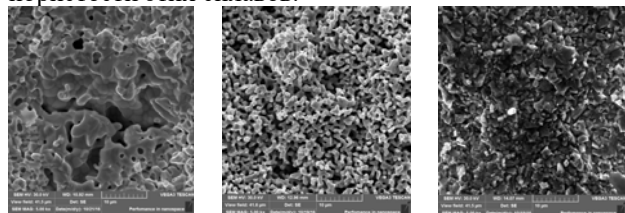
Из рисунков видно, что по мере повышения содержания упрочняющей составляющей TiWC (от 7 до 13 вес.%) внутри крупных блоков (особенно при 7 вес.%) хорошо просматривается зёрнистая структура. В перешейках, где происходит вязкое разрушение (для 7 и 10 вес.%), зёрна плотно прилегают друг к другу через прослойки связки на основе сплава Ni+Fe+Co. Наблюдаются также мелкие поры и микротрещины. При содержании в сплаве ВНЖК+10 вес.% TiWC перешейки присутствуют реже, образец разрушается более хрупко, по видимому, по центрам локализации вокруг частиц TiWC.

В табл. 2 приведены механические свойства образцов композиционных материалов на основе ВНЖК с различным содержанием упрочняющих частиц карбида вольфрама WC: 1 - ВНЖК, 2 - ВНЖК+20 вес.% WC, 3 - ВНЖК+30 вес.% WC, 4 - ВНЖК+40 вес.% WC, 5 - ВНЖК+60 вес.% WC, 5 - ВНЖК+70 вес.% WC, 7 - WC и начальной плотностью ρ_0 при испытаниях на растяжение.

Таблица 2. Механические свойства образцов материала ВНЖК+WC

	ρ_0 , г/см ³	Твердость, HRA	$\sigma_{\text{рmax}}$, МПа
1	16.25	76	794.9
2	14.77	75	87.6
3	14.33	73	-
4	8.06	22.5	18.6
5	9.10	40.5	-
6	9.98	70	43.1
7	14.82	68.5	394.0

Влияние содержания WC на плотность композита не аддитивно. Видно, что повышение содержания WC приводит сначала к резкому понижению плотности, а затем к ее повышению. Исследования микроструктуры (рис. 3) изломов полученных сплавов после испытания образцов при растяжении показали, что в результате высокотемпературного спекания понижение плотности может быть объяснено повышением пористости этих сплавов.



ВНЖК+20
вес.% WC

ВНЖК+40
вес.% WC

ВНЖК+70
вес.% WC

Рис. 3. Структура излома образцов материала ВНЖК+ WC при растяжении

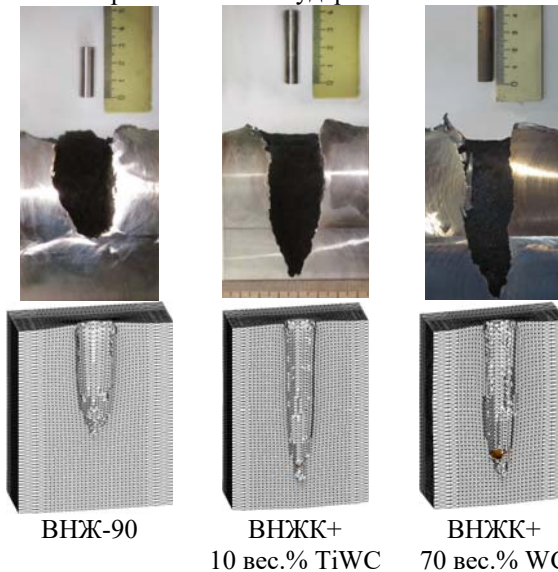
Экспериментальное исследование глубины проникновения h ударников из разработанных композиционных материалов ВНЖК+TiWC и ВНЖК+WC при соударении со стальной преградой проведено в диапазоне скоростей $V_0 \sim 2800$ м/с в сравнении с массогабаритным аналогом из традиционного сплава ВНЖ-90. Изготовлены экспериментальные образцы с одинаковыми массой 30 г и диаметром 9 мм. В табл. 3 приводятся также

относительная разница в глубине проникновения Δ испытуемых ударников и ударника из сплава ВНЖ-90.

Таблица 3. Результаты баллистических испытаний

Образец	V_0 , м/с	ρ_0 , г/см ³	h , мм	Δ , %
ВНЖК+10 вес.% TiWC	2817	11.72	65.0	32.1
ВНЖК+70 вес.% WC	2766	10.29	66.2	34.5
ВНЖ-90	2817	17.11	49.2	

На рис. 4 приведены результаты экспериментально-теоретического сравнительного анализа проникновения этих ударников.



Как показали результаты исследования, достигнуто превышение глубины проникновения в стальную преграду ударников из пористых композитов: ВНЖК+10 вес.% TiWC на 32.1 % и ВНЖК+70 вес.% WC на 34.5 % по сравнению с монолитным массогабаритным аналогом из сплава ВНЖ-90 при скорости соударения порядка 2.8 км/с.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения государственного задания Минобрнауки России, проекта № 9.9036.2017/8.9.

Литература

- Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И., Табаченко А.Н., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. Особенности высокоскоростного проникновения сильно пористого ударника в мишень конечной толщины // ДАН РФ. 1997. Т. 355. №2. С. 192–195.
- Ищенко А.Н., Табаченко А.Н., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Бирюков Ю.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Рогаев К.С., Скосырский А.Б., Югов Н.Т. // Исследование влияния легирования карбидом титана-вольфрама на физико-механические свойства пористого сплава ВНЖК. // Изв. Вузов. Физика. 2017. Т. 60, № 10. С. 146–152.
- Ищенко А.Н., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Буркин В.В., Рогаев К.С., Саммель А.Ю., Скосырский А.Б., Табаченко А.Н., Югов Н.Т. Особенности высокоскоростного проникновения ударника из пористого сплава на основе вольфрама с упрочняющим наполнителем в стальную преграду // Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 17. С 41.

ПРАКТИКА ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ ДАВЛЕНИЯ ФОРСИРОВАНИЯ В ЛАБОРАТОРНОЙ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОМЕНТНОГО КЛЮЧА

В.А. Бураков, А.С. Дьячковский, Н.М. Саморокова, А.Д. Сидоров

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 статье рассматривается простой способ оценки давления форсирования. Анализируется экспериментальная практика измерения этой величины.

Изучением возможности измерения давления форсирования в стрелковом и артиллерийском вооружении занимаются в нашей стране давно [1].

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям на лабораторных баллистических установках, как и работы [2-3]. Изучение направлено на оценку влияния давления форсирования на баллистические характеристики, с целью получения стабильных характеристик метания.

Давление форсирования (P_f) (назовем его динамическим) определялось на основании сигнала радиоинтерферометра после проведения опыта [3]. Однако важно знать давление форсирования до выстрела, что позволило бы в случае необходимости корректировать условия заряжания.

В практике, (НИИПММ ТГУ) экспериментальных работ на баллистических установках, метаемый элемент (МЭ) вводится в начальное положение в ствол с помощью винтового толкателя, который состоит из резьбового винта и соответствующей ему гайки (рис.1). Усилие, с которым элемент продвигается по стволу, зависит от конструкции ведущих устройств. В частности, от разницы диаметров ведущего устройства и ствола.

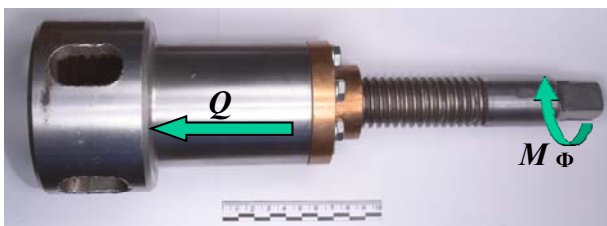


Рис.1 Общий вид толкателя МЭ

Величину P_{fc} , численно равную отношению силы Q , с которой элемент продвигается по стволу толкателем, на поперечную площадь сечения ствола S , назовем статическим давлением форсирования.

Усилие Q с которым продвигается элемент в начальное положение ствола, возможно оценить по величине момента M_f , приложенному к винту толкателя. Момент и усилие в устройствах винт-гайка [4], связаны соотношением

$$M_f = KQ,$$

где K – коэффициент, зависящий от геометрических размеров винта и от коэффициента трения скольжения пары материалов винта и гайки. При подготовки к

эксперименту величина M_f измерялась с помощью специального моментного ключа [5] (рис.2).



Рис.2 Общий вид моментного ключа

Значение K определили экспериментально, создавая известную нагрузку Q на толкатель с помощью прессы. Найденный коэффициент – характеристика толкателя, может изменяться от состояния скользящих пар (смазка, износ, перекосы).

Связь момента со статическим давлением форсирования определяется соотношением

$$P_{fc} = BM_f,$$

коэффициент B легко вычисляется как

$$B = 1/(KS).$$

Эксперименты проведены на баллистических установках калибром 23, 30 и 35 мм с различными условиями заряжания и массами снаряда. На рис. 3 показана связь измеренных статических и динамических давлений форсирования.

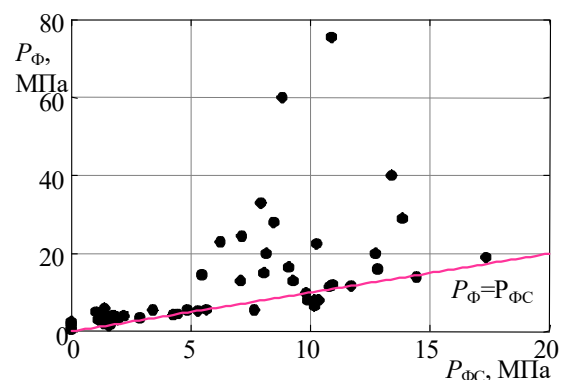


Рис.3.

Видно, что 70 % точек лежат в окрестности линии $P_{fc} = P_f$, в остальных случаях $P_{fc} < P_f$, то есть измерение статического давления форсирования дает оценку снизу.

Далее (рис. 4) представлены результаты, полученные для серии экспериментов одинаковых условий заряжания с использованием присоединенного заряда. Ствол и камера сгорания были те же, но конечно подвергались износу.

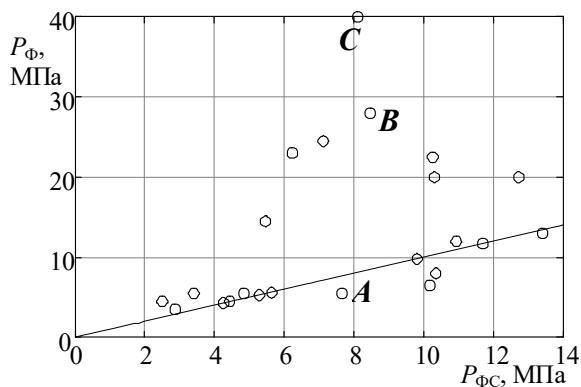


Рис.4.

Здесь также 60 % значений $P_{ФС}$ и $P_{Ф}$ практически одинаковы, в остальных случаях $P_{ФС} < P_{Ф}$. Это может быть связано с погрешностью измерения $P_{Ф}$. Например, сигнал на радиоинтерферометре фиксируется чуть позже, чем реальное начало движения МЭ (т.е. при более высоком давлении). Повышенное значение $P_{Ф}$ может связано с реальными особенностями конкретного опыта. Так на рис. 5 показаны баллистические параметры максимального давления в камере заряжания ($P_{\max}$) и дульной скорости метаемого элемента (V), измеренные в опытах A, B и C (рис. 4). При практически одинаковом $P_{ФС}$ здесь $P_{ФА} < P_{ФВ} < P_{ФС}$, в опытах B и C МЭ начинает ускоряться при более высоком давлении, и даже при более высокой скорости вылетает из ствола позже.

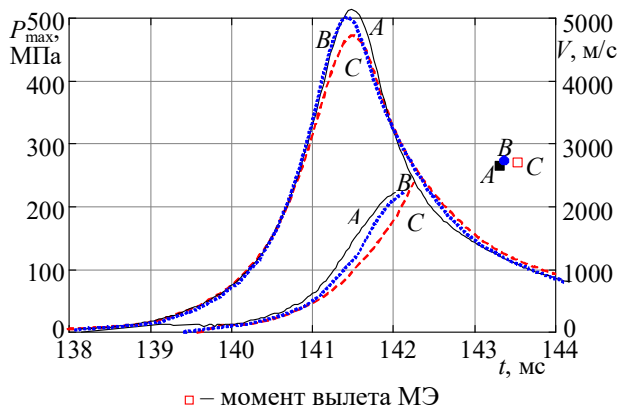


Рис.5. Зависимость максимального давления в камере и дульной скорости МЭ от времени

На рис. 6 и 7 для данной серии показана зависимость максимального давления в камере заряжания и дульной скорости метаемого элемента от статического давления форсирования. Заметна тенденция, что с ростом $P_{ФС}$ происходит рост баллистических параметров выстрела. Зависимость $P_{\max}$ от $P_{ФС}$ можно аппроксимировать линейной зависимостью

$$P_{\max} = 452.2 + P_{ФС} \cdot 6.4.$$

Штриховой линией показаны расчетные изменения $P_{\max}$ и V при изменении давления форсирования. Расчет был проведен с использованием математической модели, разработанной в НИИ ПММ ТГУ [6]

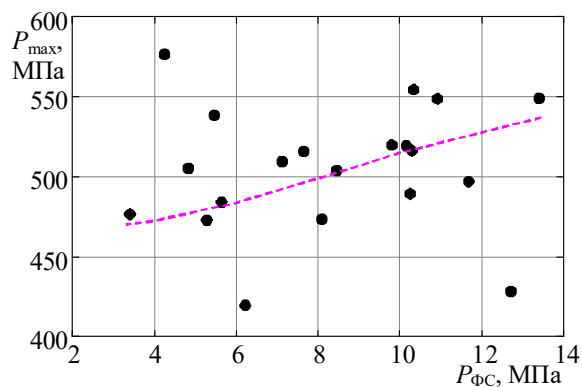


Рис.6. Зависимость максимального давления в камере от статического давления форсирования

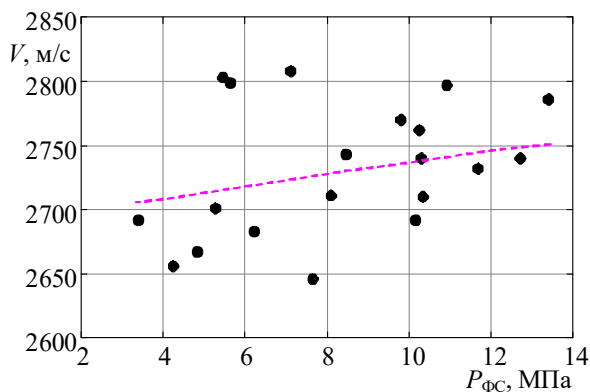


Рис.7. Зависимость дульной скорости МЭ от статического давления форсирования

При близких по величине значениях $P_{ФС}$ виден разброс по дульной скорости МЭ до 150 м/с и до 100 МПа по максимальному давлению. Разбросы баллистических характеристик, можно предположить, связаны с неодинаковыми характеристиками топлив и с процессами их воспламенения.

При проведении выстрелов ствол изнашивается, что приводит к уменьшению давления форсирования и дульной скорости МЭ, что для рассматриваемой серии опытов показано на графике (рис.8).

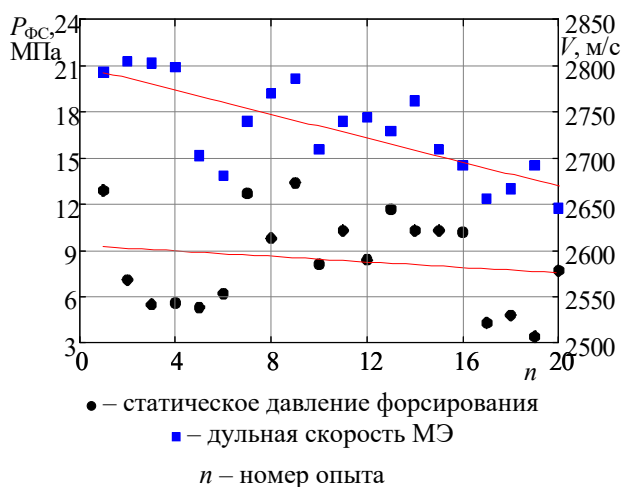


Рис.8.

Напрашивается простой вывод, что для сохранения стабильных характеристик метания (в

частности по скорости) необходимо следить за износом ствола, изменять $P_{\text{ФС}}$ (на практике реализуется изменением диаметра ведущих устройств метаемого элемента).

Рассмотрим результаты, которые были получены при других условиях заряжания, без присоединенного заряда. Масса заряда меньше метаемой массы, в отличие от случая рассмотренного выше. Данные представлены на рис. 9 и 10. С ростом давления форсирования возрастает давление в камере установки и дульная скорость метаемого элемента, аналогично графикам на рис. 6 и 7. А чувствительность P_{max} от давления форсирования (коэффициент 1.8 в линейной аппроксимационной зависимости на рис. 9) заметно ниже, чем соответствующий коэффициент для схемы метания с присоединенным зарядом. Можно ожидать, что обеспечить стабильные параметры на установке с большим коэффициентом, будет сложнее.

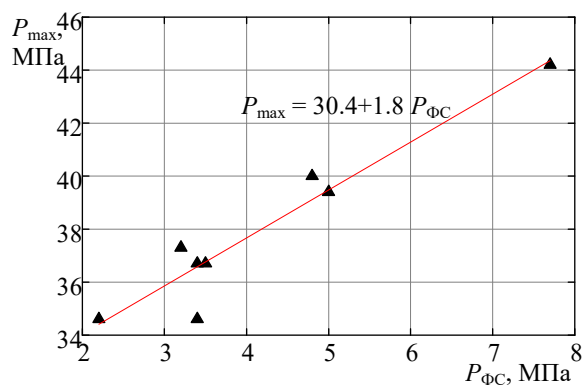


Рис.9. Максимальное давление в пороховой камере в зависимости от статического давления форсирования.

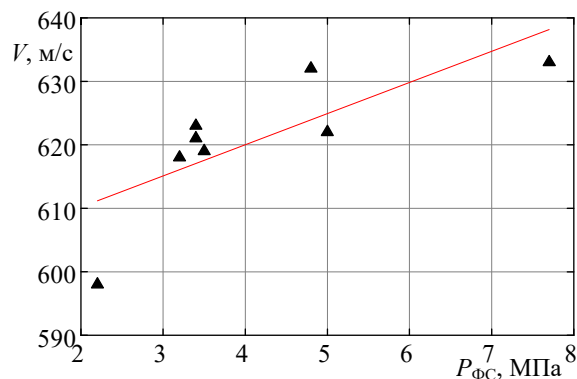


Рис.10. Дульная скорость МЭ в зависимости от статического давления форсирования.

Таким образом, в работе показан простой способ оценки давления форсирования конкретного МЭ до проведения опыта. Как видно он дает оценку снизу. Если при установке МЭ $P_{\text{ФС}}$ заметно отличается от значений, использованных в предварительных расчетах (или в предыдущей серии опытов), необходимо провести дополнительные расчеты и возможно скорректировать условия заряжания. Это позволит повысить стабильность результатов, а также безопасность проведения опытов.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта № 8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. Серебряков М.Е. О влиянии давления форсирования при сохранении наибольшего давления газов постоянным. – «Известия ААН», 1949. Выпуск 7. с. 35-43
2. 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
3. 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 Подходы к определению величины давления форсирования в баллистическом эксперименте на ствольных системах //(ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции Томск: Томский государственный университет, 2016. с. 130-131
4. Ануриев В.И. Справочник конструктора-машиностроителя. Книга 2. – М. «Машиностроение», 1973. с. 291
5. 1/2" 3 UNITS"DIGITAL TORQUE ADAPTER (68-340NM) (50.1-250.9LB-FT) [Electronic resource] // Torque fox / Rayjaytek Technology Co. – Electronic data, 2017. – URL: <http://www.torquefox.com/product/detail?id=81> (access date: 12.08.2018).
6. Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: Учеб. пособие // Издательский Дом Томского государственного университета. Томск, 2015.– 72с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И СТРУКТУРНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Н.В. Быков

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
105005, Москва, 2-ая Бауманская ул., д. 5, стр. 1
E-mail: bykov@bmsu.ru

Баллистические установки представляют собой лабораторные ускорители макротел, которые находят широкое применение при аэробаллистических исследованиях, моделировании взаимодействия космического мусора с обшивкой летательных аппаратов, исследовании высокоскоростного соударения, испытаниях элементов приборов на перегрузки и т.д. [1-3].

Можно выделить следующие классы или типы схем разгона макротел: одно- и многокамерные газовые (в частности, пневматические) установки, осуществляющие ускорение тел сжатым газом [4]; классическая артиллерия (к которой отнесем и пороховые баллистические установки, работающие на том же принципе), в которых ускорение тел происходит за счет расширения пороховых газов при горении пороха [5-8]; цилиндрикоконические установки с гидродинамическим эффектом [9], представляющие собой комбинированные установки, использующие пороховые газы для разгона сборки и деформацию пластического поршня в сужающемся (как правило, коническом) участке ствола; легкогазовые баллистические установки [6, 10, 11] – комбинированные установки, использующие пороховой разгон и сжатие легкого газа (обычно водорода или гелия) для достижения высоких значений абсолютных скоростей (выше 10 км/с для тел массой в доли грамма); электродинамические ускорители индукционного или рельсового типа [12, 13], в которых применяется электромагнитное поле для разгона тел; установки взрывного ствольного метания [14-16], использующие взрывчатые вещества вместо порохов; другие виды ускорителей (на жидких метательных веществах, присоединенном заряде, присоединенная камера подгона, многокамерные орудия и т.п.).

Таким образом, хотя к настоящему моменту сформировано много принципиальных схем и созданы теоретические предпосылки к их изучению, полноценное системное исследование и моделирование таких объектов не проводилось, в особенности с учетом различных сопряженных задач. Например, сопряженные задачи горения и движения пороха по каналу с определением напряженно-деформированного состояния ствола в современной постановке стали решаться лишь в последние годы [17]. То же может быть сказано и о сопряженной задаче нагрева ствола [18].

При этом ключевыми моментом является фактор достижения предельных возможностей современными метательными установками. Это

значит, что принципиально возможности повышения скорости за счет относительно простых методов уже давно исчерпаны. Поэтому все чаще применение находят экзотические способы доускорения – такие как, например, двухпоршневая легкогазовая пушка [20] или дополнительное детонационное кольцо на выходе из нее [21].

На стадии системного изучения особенно важную роль приобретает теоретическое моделирование процессов, позволяющее глубже вскрыть закономерности получения высоких скоростей и, в частности, подобрать оптимальные параметры. Возникший в последнее время всплеск интереса к теоретическому моделированию классических артиллерийских систем и пороховых баллистических установок это только лишний раз подтверждает [5-8].

Наиболее существенная особенность текущего этапа развития средств достижения высоких скоростей заключается в том, что практически все усилия направлены на получение высоких абсолютных значений скорости: так, скорости свыше 10 км/с достигнуты для масс метаемых тел в доли грамма. Такие скорости могут быть использованы преимущественно при лабораторных исследованиях при стрельбе в вакуумированную полость или почти плотную. Если стрелять нужно в среде на большие расстояния (километры и десятки километров), коэффициент лобового сопротивления падает при увеличении скорости выше 1.8 км/с (число Маха = 5) незначительно, в то время как сила сопротивления растет пропорционально квадрату скорости и при скоростях в 10 км/с возрастает в 25 раз по сравнению со скоростями 2 км/с, что делает стрельбу на большие расстояния с настолько высокими скоростями чисто активным способом малоэффективной без принятия соответствующих мер по поддержанию скорости (например, использование ракетно-прямоточных двигателей).

В то же время довольно важная практическая область, связанная с существенным повышением скоростей для тел больших масс, в десятки и сотни граммов затронута в исследованиях в настоящее время достаточно слабо. В этой области нужно использовать свои методы ускорения, которые требуют и отдельных методов исследования – как теоретических, так и экспериментальных, поскольку разгон тяжелых тел в установках типа легкогазовых или электромагнитных требует довольно больших затрат энергии и является весьма дорогостоящим. По сути, единственный стабильный существующий

на данный момент способ ускорения макротел - классическая пороховая баллистическая установка, выходная скорость тел в которой имеет практический предел около 2.0 - 2.5 км/с при относительно малых массах. При этом для характеристики массы тела используется коэффициент массы C_q , равный отношению массы метаемого тела к массе метательного заряда. Так, относительно тяжелыми можно считать тела, у которых $C_q > 3 \text{ г/см}^3$.

В основу математического моделирования установок комбинированного метания должна быть положена универсальная и в то же время достаточно простая математическая модель, описывающая внутрикамерные процессы. Такой моделью может служить система уравнений, основанная на фундаментальных законах сохранения массы, импульса и энергии в квазиодномерной постановке:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v S) &= g_1, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v^2 S) &= \frac{\partial}{\partial x}(\sigma^{xx} S) - \frac{\partial S}{\partial x} \sigma_w^m + 2\pi R \sigma_w^{nr}, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho E S) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v E S) &= \frac{\partial}{\partial x}(\sigma^{xx} v S) + g_2. \end{aligned}$$

Здесь использованы в целом стандартные обозначения [6]. В случае нескольких фаз, для каждой фазы записывается своя система законов сохранения, с учетом обменных членов в правой части [5, 6].

Эти законы сохранения замыкаются соответствующими условиями связи, специфическими для каждой отдельной среды, включая уравнения состояния.

На основе квазиодномерного описания внутрикамерных процессов может быть разработан достаточно общий подход к математическому описанию широкого класса баллистических установок. В первую очередь обоснование квазиодномерного подхода основано на использовании описания горения порохов, которое содержит геометрический закон горения, точность которого крайне невелика. При этом выигрыш за счет более точного описания самого течения не даст повышения общей точности модели в целом. Также, сравнение одномерного и двумерного описания на примере пневматического разгона, показывают вполне удовлетворительное согласие. Наконец, квазиодномерная задача по быстрдействию существенно лучше двумерной, что является существенным при решении обратных задач. Современный подход к теоретическому изучению внутрикамерных процессов в пороховых установках заключается в построении гетерогенных газодинамических моделей, учитывающих движение конденсированной фазы в продуктах сгорания [5,6]. Наиболее современные теоретические модели, которые используются в легиогазовых пушках, также являются квазиодномерными.

Также на выбор сложности модели накладывает ограничение тот факт, что большинство методов решения задач синтеза используют так или иначе

решение прямой задачи, причем, как правило, многократное. С учетом роста возможностей современных вычислительных средств, сложность математических моделей возрастает довольно существенно и, как следствие, решение прямых задач становится все более ресурсоемким и затратным по времени. Таким образом, по этой и другим причинам, методы нахождения оптимальных решений с использованием производных становятся менее удобными, уступая эволюционным методам поиска с гибридизацией, сочетающие генетические алгоритмы и методы локального поиска [21]. При этом для ускорения счета могут быть использованы аппроксимационные модели для внутрикамерных процессов [22].

Под структурой установки комбинированного метания (УКМ) здесь понимается набор и количество сред, заполняющих баллистический ствол. Обобщенная УКМ представляет собой осесимметричную трубу с набором сред (рис. 1).

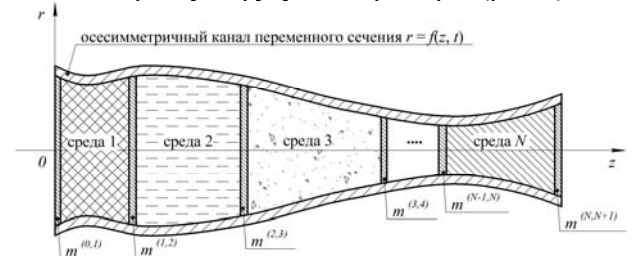


Рис. 1. Обобщенная схема комбинированной установки

При этом составляющими частями модели являются:

- геометрия: задается профилем сечения $S(x)$, которая может генерироваться произвольно, за исключением того требования, что $S(x)$ – невозрастающая функция.
- набор сред: каждая среда характеризуется типом, который несет в себе соответствующие математические модели, геометрическим расположением в начальный момент времени (место в общем порядке расположение сред в трубе, длина участка) и начальными условиями (начальными значениями параметров – давления, плотности и т.п.);

При этом среди сред должна быть хотя бы одна среда, являющаяся источником энергии. Это может быть любая среда – от горящих (порох) и детонирующих (ВВ) до сильно сжатых газов или деформируемых поршней с запасенной в них потенциальной энергией сжатия.

Задача структурного синтеза с помощью генетического алгоритма заключается в генерации различных УКМ с набором от 1 до N произвольных сред в различном расположении и с различными параметрами и последующий отбор из них наилучшей по выбранному критерию в качестве которого может быть, например, выбрана максимальная скорость при соблюдении ограничений на максимальное давление.

В качестве целевой фитнес-функции для решения поставленной задачи может быть взята следующая функция:

$$F_{fit} = v_{pm} - f_a(p_{\max}) \rightarrow \max,$$

где v_{pm} – дульная скорость тела; $p_{\max}$ – максимальное давление в стволе, полученное в процессе расчета; f_a – штрафная функция вида:

$$f_a(p_{\max}) = \begin{cases} 0, & \text{if } p_{\max} \leq p_a, \\ \alpha p_{\max} - \beta, & \text{if } p_{\max} > p_a, \end{cases}$$

где p_a – максимально допустимое давление.

На рис. 2 показана эволюция структуры УКМ, полученная в результате типового расчета.

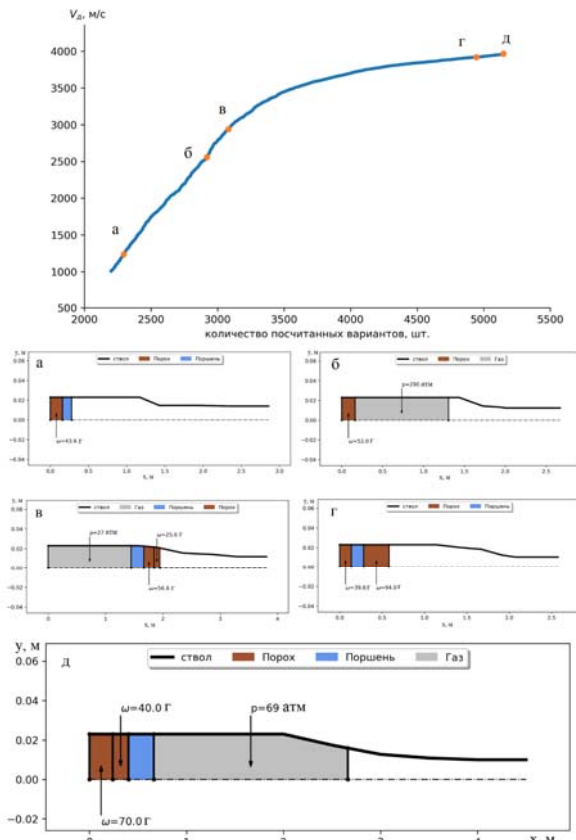


Рис. 2. Эволюция структуры УКМ (показана преимущественно камерная часть) в процессе работы алгоритма оптимизации:

а) $V_d = 1249$ м/с; б) $V_d = 2580$ м/с; в) $V_d = 3022$ м/с; г) $V_d = 3987$ м/с; д) $V_d = 4025$ м/с

Возможности такого подхода заключаются в том, что при учете достаточно разнообразных типов расчетных областей, ограничений и конструктивных возможностей, алгоритм позволяет находить новые перспективные схемы комбинированного метания.

Литература

1. Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974. 344с.
2. Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Томского университета, 1989. 256 с.
3. Герасимов А.В., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф., Защита космических аппаратов от техногенных и естественных осколков. Эксперимент и численное моделирование // Вестн. Томск. гос. ун-та. Матем. и мех. 2011. № 4. С. 70–78.

4. Moradi A., Ahmadikia H. One-Dimensional and Axisymmetric Numerical Simulation of a Single-Stage Gas Gun // Adv. Theor. Appl. Mech., Vol. 4, 2011, no. 3, pp. 101–111.
5. Русяк И.Г., Липанов А.М., Ушаков В.М. Физические основы и газовая динамика горения порохов в артиллерийских системах. Ижевск-Москва: РХД, 2016. 456 с.
6. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Издательство СО РАН, 1999. 256 с
7. Cheng C., Zhang X. Numerical simulation of two-phase reactive flow with moving boundary // International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 2013. Vol. 23. No. 8. P. 1277-1290.
8. El Sadek H., Zhang X., Rashad M. Gas-solid flow model for medium caliber naval gun // WSEAS Transactions on Applied and Theoretical Mechanics, 2014. Vol. 9. P. 80-87.
9. Быков Н.В., Зеленцов В.В., Карнейчик А.С. Баллистическая бикалиберная установка с деформируемым поршнем // Инженерный журнал: наука и инновации, 2013, вып. 9. URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/rocket/945.html>
10. Пилюгин Н.Н., Леонтьев Н.Е., Голубятников А.Н. Методы повышения эффективности легкогазовых установок. Успехи механики, 2(2):97–124, 2003.
11. Христенко Ю.Ф. К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок // ПМТФ, 2000. Т.41. №6. С. 153-160.
12. Wetz D., McNab I., Stefani F., Parker J. Electromagnetic launch to space // Acta Physica Polonica A. 2009. Vol. 115. No. 6. P. 1066-1068.
13. Осташев В.Е., Лебедев Е.Ф., Фортон В.Е. Причины ограничения скорости разгона макротел в магнитоплазменном ускорителе // Теплофизика высоких температур, 1993. Т. 31. №2. С. 313-320.
14. Орленко Л.П., Рубцова В.П. Моделирование процесса высокоскоростного метания тел взрывом // Оборонная техника. 1999. № 1-2. С. 31-34.
15. Орленко Л.П., Рубцова В.П. Моделирование установок для высокоскоростного метания тел взрывом // Оборонная техника. 1999. № 9-10. С. 25-27.
16. Высокоскоростные ударные явления // Под ред. Р. Кинслоу. М.: Мир, 1973. 534 с.
17. Суфиянов В.Г. Математическое моделирование напряженно-деформированного состояния ствола при выстреле // Интеллектуальные системы в производстве. 2016. № 3 (30). С. 13-17.
18. Семенов И.В., Меньшов И.С., Подложник А.Д., Ахмедьянов И.Ф. Численное моделирование теплового состояния ствола артиллерийского орудия при выстреле // Горение и взрыв. 2014. Вып. 7. С.374-379.
19. Putzar R., Schaefer F. Concept for a new light-gas gun type hypervelocity accelerator // International Journal of Impact Engineering 88 (2016) 118–124.
20. Shi-Cao Z., Zhen-Fei S., Xiao-Ping Z. A Potential Approach to Launch Hypervelocity Projectiles up to 10km/s Based on Two-stage Gas Gun Facilities // Proc. Engineering, Vol. 58, 2013, Pp. 98-109.
21. Тенев В.А., Якимович Б.А. Генетические алгоритмы в моделировании систем. Монография. Ижевск: Изд-во ИжГТУ. 2010. 308 с.
22. Tenenev V.A., Rusyak I.G., Sufiyaynov V.G., Ermolaev M.A., Nefedov D.G. Construction of approximate mathematica models on results of numerical experiments // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математическое моделирование и программирование. 2015. Т. 8. № 1. С. 76-87.

О ВЛИЯНИИ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАРЯДА НА БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСТРЕЛА

А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, А.С.Дьячковский, А.И. Зыкова, Н.М. Саморокова

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики

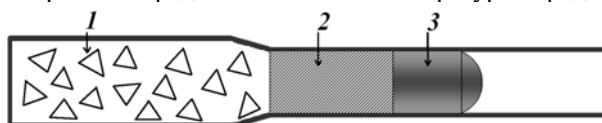
Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: Lex_okha@mail.ru

Анализ публикаций показывает, что в последнее время проявляется большой интерес исследователей к вопросу влияния начальной температуры заряда на баллистические характеристики выстрела, особенно для нетрадиционных схем метания. Сохранение скорости метания во всем эксплуатационном температурном диапазоне является основным фактором, обеспечивающим эффективное проникание в составные и разнесенные преграды, запреградное поражение блоков управления, боевой части, инициирование взрывчатых веществ (ВВ) и т.д.

Наибольшее распространение получила схема выстрела с присоединенным зарядом (ПЗ), располагаемым за снарядом, позволяющей решить проблему «эффекта насыщения» возникающую при использовании классической схемы заряжания. Данная схема заряжания выстрела позволяет перераспределить энергию в заснарядном пространстве и повысить дульную скорость снаряда [1]. Основные компоненты используемой схемы выстрела представлены на рис. 1. На данный момент актуальной является проблема влияния начальной температуры заряда на баллистические характеристики выстрела с ПЗ, которая на данный момент мало изучена. При анализе баллистических характеристик выстрела следует учесть, что в схеме выстрела с ПЗ классическая зависимость между максимальным давлением и дульной скоростью снаряда не выполняется, поэтому основное внимание следует уделять зависимости дульной скорости снаряда от начальной температуры заряда.

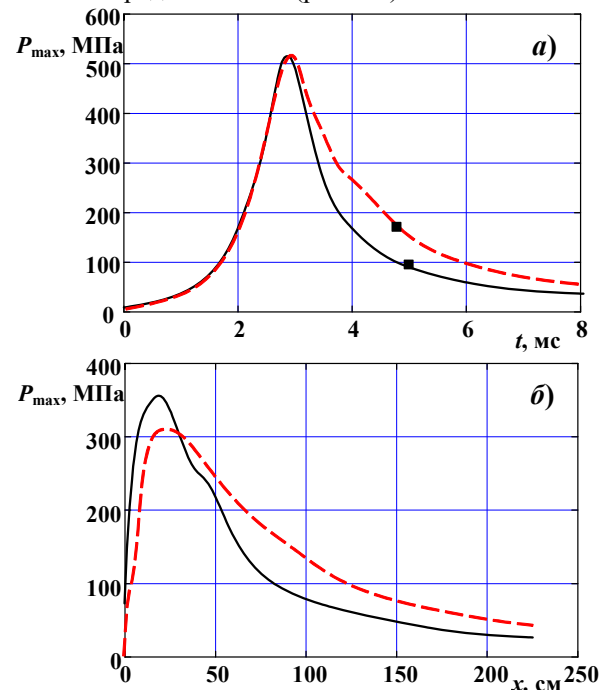


1 – пороховой заряд; 2 – присоединенный заряд; 3 – метаемый элемент

Рис. 1. Основные компоненты схемы выстрела с ПЗ

На рис. 2 представлены характерные экспериментальные зависимости давления в камере заряжания от времени (а) и расчетные давления на дно снаряда от пути пройденного по каналу ствола (б) в выстрелах пороховым зарядом и с ПЗ, где точкой на кривой отмечен момент вылета снаряда из ствола. На данном графике показан пример, в котором работа ПЗ начинается сразу за максимумом давления в камере заряжания. Видно, повышение давления на спуске кривой давления (рис. 2 а), характеризующее рост давления за снарядом при этом максимальное давление в выстреле с ПЗ не выше чем в выстреле с пороховым зарядом. В начале движения снаряда (первые 30 см) уровень

максимального давления на дно снаряда ниже, чем в пороховом выстреле, а потом выше до момента вылета снаряда из ствола (рис. 2 б).



— выстрел с пороховым зарядом; — — выстрел с ПЗ

Рис. 2. Давление в камере заряжания от времени (а) и давление на снаряде от пути пройденного по каналу ствола (б)

В Соединенных Штатах Америки проведено исследование влияния начальной температуры на внутреннюю баллистику 120-мм минометной системы [2, 3]. В условиях модельной минометной установки и манометрической бомбы исследовалась температурная чувствительность двухкомпонентного ракетного топлива М48. Установлено, что в диапазоне начальных температур от -12°C и выше экспериментально получено монотонное увеличение скорости горения топлива и монотонное уменьшение времени задержки воспламенения заряда. А при начальной температуре около -46°C было обнаружено некоторое anomalous поведение заряда, обусловленное хрупким разрушением гранул топлива М48. Так же авторами предложен способ воспламенения заряда позволяющий в исследованном температурном диапазоне уменьшить неоднородность воспламенения заряда и в снизить стандартное отклонение начальной скорости.

Норвежскими исследователями описывается влияние начальной температуры пороха М7, используемого в пушке М72, на скорость его горения и величину коволюма в условиях

манометрической бомбы [4]. Исследования производились при температурах -40 , $+12$ и $+60$ °C для четырех различных плотностей заряжения 0.1, 0.15, 0.2 и 0.23 г/см³. Экспериментальные кривые и результаты их обработки в графическом виде, для всех исследуемых начальных температур заряда и плотностей заряжения показывают, что для топлива М7 скорость горения увеличивалась вместе с увеличением начальной температуры заряда. Наблюдается существенное различие по скорости горения при различных начальных температурах, причем температурный коэффициент α увеличивается с ростом давления. Закон скорости горения подбирался в следующем виде $u = a + bP^n$. Температурный градиент пороха по скорости горения в диапазоне температур от -40 до $+60$ °C, при давлении в 100 МПа составляет около 30 %.

В России проводятся исследования и модернизация выстрела из нарезной 30-мм пушки с зерненным пороховым зарядом. Модернизация выстрела специалистами НПО «Прибор» повышает баллистические показатели выстрела за счет использования метательного заряда из смеси пироксилиновых флегматизированных порохов, комбинированный метательный заряд обладает низким градиентом баллистических характеристик в температурном диапазоне эксплуатации. [5]. Специалистами НИИ ПММ ТГУ так же проводятся работы по модернизации компоновки заряда 30-мм выстрела путем замещения части порохового заряда пастообразным топливом, располагаемым в гильзе. В одной из компоновок метательного заряда получено повышение баллистических показателей выстрела без превышения предельных нагрузок на пушку при этом величина температурного градиента выстрела в диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C составила 10.3 %.

Исследователи из Москвы представляющие Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук и Центральный научно-исследовательский институт точного машиностроения Б. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, В. П. Королев изучают влияние начальной температуры на характеристики выстрела в качестве присоединенного заряда высокоплотных метательных зарядов всестороннего горения, получаемых прессованием из пороховых зерен, покрытых пленкой полимера [6]. На лабораторных установках калибром 7.62 и 14.5 мм рассмотрены две схемы выстрела: классическая схема с блочным зарядом, размещенным в камере, и комбинированная схема с блочной частью заряда, присоединенной к метаемому телу и сгорающей в ходе движения по стволу. Проведенные опыты показали, что в области положительных температур на блочных метательных зарядах температурный градиент заметно ослабляется и составляет 0.9 – 1.2 % для традиционной схемы выстрела и 0.8% для комбинированной схемы. При минусовых температурах на блочных метательных зарядах наблюдается сильное снижение характеристик выстрела, которое компенсируется за счет усиления воспламенителя и составляет 1.6 % на 10 °C, что

несколько ниже, чем в случае классического заряда насыпной плотности.

Специалистами НИИ ПММ ТГУ исследуется схема выстрела с ПЗ из твердых топлив типа НТБС и пастообразных топлив [7, 8]. В литературе опубликованы данные выстрела ПЗ из топлива НТБС показывающие, что в диапазоне начальных температур заряда от -30 до $+50$ °C температурный градиент выстрела по дульной скорости 5.5 % при изменении максимального давления в камере заряжения на 27.8 %. Для выстрелов с ПЗ из топлив типа НТБС, так же как и для других твердых зарядов описанных выше наблюдается общая тенденция значительного изменения баллистических характеристик топлива в диапазоне отрицательных температур заряда приближенных к -50 °C. Доработка топлив типа НТБС, для эксплуатации при более низкой температуре проводится на базе ФЦДТ «Союз».

Проведенные специалистами НИИ ПММ ТГУ исследования показывают перспективность использования схемы заряжения с ПЗ из пастообразных топлив для гладкоствольных баллистических установок калибром 30 мм, в диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C. Получена величина температурного градиента выстрела с ПЗ из пастообразных топлив, соизмеримая с температурным градиентом выстрелов с пороховыми зарядами составляющая по дульной скорости снаряда 5.0 %. Так же показана возможность управления баллистическими характеристиками выстрела за счет применения электротермохимической технологии управления воспламенением и горением заряда. Данная технология позволяет получить полную компенсацию температурного градиента выстрела с ПЗ из пастообразных топлив по дульной скорости снаряда на гладкоствольных баллистических установках калибром 30 мм в диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C.

Известно большое количество программ и моделей для расчетов внутрибаллистических характеристик выстрелов. В книге [9] описывается модель выстрела позволяющая рассчитывать газодинамическую картину выстрела в стволе для штатных и перспективных компоновок выстрела. Используемый на ее основе аппарат математического моделирования, позволяет достоверно рассчитывать внутрибаллистические параметры выстрела в широком диапазоне начальных температур [10].

Расчеты, проведенные в НИИ ПММ ТГУ на основании полученных данных, показывают, что применение схемы выстрела с ПЗ для штатных артиллерийских установок малого и среднего калибра позволяет получить прирост (увеличение) дульной скорости снаряда в диапазоне начальных температур заряда от -50 до $+50$ °C, без изменения геометрии артиллерийской установки и без превышения допустимых нагрузок.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта

№ 8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. Бураков В.А., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Карташов Ю.И., Касимов В.З., Саморокова Н.М., Фоменко В.В. Исследование возможностей применения пластизольных топлив в схеме артиллерийского выстрела с присоединенным зарядом // V Всероссийская конференция «Энергетические конденсированные системы» 26 – 28 октября 2010 г. г. Черноголовка. Москва: ИПХФ, 2010 г. – С.19-20.
2. Heath T. Martin, Eric Boyer, Kenneth K. Kuo Effect of Initial Temperature on the Interior Ballistics of a 120-mm Mortar System // Journal of Applied Mechanics 2013 № 80(3):031408, DOI: 10.1115/1.4023318 (11 pages).
3. Heath T. Martin, Eric Boyer, Kenneth K. Kuo Performance dependency of 120 mm mortar on ambient temperature conditions //International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion 2013 № 12(6) DOI: 10.1615/2013005728 pages 529-545.
4. Botnan J. I. Testing of M7 propellant at different temperatures in closed vessel // Norwegian defense research establishment (FFI), 2009. – 80 p.
5. Бутаев Б.М., Грольман Л.В., Заглада В.И., Леонтьев М.Я., Сергеев В.В., Смирнов А.В., Чижевский О.Т. Унитарный малокалиберный патрон// Патент РФ № 2095735 от 10.11.1997.
6. Ермолаев Б.С., Сулимов А.А., Романьков А.В., Королев В.П. Влияние начальной температуры на характеристики выстрела при использовании блочных метательных зарядов // Химическая физика 2018 –Т. 37.– №3 – с. 27-34.
7. Бураков В. А., Буркин В. В., Дьячковский А. С., Ищенко А. Н., Касимов В. З., Саморокова Н. М. Исследование схемы заряжания с присоединенным зарядом из моноблочных топлив в широком диапазоне начальных температур заряда //Сборник трудов девятой Всероссийской конференции по «Внутрикамерным процессам и горению в установках на твердом топливе и ствольных системах» (ICOC'2017). Россия, Москва, 10-12 октября 2017 г. Ижевск: ИМ УрО РАН, 2017. – С.53-57.
8. Бураков В.А., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Степанов Е.Ю. Исследование температурного градиента выстрела при использовании пастообразных топлив в режиме присоединенного заряда // Сборник материалов IX Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, г. Томск , 21-25 сентября 2016 г. – Томск, 2016 – С. 132-134.
9. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.
10. 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.

СПОСОБ ТАРИРОВКИ ДАТЧИКА ДУЛЬНОЙ СКОРОСТИ

**В.В. Буркин, А.Н. Ищенко, А.С. Дьячковский, А.Ю. Саммель, В.Д. Зорин,
Л.В. Корольков**

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики
Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27
E-mail: Lex_okha@mail.ru

Одной из основных баллистических характеристик выстрела является дульная скорость снаряда. Для её определения используются датчики, основанные на различных принципах: контактные (рамы-мишени, дисковые, зарядовые) и бесконтактные (оптические, индуктивные, индукционные). Наибольшее распространение получили бесконтактные способы измерения скорости, наиболее известные полигонные современные сертифицированные средства измерения - это фотоэлектронный измеритель скорости (ФЭБ-5М, ФЭБ-7М) или доплеровская радиолокационная станция (ЛУЧ-83М1, ЛУЧ-88М2) производства ФКП «НТИИМ». Однако применение данных приборов в лабораторных условиях может быть затруднительно или требует специальной подготовки оборудования. Измерение дульной скорости в замкнутых пространствах для оптических средств регистрации осложняется наличием дульной вспышки при выходе снаряда из ствола, в этом случае преимущество у радиолокационных и индукционных способов регистрации.

В данной работе предлагается способ тарировки индукционного датчика дульной скорости (ДДС) [1]. Внешний вид ДДС для экспериментального баллистического комплекса с баллистической установкой калибром 30 мм представлен на рис. 1 [2].



Рис. 1. Внешний вид ДДС

Для обеспечения безотказной работы, в сложных условиях выстрела, данная конструкция ДДС предусматривает 4-е измерительные катушки: две основные (1 и 2) и две дублирующие (3 и 4). Для правильной работы данного прибора метаемый элемент (МЭ) должен содержать в себе метку из «ферромагнетика» или «диамагнетика», элементы из «парамагнетика» останутся незаметными для блокирующих сечений. Измеряется время пролета МЭ между парой катушек соответственно Δt_{12} и Δt_{34} . Средняя скорость МЭ при прохождении датчика

$V_{12} = L_{12}/\Delta t_{12}$ и $V_{34} = L_{34}/\Delta t_{34}$, где L_{12} и L_{34} — расстояние между соответствующими блокирующими сечениями (измерительная база датчика). Точность определения скорости в большей мере зависит от точности измерения базы датчика.

Сущность предлагаемого способа состоит в использовании тарировочного метаемого элемента (ТМЭ) [3], для уточнения геометрического положения блокирующих сечений датчика дульной скорости. Предлагаемый ТМЭ содержит две метки, которые при пересечении блокирующих сечений датчика позволяют получить сигнал от измерительных катушек. На рис. 2 представлен внешний вид основных компонентов ТМЭ, представляющего собой текстолитовый цилиндр в виде катушки с двумя метками (А и В), устанавливаемыми на торцах и закрываемые специальными заглушками. Они предотвращают отделение меток от тела катушки, которое является основной измерительной базой для проведения расчетов.



Рис. 2. Внешний вид основных компонентов ТМЭ

Использование ТМЭ с базой 100 мм, измеренной с точностью до 0.1 мм, дает относительную ошибку измерения расстояния не более 0.1 %. Регистрация импульсов с измерительных катушек датчика скорости выполняется на измерительно-регистрирующем комплексе (ИРК) [4] при помощи осциллографа с частотой дискретизации 125.0 МГц (дискрета измерения времени 8 нс). При измерении минимального временного интервала в 80 мкс относительная ошибка измерения времени составит не более 0.01 %. Что является достаточным условием для обеспечения точности определения скорости по данным, полученным с измерительных катушек ДДС с относительной ошибкой, не превышающей 1 %.

Характерная осциллограмма, полученная при пересечении ТМЭ блокирующих сечений ДДС, представлена на рис. 3. На всех 4-х измерительных катушках получено по два сигнала от двух маркеров в ТМЭ.

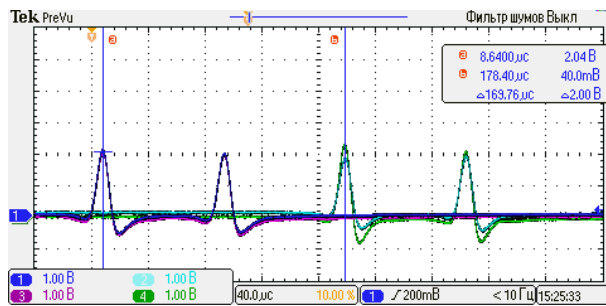


Рис. 3. Внешний вид осциллограммы полученной при пересечении ТМЭ блокирующих сечений ДДС

В связи с относительно малой величиной измерительной базы ДДС в качестве допущения принято, что на этом участке изменения скорости нет (движение без ускорения, с постоянной скоростью). Так же считается, что максимальное значение по амплитуде сигнал достигает в момент прохождения меткой в середины блокирующего сечения (для одинаковых меток и блокирующих сечений, достижение максимального уровня сигнала будет соответствовать одному и тому же месту тела).

Описание алгоритма расчета и последовательность вычислений:

1. Зная расстояние между серединами меток ТМЭ и определив временной интервал пролета двумя метками одного блокирующего сечения, вычисляем скорость тела на каждой катушке:

$$V_i, i=1 \dots 4.$$

2. По данным скоростей (V_i) определяем среднюю скорость ТМЭ в центре ДДС:

$$V_{cp} = (V_1 + V_2 + V_3 + V_4)/4.$$

3. Зная среднюю скорость тела в центре ДДС, и времена пролета соответствующим маркером данных сечений Δt_{12A} и Δt_{12B} определяем измерительную базу для 1-ой и 2-ой измерительной катушки по двум маркерам и усредняем полученные значения:

$$L_{12} = (V_{cp}/\Delta t_{12A} + V_{cp}/\Delta t_{12B})/2,$$

аналогичным образом определяем базу для 3-ей и 4-ой измерительной катушки.

Определенная данным способом база ДДС исключает неточность геометрического определения сечения катушки формирующей магнитное поле, которое может не совпадать с фактическим местоположением максимума напряженности магнитного поля.

Кроме величины дульной скорости анализ осциллограмм полученных с блокирующих сечений позволяет контролировать целостность метаемой сборки на выходе из ствола.

Представленный в данной работе ТМЭ может применяться для тарировки ДДС располагаемых на дульном срезе универсальных баллистических установок калибрами от 23 до 40 мм при проведении аэробаллистических исследований и экспериментов в условиях выстрела.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта № 8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

- Буркин В. В., Дьячковский А. С., Егоров А. Л., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Майстренко И. В., Рогаев К. С., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В. // Датчик дульной скорости. Патент на полезную модель №161396, заявитель и патентообладатель ФГАО УВО «Национальный исследовательский Томский государственный университет». Заявка № 2015127042 от 06.07.2015. Дата гос. регистрации: 31.03.2016.
- Бураков В. А., Буркин В. В., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Степанов Е. Ю., Агафонов С. В., Рогаев К. С., Чупашев А. В. // Экспериментальный баллистический комплекс. Патент на изобретение №2591132, заявитель и патентообладатель ФГАО УВО «Национальный исследовательский Томский государственный университет». Заявка № 2015113676 от 13.04.2015. Дата гос. регистрации: 20.06.2016.
- Буркин В. В., Саморокова Н. М., Дьячковский А. С., Бураков В. А., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Степанов Е. Ю., Рогаев К. С., Майстренко И. В., Чупашев А. В. // Образцовый тарировочный снаряд. Патент на полезную модель №170481, заявитель и патентообладатель ФГАО УВО «Национальный исследовательский Томский государственный университет». Заявка RU 2016126306 29.06.2016. Дата гос. регистрации: 26.04.2017.
- В. В. Буркин, В. П. Долматов, А. С. Дьячковский, А. Л. Егоров, А. Ф. Зорин, Е. Н. Зыков, А. Н. Ищенко, В. З. Касимов, В. В. Фарапонов // Измерительно-регистрационный комплекс баллистического стенда НИИ ПММ ТГУ / Сборник материалов 7 Всероссийской научно-технической конференции «Проектирование систем и измерительных комплексов», Нижний Тагил: РУСЦ РАРАН, журнал «Вопросы оборонной техники» серия № 14 выпуск № 1 – 2011 г. С. 23-33.

Повышение дульной скорости при моделировании выстрела на установку среднего калибра

А. Н. Ищенко, А. И. Зыкова В. З. Касимов, Н. М. Саморокова

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).

В настоящей работе, с применением описанной в [2] методики, проводилось теоретическое исследование модернизации модельного выстрела при использовании высокоэнергетических пастообразных топлив (ПТ) в качестве присоединенного заряда (ПЗ) для установки калибром 130 мм. Для применения ПТ использовалась схема с расположением ПЗ внутри модернизированного модельного снаряда с заданной массой.



1 – корпус снаряда; 2, 3 – топливо

Рис. 1. Условная схема снаряда

Для моделирования выстрела на установке 130 калибра, вычислялись параметры модели на основании анализа экспериментальных данных, полученных на модельной баллистической установке калибром 30 мм в НИИ ПММ ТГУ. В качестве метаемого элемента использовался модельный снаряд. В опытах измерялись дульная скорость снаряда датчиком скорости, максимальное значение давления в камере датчиком давления и скорость снаряда в стволе СВЧ-радаром. На основании полученных результатов был смоделирован выстрел с пороховым зарядом на установке 130-мм калибра. Это было необходимо для оценки возможности модернизации выстрела за счет ПЗ.

В ходе теоретического исследования полагалось, что в полость внутри снаряда, помещался контейнер с топливом. В контейнере располагалось ПТ двух типов (Первое топливо – ПТ-1, горящее с более медленной скоростью относительно второго, использовалось в качестве замедлителя процесса горения, а второе – ПТ-2). Масса снаряженного ПЗ в контейнере и, следовательно, стартовая масса сборки сохранялась постоянной.

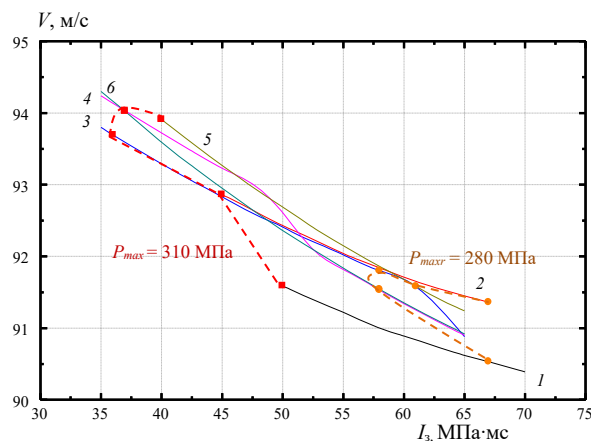
Для исследования приведенной схемы выстрела используется разработанная в НИИ ПММ ТГУ математическая модель и численная методика расчета выстрела [3].

Используя полученные на модельной установке баллистические параметры, для односегментного и двухсегментного ПЗ было проведено параметриче-

ское исследование с целью определения наиболее оптимальных параметров заряжания, которые позволят повысить дульную скорость снаряда при моделировании выстрела на установке 130-мм калибра. Смоделированные выстрелы по классической схеме метания и с применением ПЗ брались за базовые для последующего сравнения.

Исследование проводилось в три этапа. На первом этапе проверялась возможность модернизации выстрела, в котором использовался только один тип ПТ в качестве ПЗ – ПТ-1. На втором этапе исследовалась возможность применения двух сегментного ПЗ при постоянной массе замедлителя ПТ-2, а на третьем этапе масса замедлителя увеличилась на 66.7%.

На первом этапе в качестве ПЗ использовалось только топливо ПТ-1, его масса изменялась до тех пор, пока не начиналось недогорание. В результате была получена зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ, показанная на рисунке 2.



1 – $\omega_{ПЗ} = 800$ г, 2 – $\omega_{ПЗ} = 1000$ г, 3 – $\omega_{ПЗ} = 1200$ г,
4 – $\omega_{ПЗ} = 1300$ г, 5 – $\omega_{ПЗ} = 1500$ г, 6 – $\omega_{ПЗ} = 2000$ г,

Рис. 2 – Расчетная зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ

На рисунке 2 сплошными линиями показано изменение дульной скорости в зависимости от изменения импульса задержки воспламенения, а прерывистыми изображены изолинии максимальных давлений. Следует отметить, что указанная масса соответствует начальной массе топлива, а не сгоревшей. В свою очередь, было установлено, что за время выстрела успевает сгореть $\approx 1.2 - 1.5$ кг ПТ в зависимости от импульса задержки воспламенения I_3 .

На втором этапе исследования В качестве замедлителя использовалось пастообразное топливо ПТ-2 (замедлитель) массой 150 г, а масса основного заряда ПТ-1 менялась при сохранении массы метаемой сборки. Исследовалась зависимость дульной скорости снаряда, как от массы ПЗ при постоянной массе первого сегмента, так и от изменения импульса задержки воспламенения I_3 . В результате была получена зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ, показанная на рисунке 3.

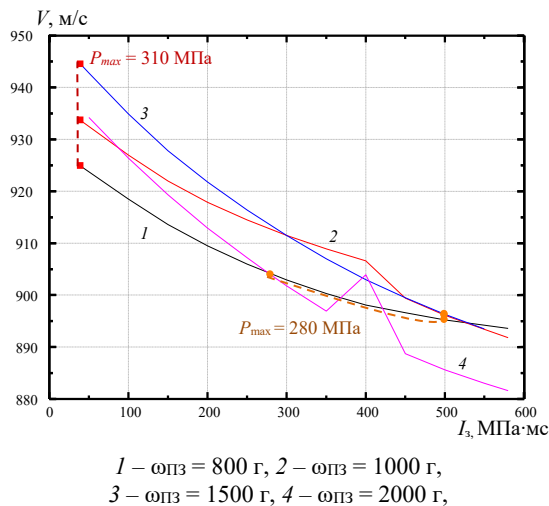


Рис. 3 – Расчетная зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ

На рисунке 3 сплошными линиями показано изменение дульной скорости в зависимости от изменения импульса задержки воспламенения, а прерывистыми изображены изолинии максимальных давлений. Следует отметить, что указанная масса соответствует начальной массе топлива, а не сгоревшей.

На третьем этапе модернизации модельного выстрела с использованием двухсегментного ПЗ в качестве замедлителя использовалось пастообразное топливо ПТ-2 массой 250 г, а масса основного заряда ПТ-1 менялась при сохранении массы метаемой сборки. Исследовалась зависимость дульной скорости снаряда, как от массы ПЗ при постоянной массе первого сегмента, так и от изменения импульса задержки воспламенения I_3 . В результате была получена зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ, показанная на рисунке 4.

На рисунке 4 сплошными линиями показано изменение дульной скорости в зависимости от изменения импульса задержки воспламенения, а прерывистой изображена изолиния максимального давления. Следует отметить, что указанная масса соответствует начальной массе топлива, а не сгоревшей.

Исходя из результатов, показанных на рисунке 28 видно, что давление в 310 МПа не достигается при данных условиях заряжания.

Увеличение массы ПТ в конечном итоге приводит к недогоранию, поэтому, используя результаты, полученные в ходе параметрического исследования, были построены графики зависимости дульной ско-

рости снаряда от массы сгоревшего ПЗ ω_c . На рисунке 5 показана зависимость дульной скорости снаряда от массы сгоревшего ПЗ при сохранении штатного давления 280 МПа.

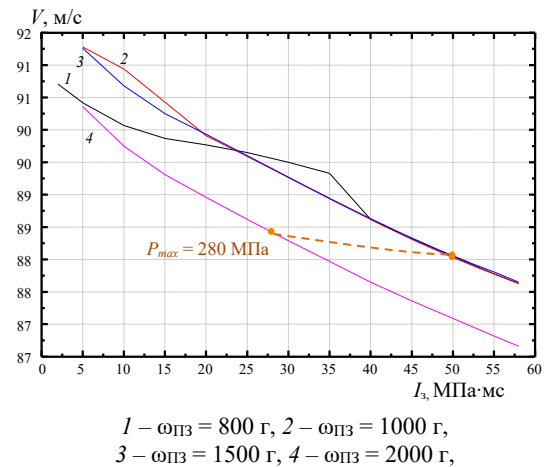


Рис. 4 – Расчетная зависимость дульной скорости от импульса задержки воспламенения для разных масс ПЗ

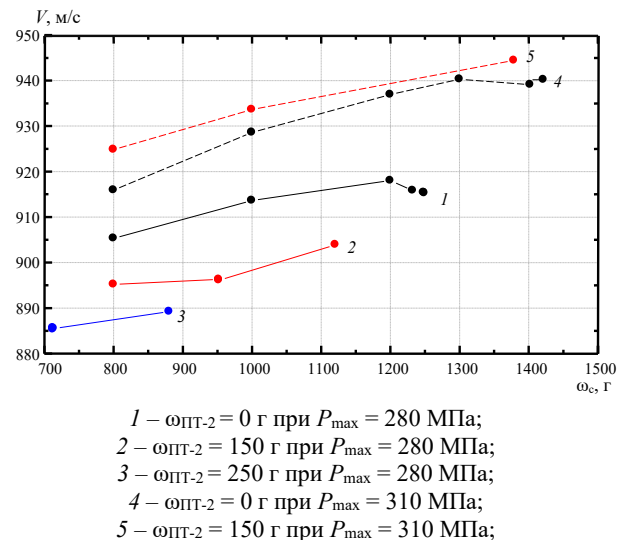


Рис. 5 – Зависимость дульной скорости снаряда от массы сгоревшего ПЗ

Таким образом, в результате параметрического исследования смоделированного выстрела на установке калибром 130-мм для штатного давления 280 МПа наилучший результат по скорости (918 м/с) получен для выстрела с односегментным зарядом, где в качестве ПЗ использовалось 1200 г ПТ-1, при импульсе задержки воспламенения $I_3 = 580$ МПа·мс. Это позволило увеличить дульную скорость снаряда на 8.4 % относительно скорости, полученной при классическом выстреле. Для максимального давления 310 МПа наилучший результат по скорости (940.3 м/с) получен для выстрела с односегментным зарядом, где в качестве ПЗ использовалось 1300 г ПТ-1, при импульсе задержки воспламенения $I_3 = 370$ МПа·мс. Это позволило увеличить дульную скорость снаряда на 11 % относительно скорости, полученной при классическом выстреле, и на 2.2 % относительно максимальной скорости, полученной экспериментально с использованием ПЗ.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта №8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. 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.
2. А.Н. Ищенко, В.В. Буркин, А.И. Зыкова, В.З. Касимов, Н.М. Саморокова, А.Д. Сидоров Повышение дульной скорости при использовании двухсегментного присоединенного заряда в ствольных системах // 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. – 474 с
3. 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

РЕКОНСТРУКЦИЯ ГИДРОБАЛЛИСТИЧЕСКОГО СТЕНДА

В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, Л.В. Корольков, И.В. Майстренко, К.С. Рогаев, А.Ю. Саммель, Е.Ю. Степанов, 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

Экспериментальные исследования процессов высокоскоростного взаимодействия метаемых элементов с поверхностью воды, движения тел в режиме суперкавитации, взаимодействия тел с преградами под водой [1,2], невозможны без создания специализированных испытательных стендов. Один из таких стендов (Рис. 1.) описан в [3], развитие работ потребовало увеличение длины водного участка до 10 метров, был создан гидробаллистический стенд (Рис. 2.)

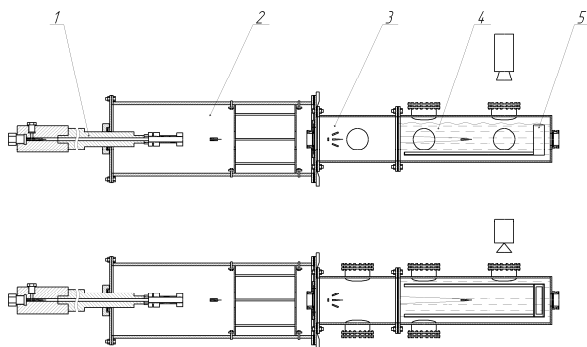


Рис. 1. Схема закрытой баллистической трассы: 1 – баллистическая установка, 2 – вакуумируемая емкость, 3 – участок аэродинамического отделения ведущих устройств, 4 – резервуар для жидкой среды, 5 – мишенный блок.

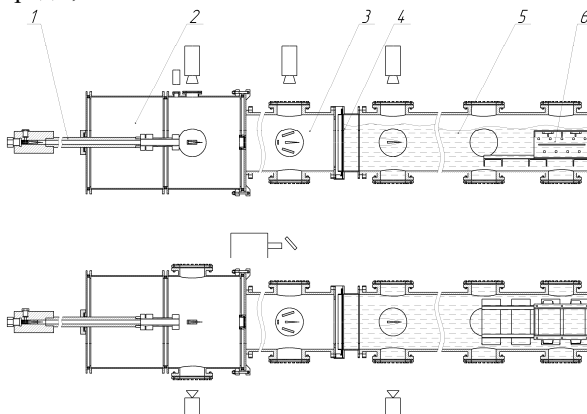


Рис. 2. Гидробаллистический стенд: 1 – баллистическая установка, 2 – вакуумируемая емкость, 3 – участок аэродинамического отделения ведущих устройств, 4 – шлюзовой отсек, 5 – резервуар для жидкой среды, 6 – мишенный блок.

В текущем году решая задачу метания калиберных (23 мм) суперкавитирующих метаемых элементов, гидробаллистический стенд был реконструирован. В качестве ускорителя (Рис.3, 1)

используется гладкоствольная баллистическая установка. Имеется возможность использовать зарядные камеры различного объема. На дульном срезе ускорителя предусмотрен индукционный датчик дульной скорости метаемой сборки [4]. Частично ствол утоплен в вакуумируемую емкость (Рис.3, 2). Из конструкции исключен участок аэродинамического отделения ведущих устройств. Шлюзовой отсек установлен непосредственно на фланец вакуумируемой емкости. Небольшой воздушный промежуток между мембраной вакуумируемой емкости и мембраной шлюзового отсека надежно демпфирует гидроудар формирующийся в процессе входа суперкавитирующего метаемого элемента в воду. Жесткое крепление резервуара для жидкой среды к шлюзовому отсеку и к вакуумируемой емкости обеспечивает соосность всей конструкции, что существенно облегчает процесс прицеливания. Аппаратное обеспечение разработанной баллистической трассы позволяет: регистрировать давление в камере ускорителя пьезоэлектрическим датчиком давления входящим в состав измерительного комплекса «Нейва», определять скорость метаемой сборки на выходе из ускорителя индукционным датчиком дульной скорости, производить высокоскоростную видеосъемку процессов, сопровождающих движение метаемого элемента на траектории.

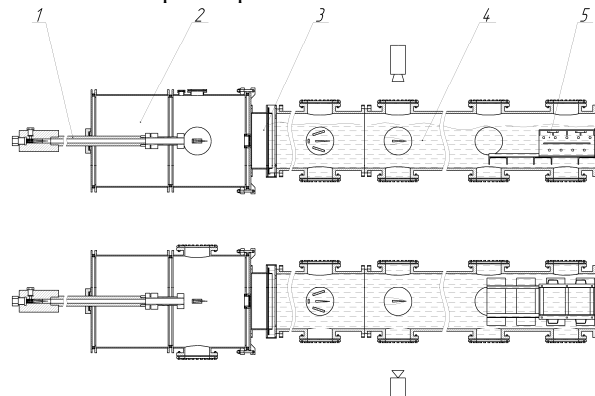


Рис. 3. Гидробаллистический стенд: 1 – баллистическая установка, 2 – вакуумируемая емкость, 3 – шлюзовой отсек, 4 – резервуар для жидкой среды, 5 – мишенный блок.

Под новые задачи был сконструирован новый суперкавитирующий метаемый элемент см. (Рис. 4). Элемент изготовлен из дюралюминия, дульная скорость в экспериментах составляла от 250 м/с.

Конструкция метаемого элемента обеспечивает его разгон в баллистической установке, однако

значительные знакопеременные нагрузки, возникающие при глиссировании в каверне приводили к деформации метаемого элемента с последующим разрушением. Доработанная конструкция представлена на Рис. 5.



Рис. 4. Калиберный суперкавитирующий элемент: 1- Толкающий поддон, 2- Ведущий пояс, 3- Кавитатор.



Рис. 5. Доработанная конструкция метаемого элемента

Профиль суперкавитирующего элемента более полно вписан в каверну, что позволяет ему проходить всю дистанцию гидроballистического стенда.

В рамках совместных работ с ВНИИТФ г. Снежинск, по уточнению градуировочных зависимостей для манганиновых и константановых датчиков, а также для уточнения уравнений состояния материалов - медь, тантал, возникла необходимость использовать имеющийся стенд.

Для выполнения поставленных задач он был видоизменен. В вакуумируемой емкости установлен мишенный блок (Рис.6).

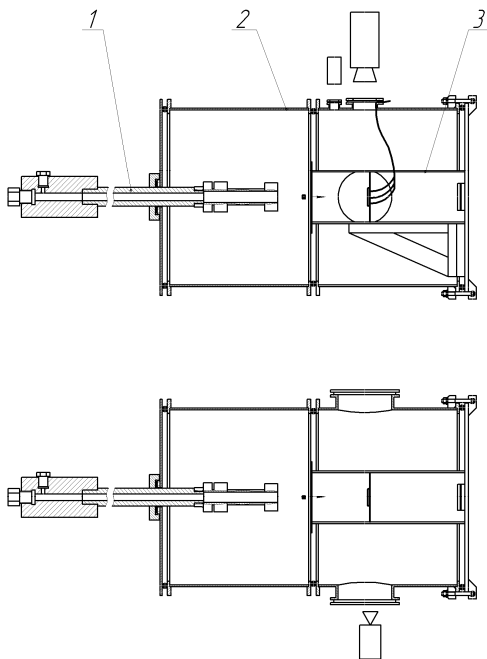


Рис. 6. Баллистический стенд: 1 – баллистическая установка, 2 – вакуумируемая емкость, 3 – мишенный блок

Срез ускорителя с датчиком дульной скорости располагается на небольшом расстоянии от мишени, что совместно с конструкцией самого метаемого элемента позволило обеспечить параллельность взаимодействующих плоскостей метаемого элемента и мишени. Для этих же целей на мишенном блоке перед мишенью устанавливается отсекающее метающие газы устройство. Иллюминаторы на вакуумируемой

емкости и конструкция мишенного блока позволяют наблюдать за движением метаемого элемента (Рис.7) и его взаимодействием с мишенью при помощи высокоскоростных видеокамер. В данной работе оценивали угол наклона метаемого элемента и его скорость при подходе к мишени. Конструкция стенда позволяет разгонять метаемые элементы до скоростей $V \approx 3,1$ км/с при общей массе сборок $M_s \approx 39$ г (масса ударника $M_u \approx 17$ г). Гидробаллистический стенд обеспечивает высокую информативность экспериментальных исследований, когда в условиях единичного эксперимента или небольшой серии опытов исследователь получает обширный массив разнородных данных о многих физических параметрах. Это позволяет весьма объемно представить исследуемый процесс в различных его проявлениях.

В статье использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта № 8.2.09.2018, в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

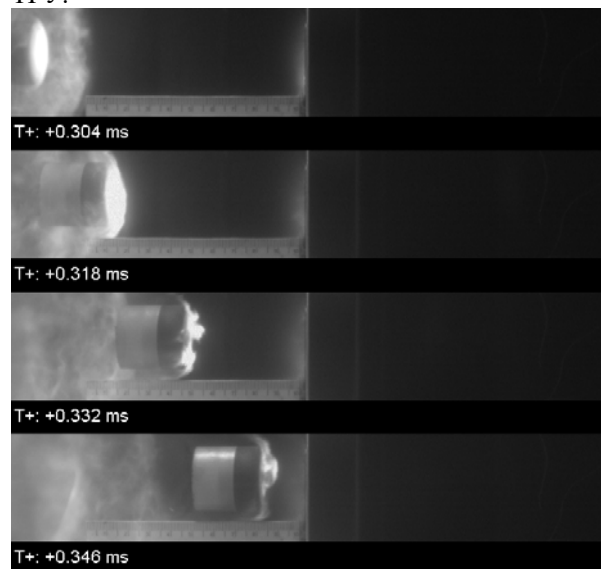


Рис. 7. Баллистический стенд, процесс подхода ударника к мишени.

Литература

1. Афанасьева С. А., Белов Н. Н., Бураков В. А., Буркин В. В. и др. Расчет высокоскоростного движения инерционной модели при входе в воду и ее взаимодействие с металлической преградой. *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2012. Т. 5, № 3. С. 43–55.
2. Афанасьева С. А., Белов Н. Н., Буркин В. В., Дьячковский А. С., Евтюшкин Е. В. и др. Особенности высокоскоростного взаимодействия ударников с преградами, защищенными слоем воды. *Изв. вузов. Физика*. 2013. Т. 56, № 4. С. 8–15.
3. Патент на изобретение №2591132 заявка RU 2015113676/11 13.04.2015. Экспериментальный баллистический комплекс / В. А. Бураков, В.В. Буркин, А. Н. Ищенко, Л. В. Корольков, Е. Ю. Степанов, А. В. Чупашев, С. В. Агафонов, К. С. Рогаев.
4. 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.

ТЕХНОЛОГИЯ ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОГО УСКОРЕНИЯ. АДАПТАЦИЯ ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ И ВНЕШНЕТРАЕКТОРНЫХ МЕТОДИК ИЗМЕРЕНИЙ

**А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, Л. В. Корольков, Е.Ю. Степанов, 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

В работе рассмотрены технические решения, позволяющие адаптировать возможности информационно измерительного комплекса НИИ ПММ [1] к исследованию основных баллистических параметров электротермического ускорителя (ЭТУ) макротел.

Перспективной модификацией ЭТУ [2] является применение в плазмообразующем узле газогенерирующих веществ (ГГВ) с целью увеличения газоприхода в рабочую область ЭТУ и, тем самым, повышению баллистических параметров метаемых тел (МТ). Для поиска оптимального состава ГГВ необходимо в экспериментальной отработке ЭТУ измерять электротехнические характеристики (силу тока и падение напряжения) и баллистические: скорость МТ и временное изменение давления в газоплазменной области канала ускорителя. Исследования проводились на макете ЭТУ (рис.1), в основе конструкции которого положены технические решения [2].

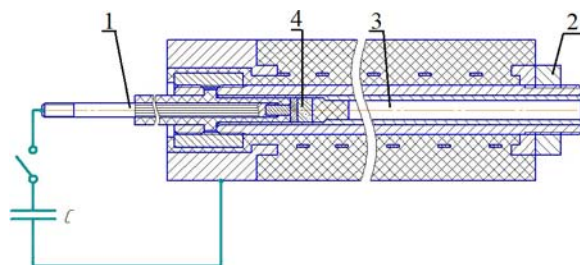


Рис. 1. Макет ЭТУ.

1 – центральный электрод, 2 – внешний электрод,
3 – канал ускорителя, 4 – ГГВ

ЭТУ включает бронзовый центральный электрод, внешний электрод, медный канал, заключенный в стальную «рубашку». В головной части бронзового электрода предусмотрена выемка для размещения ГГВ. Диаметр ускорительного канала 10 мм длина 250 мм.

В качестве источника электропитания ускорителя использовался емкостной накопитель энергии. Основные параметры системы электропитания (СЭП) ускорителя сведены в таблицу

Таблица 1. Параметры СЭП

Параметр	СЭП НИИ ПММ
	Значение
Узар, кВ	5,0
С, мФ	33,6
L, мкГн	3
Тип конденсаторов	К 75-40
Секционирование	Частичное**
Зарядное устройство	Тиристорный инвертор
Управление	Цифровое по оптическому каналу связи
Коммутация	Вакуумный разрядник, Тиристорный блок коммутации

* Каждая секция имеет свой коммутатор и балластное сопротивление

** Все секции подключены к одному коммутатору.

Измерения токов и напряжений проводились с использованием пояса Роговского и делителя напряжений. Типичные зависимости электротехнических характеристик: тока и падение напряжения на узле ввода энергии в ускоритель показаны на рис. 2.

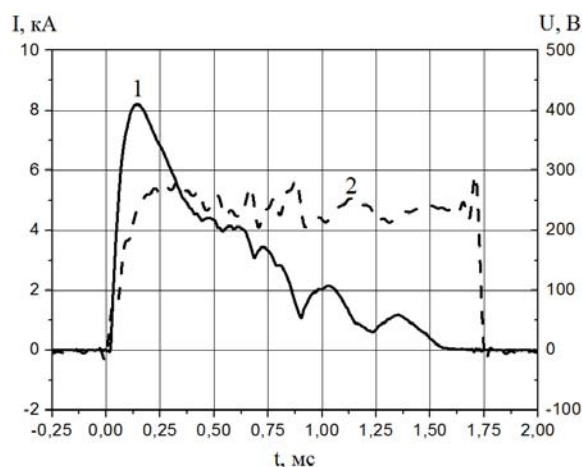


Рис.2. Временные зависимости электротехнических характеристик.

1 – сила тока, 2 – падение напряжения на ЭТУ.

Измерение временных зависимостей изменения давления в газоплазменной области

канала и скорости МТ на дульном срезе ускорителя существенно затруднены значительным уровнем электромагнитных помех, генерируемых в процессе разряда, что в конечном итоге влияет на качество экспериментальных данных. Анализ основных источников электромагнитных помех позволил выделить два ключевых излучающих элемента СЭП: коммутационный узел и устройство ввода энергии в ускоритель. Определены две основные составляющие помех с частотами – огибающая 1.3 МГц, а также более высокочастотная 30 МГц. Расчет показал, что на расстояниях до двух метров от источника электромагнитного излучения напряженность электромагнитного поля значительна и может оказывать заметное воздействие на измерительное оборудование экспериментальной установки. Исходя из полученных оценок фотоэлектронная блокировка (ФЭБ) и СВЧ-радар для измерения скорости МТ устанавливались на расстоянии более 5-ти метров от источника электромагнитных помех. Для усиления сигнала СВЧ-радар метаемый элемент экипировался отражателем. Дополнительно для измерения скорости МТ привлекалась высокоскоростная видеосъемка.

Типичные результаты внешне траекторных измерений скорости МТ приведены на Рис. 3.

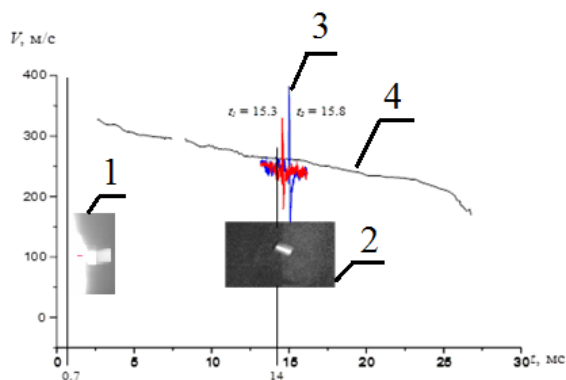


Рис. 3. Результаты внешне траекторных измерений скорости МТ с применением ФЭБ и СВЧ-радара.

1 – МТ, 2 – видеорегистрация, 3 – отметки моментов пролета МТ в ФЭБ, 4 – сигнал СВЧ-радара.

Момент выхода МТ из ускорителя соответствует отметке времени 0.722 мс от момента коммутации цепи. Значение скорости МТ на отметке времени 1 мс по результатам видеорегистрации составило 339 м/с. На отметках времени третьего 15,3 мс и четвертого 15,8 мс блокирующих сечений ФЭБ значение скорости по результатам измерений с помощью ФЭБ составило 260 м/с. Значение скорости на отметке времени 14 мс по результатам видеорегистрации составило 279 м/с.

Полученные данные с использованием трех независимых систем измерений скорости МТ

показали близкие значения скорости. Комплексный подход для измерения внешне траекторных характеристик метаемого элемента позволяет повысить достоверность измерения скорости МТ.

Для измерения импульсных давлений в [1] применяется методика с использованием специализированного комплекса «Нейва», включающая датчик давления 2Т6000. Датчик давления устанавливался в сечении ускорительного канала ЭТУ, соответствующему расположению МТ. Конструкция ЭТУ с «гнездом» для датчика давления показана на рис. 4.

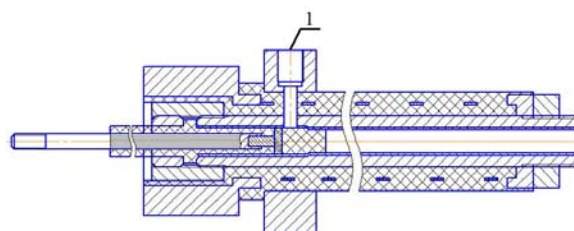


Рис. 4. Макет ЭТУ с «гнездом» для датчика давления.

1- «Гнездо» для датчика давления

Изначально МТ перекрывает отверстие в которое установлен датчик давления поэтому первые несколько микросекунд давление в газоплазменной области канала не регистрируется. После начала движения МТ измерительное отверстие открывается и регистрируется требуемый сигнал. Отметим, что задержка в регистрации давления позволяет пропустить импульсы электромагнитного излучения, вызванные сигналом на запуск коммутатора, период включения коммутатора и момент пробоя межэлектродного промежутка в ЭТУ, которые характеризуются максимальной амплитудой. Параллельно в едином временном масштабе регистрируется электромагнитная помеха. Типичные зависимости при измерении давления показаны на рис. 5.

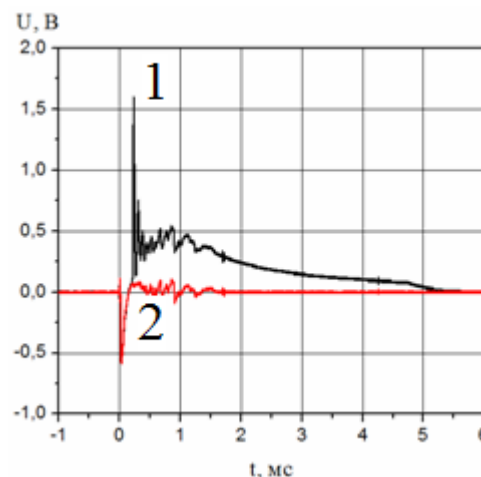


Рис. 5. Измеренные сигналы.

1- полезный сигнал с усилителя «Нейва»,
2- электромагнитная помеха

Конечный результат – временное изменение давления в газоплазменной области получается путем вычитания электромагнитной помехи из полезного сигнала (рис. 6).

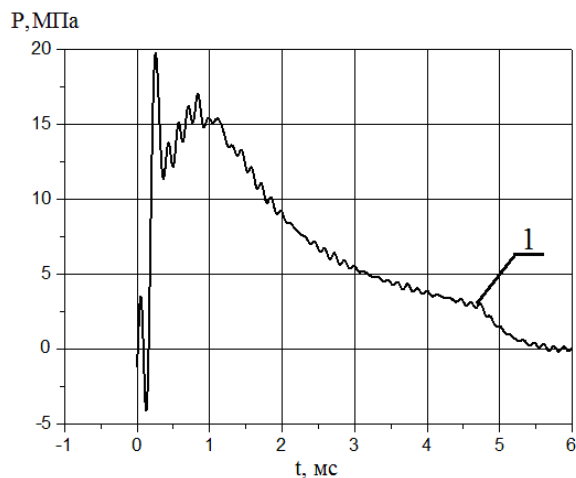


Рис. 6. Изменение давления в газоплазменной области ЭТУ.

1- момент выхода МТ из канала ускорителя.

Анализ полученных зависимостей позволяет достаточно подробно проследить характер изменения давления при ускорении МТ и, в том числе, определить момент выхода МТ из канала ускорителя.

Выполненный цикл методических разработок позволил полностью адаптировать комплекс [1] к исследованию электротермического способа ускорения макротел.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта №8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. Информационно измерительный комплекс НИИ ПММ ТГУ / А. Ю. Саммель, В. В. Буркин, А. Н. Ищенко и др. // Международная молодежная научная конференция "Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики", 17–19 ноября 2014 г. Томск, 2014. С. 127-128. URL: <http://vital.lib.tsu.ru/vital/access/manager/Repository/vtls:000>
2. Сивков А.А. Гибридная электромагнитная система метания твердых тел // Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42. – № 1. – С. 3–12.
3. Сивков А. А. Взрывная коммутация в электродинамических ускорителях масс // Изв. вузов. Физика. 1996. N-о 4. С. 164–172.
4. Дробышевский Э. М., Жуков Б. Г., Сахаров В. А. Измерение больших скоростей тел малых геометрических размеров // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19, вып. 17. С. 45–48

ПОВЫШЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ СТОЙКОСТИ ЗАЩИТНЫХ СТРУКТУР ЗА СЧЕТ НАНЕСЕНИЯ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ ТИТАНА

А. А. Сивков, Д. Ю. Герасимов, А. Н. Ищенко*, В. В. Буркин*, Л. В. Корольков*

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 30, ТПУ, ЭИН., Тел./факс (3822) 70-17-77 доб. 196

E-mail: sivkov@tpu.ru

* 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

Проблема повышения динамической стойкости защитных элементов от стрелкового, осколочного и холодного оружия всегда остро стояла перед всеми разработчиками брони. Одним из перспективных вариантов решения этой проблемы является нанесение на поверхность защитных элементов покрытий из сверхтвёрдого материала. Однако, обычные электрохимические, плазменные, и даже покрытия, нанесённые высокоэнтальпийными потоками плазмы из порошкообразных материалов с помощью взрывных и электротермических ускорителей характеризуются конечной адгезией и могут отслаиваться от поверхности подложки в критических условиях при динамическом воздействии [1,2,3]. Повысить стойкость покрытий можно путем создания таких условий их нанесения, при которых будет образовываться граничный слой взаимного перемешивания материалов покрытия и подложки с плавно меняющимся составом. Требуемые условия обеспечиваются при высокоэнергетическом воздействии на обрабатываемую поверхность высокоскоростного (порядка 1000 м/с), высокоплотного (более 1,0 г/см³) и высокотемпературного (порядка 1000 °K) импульсного потока электроразрядной плазмы, создаваемого импульсным коаксиальным магнитоплазменным ускорителем (КМПУ) [4] с сильноточным (порядка 100 кА) разрядом типа Z-пинч (Рис. 1).

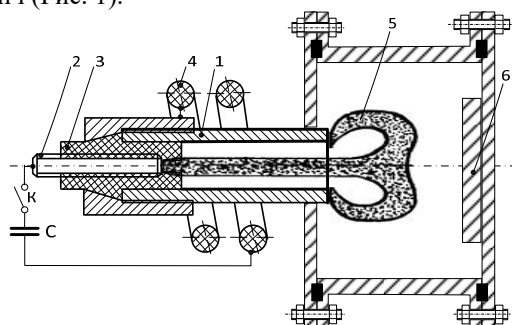


Рис. 1. Принципиальная схема лабораторной установки для нанесения покрытия (1 – электрод-ствол КМПУ, 2 – центральный электрод, 3 – изолятор центрального электрода, 4 – индуктор, 5 – плазменный поток, 6 – пластина для нанесения покрытия).

Уникальной возможностью способа является то, что процесс нанесения покрытий происходит в

течение короткого промежутка времени (порядка 1,0 мс). Это исключает изменение свойств подложки при воздействии высокоэнергетической плазменной струи, что не приведет к ее охрупчиванию при динамическом воздействии.

Покрытия наносились при следующих условиях. Электрод-ствол (Рис. 1. 1.) и центральный электрод (Рис. 1. 2.) изготавливались из титана марки ВТ1-0. Длина электрода-ствола $l_C=230$ мм с диаметром ускорительного канала $d_{УК}=16$ мм. Для синтеза материала покрытия в системах Ti-Si-N, Ti-C-N и Ti-B-N сопло в изоляторе центрального электрода (Рис. 1. 3.) (канал формирования плазменной структуры) заполнялся соответствующим реагентом (аморфным кремнием, углеродом или бором). Камера-реактор заполнялась газообразным азотом. Синтезированный сверхтвёрдый материал выносился из ускорительного канала электрода-ствола под действием плазменного потока (Рис. 1. 5.), ускорение которого происходит, в основном, за счет кондукционной и индукционной электродинамики. Кондукционная и индукционная электродинамика обеспечиваются силой Лоренца и соленоидом (Рис. 1. 4.) внешней индукционной системы КМПУ. Пластина (Рис. 1. 6.) (защитный элемент) изготавливалась из стали Ст3 ($\delta=3$ мм) размером 10х10 см и размещалась на расстоянии $l_{с-м}=150$ мм от среза титанового электрода-ствола. Накопитель энергии ёмкостью $C=14,4$ мФ заряжался до 3,0 кВ. При подведенной энергии $W=40\pm3$ кДж из ствола выносилось до 10 г. эродированного материала (титана).

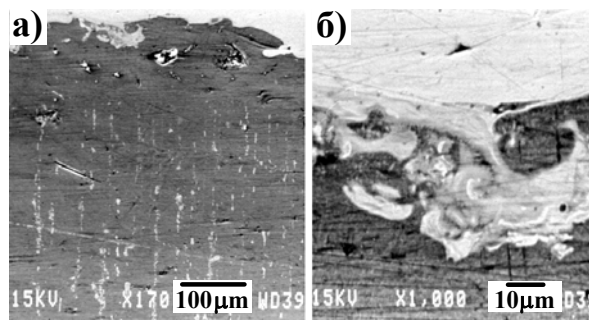


Рис. 2. Микрофотографии шлифа вертикального среза образца из стали (Ст3) с покрытием, нанесённым с помощью КМПУ: а) обзорный снимок; б) фрагмент граничного слоя взаимного перемешивания материалов покрытия и подложки.

На (Рис. 2. а) показана типичная микрофотография шлифа вертикального среза образца из стали Ст3 с покрытием, нанесенным с помощью КМПУ. Покрытие толщиной более 100 мкм абсолютно плотно прилегает к подложке. Граница раздела не является ровной линией и представляет собой слой взаимного перемешивания материалов покрытия и подложки толщиной 10-20 мкм. Такая толщина слоя взаимного перемешивания обусловлена гидродинамическим процессом волнообразования аналогичным сварке взрывом. На (Рис. 3) показаны профили твердости $H(x)$ по толщине Ti-покрытия и приграничной области стальной подложки, полученные с помощью Nano-hardness tester CSEM instruments при экспериментально обоснованной нагрузке на наноиндентор Виккерса 300 мН. Видно, что твердость Ti-покрытия имеет достаточно высокий уровень по всей толщине покрытия. Далее твердость у границы раздела покрытие-подложка снижается и на глубине примерно 300 мкм приближается к твердости исходного материала. Всплески твердости материала подложки обусловлены ударно-динамическим уплотнением и сверхглубоким прониканием материала покрытия в подложку.

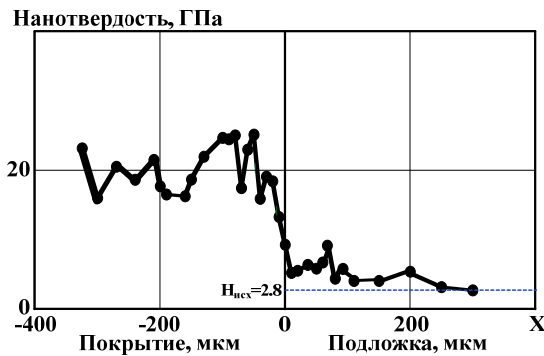


Рис. 3. Профиль нанотвердости $H(x)$ по толщине Ti-покрытия и приграничной области стальной подложки.

Далее для исследования динамической стойкости полученных защитных структур производился их испытания на экспериментальном баллистическом комплексе [5] (Рис. 4).



Рис. 4. Баллистический комплекс.

В качестве ускорителя использовалась гладкоствольная баллистическая установка калибром 23 мм. На ее дульном срезе предусмотрен индукционный датчик дульной скорости метаемой сборки. Масса шарообразного ударника (Рис. 5) составляла $4,06$ г. Скорость при подлете к мишени составляла 560 ± 15 м/с. Регистрация скорости ударника в процессе взаимодействия обеспечивалось высокоскоростной видеокамерой Phantom v710. Стойкость защитных элементов с покрытиями и без них, при динамическом воздействии, производилось путем оценки рассеиваемой кинетической энергии ударника в исходной стальной пластине и пластине с покрытием.

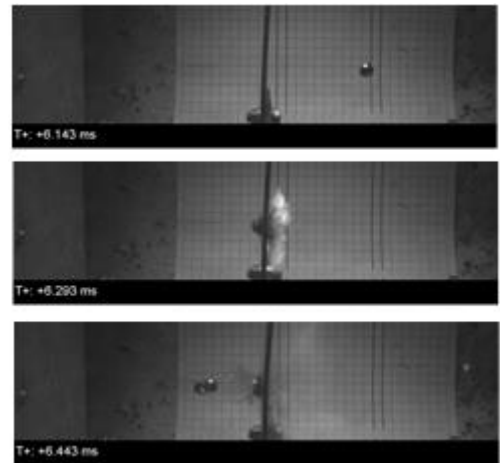


Рис. 5. Фотограмма взаимодействия по мишени с покрытием Ti-B-N.

В (Табл. 1.) приведены основные экспериментальные данные по испытаниям стальных мишеней без покрытия и с покрытиями состава Ti-Si-N, Ti-C-N и Ti-B-N.

Табл. 1. Основные экспериментальные данные.

Преграда	Скорость ударника перед преградой $V_{до}$, м/с	Скорость ударника после преграды $V_{пос.}$, м/с	Рассеиваемая кинетическая энергия ударника ΔW_k , Дж
Пластина без покрытия	545	354	349
Пластина с покрытием Ti-Si-N	574	366	397
Пластина с покрытием Ti-C-N	563	316	441
Пластина с покрытием Ti-B-N	549	280	453

Анализ данных показывает, что все рассматриваемые виды покрытий обеспечивают повышение динамической стойкости мишеней.

Рассеиваемая кинетическая энергия ударника, при пробивании мишени без покрытия составила 349 Дж, а с покрытием состава Ti-Si-N составила 397 Дж, что выше примерно на 14 %. Увеличение динамической стойкости мишени с покрытием из карбонитрида титана составило примерно на 26 %. Наилучшие результаты показали испытания на динамическую устойчивость мишени с покрытием состава Ti-B-N. Так в сравнении с мишенью без покрытия увеличение стойкости составило примерно на 30 %.

Сравнительные данные по увеличению динамической стойкости мишеней с покрытиями хорошо согласуются с твердостью рассматриваемых типов покрытий. Ранее проведенные исследования показали, что твердость покрытия состава Ti-Si-N составила примерно 19,6 ГПа, покрытие состава Ti-C-N 25,8 ГПа, а твердость покрытия состава Ti-B-N 28,1 ГПа. Твердость исходной стальной мишени (без покрытия) составляла примерно 2,8 ГПа.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения государственного

задания Минобрнауки России, проект № 9.9036.2017/8.9.

Литература

1. Кудинов В.В. Плазменные покрытия. - М.: "Наука", 1977. - 184 с
2. К.И. Козорезов, Л.И. Миркин. Получение и импульсная рентгенография высокоскоростного потока частиц при сверхглубоком проникании ускоренных микрочастиц в металлы // Физика и химия обработки материалов. 2000. № 1. с.77-80.
3. Школьников Э.Я., Гузеев М.Ю., Масленников С.П., Чеботарев А.В. Ускорение макрочастиц в электротермическом ускорителе с мультиразрядной схемой разрядного узла // Приборы и техника эксперимента. 2000. № 6, с. 130-135
4. Сивков А.А. Гибридная электромагнитная система метания твердых тел // Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42. – № 1. – С. 3–12
5. Патент на изобретение №2591132 заявка RU 2015113676 13.04.2015. Экспериментальный баллистический комплекс/ Бураков В. А., Буркин В. В., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В., Агафонов С. В., Рогаев К. С.,

БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ПОРОХОВ

Г.Н. Леонов

АлтГТУ им.И.И.Ползунова, г.Барнаул

E-mail: leonov-gn-dfmn@mail.ru

В ствольной артиллерии применяются различные типы пороховых элементов как по форме, так и по числу каналов. Наиболее распространёнными формами для артиллерии среднего и крупного калибра являются пороховые элементы трубчатой и 7-канальной формы для пироксилиновых порохов и, в основном, трубчатой формы для баллиститных порохов. Хотя для некоторых арт.систем крупного калибра начали применять баллиститные пороха с 7-ю каналами. Общеизвестно, что так называемые пороха прогрессивной формы имеют не один канал. Прогрессивность горения пороха определяется увеличением поверхности горения пороховых элементов. Однако использование пороховых элементов с большим, чем 7 каналов, типа пороха Киснемского, не показало их эффективность.

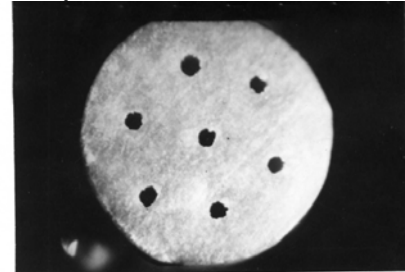
Общеизвестно, что скорость нарастания давления определяется силой пороха и скоростью газоприхода

$$\frac{dP}{d\tau} \sim \frac{d\psi}{d\tau}, \quad \frac{d\psi}{d\tau} \sim \rho \cdot S_g \cdot u \quad (1),$$

где: S_g – текущая поверхность горения всех пороховых элементов; P – давление; ψ – относительная доля сгоревшего заряда; τ – время; ρ – удельная плотность пороха; u – текущая линейная скорость горения.

Как видно из (1), прогрессивность горения пороховых элементов определяется текущей поверхностью горения S_g , которая, в свою очередь, определяется текущей формой пороховых элементов. В классической внутренней баллистике ствольных систем горение всех пороховых элементов заряда заменяется некоторым одним обобщённым пороховым элементом. Кроме того, предполагается так называемый геометрический закон горения пороха, т.е. равномерное выгорание с одинаковой линейной скоростью горения параллельными слоями со всех поверхностей всех пороховых элементов арт.заряда. Кроме того, исторически в классической внутренней баллистике ствольных систем всегда предполагалось мгновенное воспламенение все пороховых элементов в объёме арт.заряда. Насколько выполняются все эти предположения классической внутренней баллистики ствольных систем видно на рисунке 1, где приведены фото погашенных пороховых элементах. В манометрической бомбе сжигался в/а пироксилиновый порох марки 9/7. Горение прерывалось при прорыве мембраны при определённом давлении. Из фотографий видно, что распад семиканального зерна происходит значительно раньше теоретического значения $\psi_{\text{распада}} \approx 0,85$, как это должно быть при

геометрическом законе горения, т.е. при идеальном зерне и мгновенности воспламенения. А реально при $\psi_{\text{распада}} \approx 0,7$.



а) до сжигания в МБ;

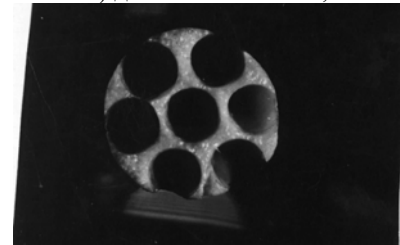
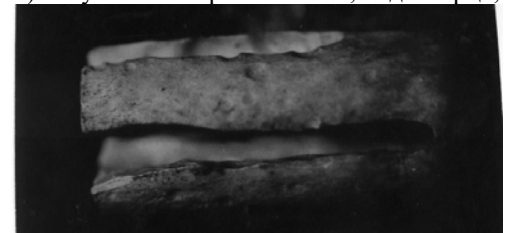
б) потушенный при $\psi \approx 0,7$, вид с торца;в) потушенный при $\psi \approx 0,7$, вид с боку

Рисунок 1. Фотографии потушенного пороха

Основным классическим предположением относительно поверхности горения является ее вычисление текущей формы по первоначальной форме и размерам и пропорционально сгоревшей доли в предположении геометрического закона горения топливных элементов, т.е. параллельными слоями. Но, как видно из фото для потушенных пороховых элементов для 7-канального в/а пироксилинового пороха, геометрический закон всё-таки основным работает.

Но такие же эксперименты с 7-кальными пороховыми элементами из баллиститных порохов, показали, что по своему сгоранию они ближе к геометрическому закону, по сравнению с пироксилиновыми порохами, т.к. распад зерна у них примерно $\psi_{\text{распада}} \approx (0,75 - 0,8)$.

Таким образом, применение геометрического закона несколько ограничено, т.к. участок дигрессивного горения с резким убыванием поверхности горения начинается раньше теоретического. Основные причины связаны с

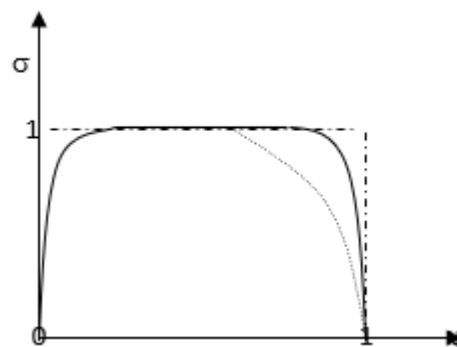
неидеальностью геометрической формы и разнородностью пороховых элементов, а также с возможными различиями в скоростях горения с наружной поверхности и с внутренних поверхностей каналов. Кроме того у пироксилиновых порохов резко отличаются линейные скорости горения с торцов и с боковой поверхности. С торца скорость горения пироксилиновых порохов в 2-3 раз выше, чем с боковой. Это определяется природой пироксилиновых порохов, т.к. в пластифицированной массе имеются нерастворимые волокна, которые в процессе прессования ориентируются вдоль оси. Это, в частности наблюдается у 7-канальных пироксилиновых порохов, что приводит к дополнительной дегрессивности при их горении. Кроме того, на дегрессивность горения пороховых элементов оказывает влияние непараллельность наружной и внутренней поверхностей каналов. Эксперименты с порохами различной канальности показали, что чувствительность к смещению начала дегрессивного участка в область меньших значений относительной сгоревшей доли ψ , тем больше, чем больше каналов имеют пороховые элементы арт.заряда. Наиболее наглядно это показано в работе [1] на примере горения зерна Киснемского прямоугольной формы с 36 каналами.

На рисунке 2 схематично приведены графики изменения относительной поверхности горения $\sigma = S_g / S_0$ (S_g – текущая поверхность горения, S_0 – начальная поверхность) от относительной сгоревшей доли $\psi = \omega_{cg} / \omega$ (ω_{cg} – сгоревшая масса пороха, ω – начальная масса) в случае идеальности и неидеальности геометрической формы пороховых элементов, разброса сгорающих сводов, и для случая постепенности (неодновременности) воспламенения.

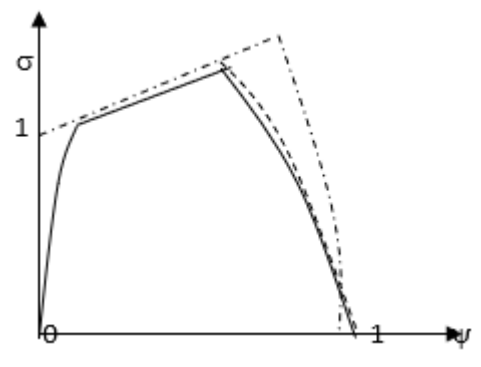
Таким образом, если каждый пороховой элемент заряда горит строго по геометрическому закону, то заряд в целом не горит по геометрическому закону. Следовательно, весь арт.заряд при баллистических расчётах не совсем корректно заменять одним идеальным или даже не идеальным пороховым элементом.

Вся сложность в определении текущей поверхности горения заключается в том, что получить аналитические выражения и для прогрессивных и для дегрессивных участков не удастся, особенно при отклонении формы пороховых элементов от идеальной. Под термином “идеальная” форма понимаются такие возможные формы пороховых элементов, в которых расположения каналов и соотношения их диаметров, а также параметры, определяющие внешний обвод пороховых элементов, выбираются из стремления обеспечить наилучшую прогрессивность пороха заряда для выбранного типа обвода и числа каналов. Любые возможные отклонения геометрических параметров пороховых элементов от соотношений, определяющих

“идеальность”, называются отклонениями от номинала, от “идеальности” без влияния постепенности воспламенения.



а) –бесконечная трубка;



б) семиканальное зерно.

- идеальная форма пороховых элементов и мгновенное воспламенение;
- идеальная форма пороховых элементов и постепенное воспламенение;
- неидеальная форма пороховых элементов и постепенное воспламенение.

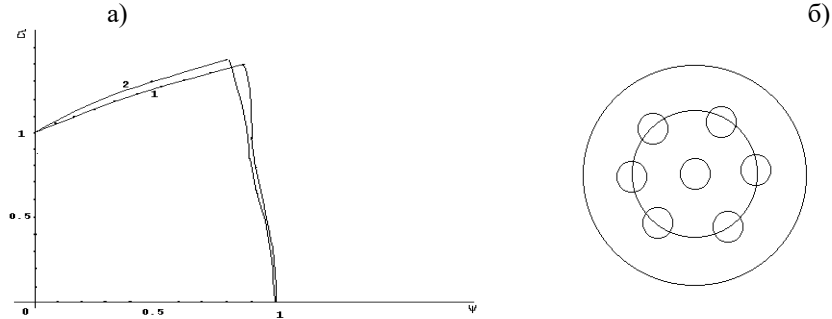
Рисунок 2.

В данном случае для описания текущей поверхности горения математически задача решалась алгоритмически с помощью набора на плоскости дуг $B_1, B_2, \dots, B_{N-1}, B_N$, пересечение которых дает наружную границу горячей поверхности или границы поверхностей горящих каналов. Такой подход позволяет рассчитывать динамику изменения относительной поверхности горения σ от относительной свода z практически для любой формы порохового зерна. Для идентификации предложенной методики определения текущей поверхности горения с реальным горением пороховых элементов были проведены опыты по сжиганию бездымных порохов трубчатой формы, т.е. одноканальный порох и 7-канальные пороховые элементы. Расчётные и опытные данные по определению текущей поверхности горения показали хорошую сходимость. Расчёт текущей поверхности горения проводился с применением методики по расчёту текущей скорости горения [2].

На приведенных ниже рисунках 3-8 приведены пороховые элементы с различной канальностью и соответствующие им функции относительной

поверхности горения от сгоревшей доли, т.е. $\sigma = \sigma(\psi)$. Из графиков $\sigma = \sigma(\psi)$ для различных форм и различной степени отклонения от идеальности при условии мгновенного воспламенения с наружных поверхностей пороховых элементов, со стороны каналов и идентичных законов горения, видно, что горящая поверхность существенно зависит от формы и

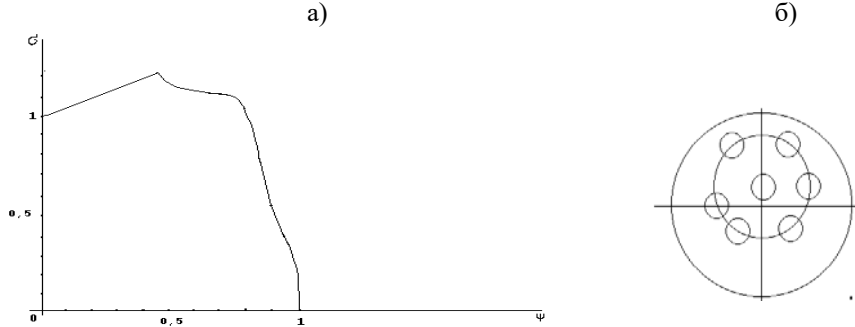
отклонений от идеальности. Для единообразия расчетных данных все формы пороховых элементов изучались при одинаковых соотношениях между диаметрами каналов d_k , сгорающих сводов $2e_1$ и длинами L : $d_k = e_1$ и $L \approx 15e_1$.



$1 - u_k = u_n, \psi_S \cong 0,85$ и $\sigma_S = 1,37$; $u_k > u_n, \psi_S \cong 0,87$ и $\sigma_S = 1,42$.

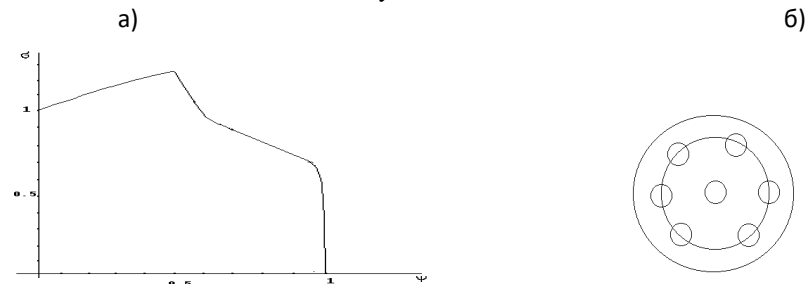
а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид с торца

Рисунок 3



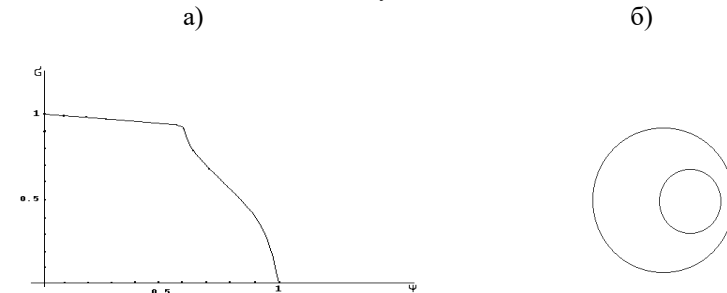
а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид порохового элемента с торца $\psi_S \cong 0,45$, $\sigma_S = 1,23$.

Рисунок 4.



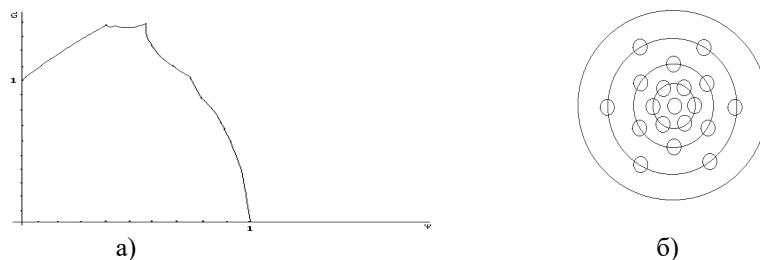
а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид порохового элемента ТЭ с торца $\psi_S \cong 0,504$, $\sigma_S = 1,265$.

Рисунок 5.



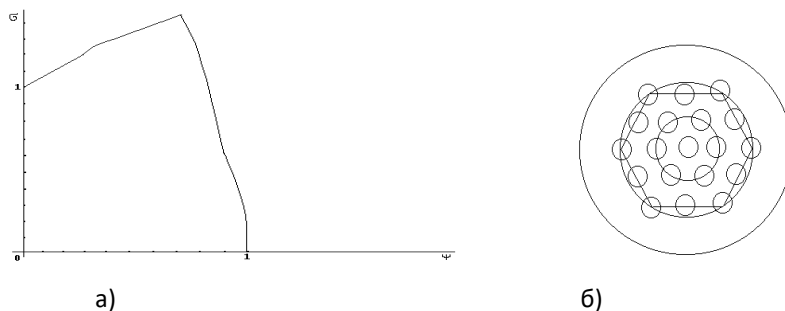
а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид порохового элемента (трубка) с торца $\psi_S \cong 0,60$, $\sigma_S = 0,93$.

Рисунок 6.



а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид порохового элемента с торца $\psi_s \cong 0.40$, $\sigma_s = 1,39$.

Рисунок 7.



а) графики $\sigma = \sigma(\psi)$; б) вид порохового элемента с торца $\psi_s \cong 0.40$, $\sigma_s = 1,39$.

Рисунок 8.

Вычислительные эксперименты позволили уточнить понятие “идеальной” формы пороховых элементов. Многоканальные пороховые элементы идеальной формы могут быть только тогда, когда каналы располагаются в вершинах правильных треугольников. Именно такие пороховые элементы

могут иметь максимально возможные участки прогрессивного горения, т.е. с увеличением горячей поверхности. Классическим примером такой формы является 7-канальное зерно. Для большего числа каналов, наружный обвод в виде окружности не приемлем. Для них применима овальная форма наружной поверхности, которая приведена на рисунок 9.

Именно для такой формы пороховых элементов были просчитаны текущие поверхности горения и баллистические расчёты для 7-канальных пороховых элементов, 13-канальных, 19-канальных и 37-канальных пороховых элементов.

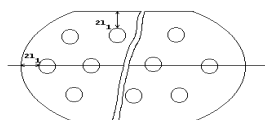


Рисунок 9.

Исходные данные для расчета баллистических характеристик соответствовали параметрам штатного выстрела с бронебойно-подкалиберным снарядом к 115 мм гладкоствольной т.п. У-5-ТС под максимальное давление $P_t=4040$ атм. при штатной температуре $T_0 = +15^0 C$. Для идентификации предложенной математической

модели с реальными процессами использовались среднестатистические данные приемных испытаний. При расчётах по термодинамической модели горение заряда принималось, как и в классической внутренней баллистике, подобным горению одного порохового элемента и в предположении о мгновенном воспламенении с применением разработанного метода для определения горячей поверхности. На рисунке 10 приведены расчётные графики изменения дульной скорости БПС для трёх видов порохов с идеальной геометрической формой. Расчётные данные показывают, что возможен баллистический эффект при применении идеальных по форме много канальных порохов.

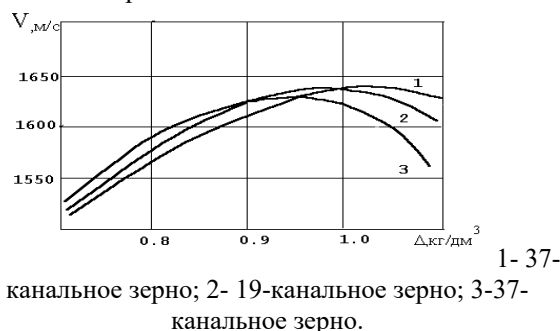


Рисунок 10.

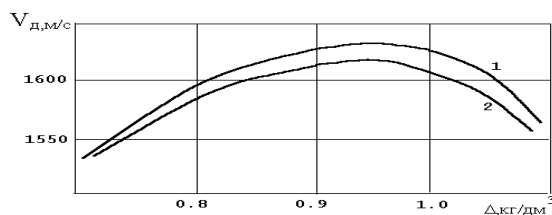
Однако реально изготовить идеальные по форме пороховые элементы невозможно при существующих технологиях изготовления много канальных пироксилиновых порохов. В готовых пороховых элементах всегда будут отклонения от идеальности формы. Реальные пороховые зерна изготавливаются с отклонениями от номинала

(идельности) как по геометрической форме, так и по геометрическим размерам сгорающих сводов. Эти отклонения могут быть обусловлены различными причинами:

- иглодержатель закреплен в прессформе с некоторым отклонением от центра симметрии;
- упругие деформации и колебательные движения игл в процессе прессования;
- неравномерность усадки как для единичного зерна, так и для отдельных зерен в партии пороха.

Для установившегося процесса изготовления пороховых элементов отклонения, вызванные двумя первыми причинами, имеют систематический характер, а последние причины являются случайными отклонениями. Исследовалось влияние радиальных отклонений

при $\Delta r = \frac{1}{3}e_1; \frac{2}{3}e_1$ и e_1 . Направление радиальных отклонений было выбрано вдоль одной из осей расположения каналов. Такое направление приводит, что и было показано несколько ранее, к более раннему началу дегрессивного участка горения за счет более быстрого прогара между внешним ободом (наружной поверхностью) и ближайшим каналом (внутренней поверхностью). Взаимное же расположение каналов предполагалось как для идеальной формы. На рисунке 11 приведены графики изменения дульной скорости при различных радиальных отклонениях.



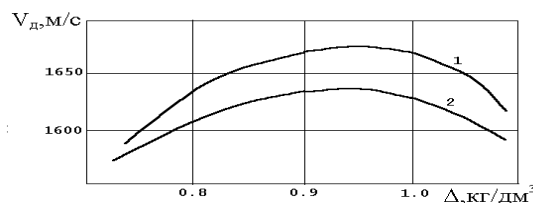
1 - $\Delta r = 0$; 2 - $\Delta r = \frac{2}{3}e_1$;
Рисунок 11.

Помимо уменьшения дульной скорости увеличивается разброс дульных скоростей и нестабильность поведения максимального давления. Из графиков видно, как влияет степень неидеальности на дульную скорость. Можно сказать, что при производстве порохов, особенно пироксилиновых, необходимо выдвигать различные требования к разбросу в геометрических размерах пороховых элементов.

Кроме того, даже для штатных 7-канальных зерен технология изготовления может приводить к

эллипсоидности наружного обвода (наружной поверхности), что также приводит к разносводности отдельных пороховых зерен и более ранней дегрессивности поверхности горения. Помимо этого, при производстве всех видов порохов с внешним ободом, отличным от окружности, возможны и угловые отклонения расположения каналов от осей эллипсов, что может только усугубить дегрессивность горения пороховых элементов.

На рисунке 12 приведены расчётные данные по изменению дульной скорости БПС 115 мм гладкоствольной т.п. У-5-ТС от плотности заряжения для идеальных пороховых элементов и реальных (неидеальных) пороховых элементов. Видно, что отклонения от идеальности формы пороховых элементов может существенно влиять на реальные значения дульных скоростей. Помимо этого, расчётным путём было показано влияние неидеальности пороховых элементов много канальных порохов на разброс дульных скоростей v_d и разброс максимальных давлений.



1 - идеальное зерно; 2 - реальное зерно.

Рисунок 12.

Выводы

Число каналов пороховых элементов арт.заряда влияет, хотя и незначительно, на баллистические характеристики выстрела.

Чем больше число каналов в пороховых элементах, тем выше чувствительность баллистических характеристик выстрела к неидеальности и разносводности пороховых элементов арт.заряда.

Литература

Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М. Оборонгиз, 1962 г., 703 с.

Аксёнов В.С., Леонов Г.Н., Любимов А.В., и др. Дифференциальный метод измерения скорости горения конденсированных систем в манометрической камере. //Физика горения и взрыва. 1979 г., Т.15, №2. с. 103-107..

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ ПРОТОЧНОГО ТРАКТА МОДЕЛЬНОГО ГИПЕРЗВУКОВОГО ПРЯМОТОЧНОГО ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОМ ОБТЕКАНИИ В АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ

В. В. Мацкевич, В. В. Фарапонов, Е. А. Маслов, М. А. Угольников, А. Н. Федотов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

E-mail: akinfeev1402@mail.ru

В настоящее время в практике ракетостроения интенсивно развиваются работы по созданию летательных аппаратов с гиперзвуковыми скоростями полета. Одним из перспективных направлений в решении задачи повышении скорости полета летательных аппаратов в атмосфере является применение прямоточных воздушно-реактивных двигателей на твердом топливе. Основное отличие такого двигателя заключается в том, что он использует в качестве окислителя кислород атмосферного воздуха.

В виду сложности геометрии проточного тракта и изменения его геометрических характеристик в процессе работы двигателя в условиях транс- и гиперзвуковых скоростей газового потока разрабатываемые математические модели требуют верификации путем сопоставления с экспериментальными данными. Поскольку испытания натурных двигателей связаны с большими материальными затратами, то для получения объективной экспериментальной информации целесообразно проводить предварительные исследования на модельных двигателях установках.

Одним из основных параметров, определяющим работу двигателя, является распределение температуры внутри проточного тракта, влияющей на теплообмен в модели ГПВРД. Целью данного исследования является создание экспериментальной методики исследования изменения температуры в проточном канале гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя. Была разработана и реализована модель ГПВРД [1]. Её фотография показана на рис.1. На рис.2 представлена схема модели ГПВРД. Выбран калориметрический метод регистрации температуры [2,3], основанный на термоэлектрическом измерении. Для измерения статической температуры потока на стенке проточного тракта модельного ГПВРД была разработана схема зонда с медными датчиками температуры. Чертеж данного зонда показан на рис.3.

Основными частями зонда являются медные датчики температуры (рис.4, а) соединённые в единую конструкцию с помощью фторопластовых колец (рис.4, б). Данный термозонд можно установить в корпус модели ГПВРД в двух положениях, что обеспечивает измерение температуры не в 8, а в 16 сечениях.

Датчики температуры изготовлены из медных колец, соединённых с хромель-копелевыми термопарами диаметром 0.3 мм [4]. Все датчики прошли процесс предварительной градуировки.



Рис. 1. Фотография модели ГПВРД

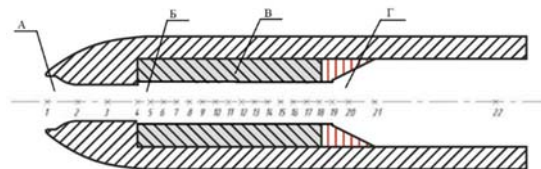


Рис. 2. Схема модели ГПВРД: А – сверхзвуковой диффузор, Б – камера сгорания кольцевого типа, В – термозонд, Г – сопло

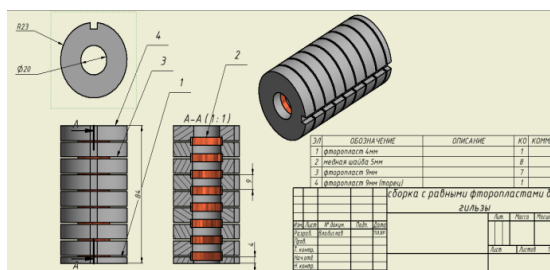


Рис. 3. Чертеж зонда для измерения температуры

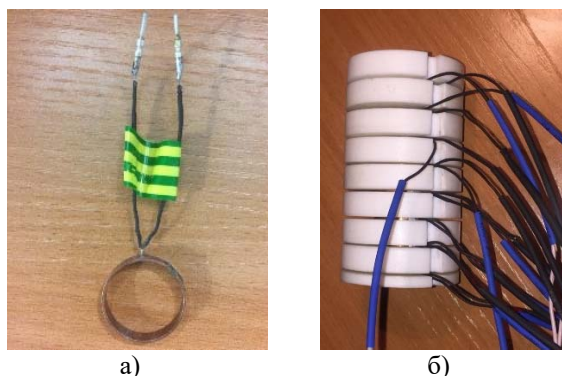


Рис. 4. Термозонд: а) Используемая конфигурация датчика температуры; б) Собранный термозонд

При проведении экспериментов измерялась температура торможения потока на оси проточного тракта заднего среза термозонда. Вид размещенных в рабочей части аэродинамической установки

модели ГПВРД и датчика температуры торможения приведен на рис. 5.



Рис. 5. Осесимметричная модель и датчик температуры торможения в рабочей части установки

Аэродинамическая установка была модифицирована за счёт монтажа датчика температуры в форкамере. На рис. 6 представлены схема датчика (рис. 6, а) и фотография датчика, установленного в форкамере (рис. 6, б).

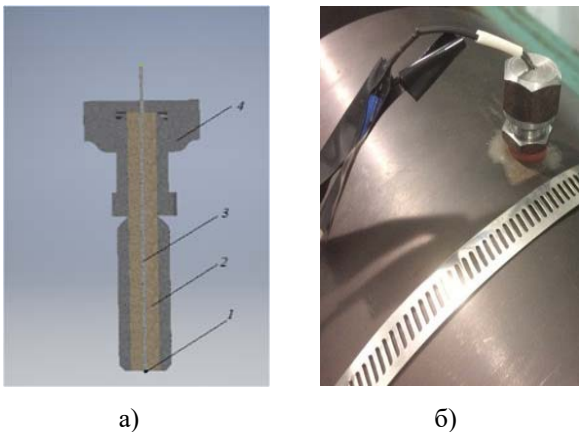


Рис. 6. Датчик температуры: а) схема датчика температуры: 1 — спай термопары, 2 — эпоксидная смола, 3 — изолированный провод с концами термопары, 4 — железный корпус; б) фотография датчика, установленного в форкамере

Эксперименты проводились на импульсной аэродинамической установке с использованием профилированного сопла, обеспечивающего число Маха равного пяти. Время работы установки составляло 3 секунды [5]. При этом обеспечивался предварительный нагрев воздуха до 400°C . Всего было проведено 6 экспериментов. На рис. 7 приведены изменения температуры вдоль стенки проточного тракта модельного ГПВРД для одного из опытов, при $M=5$. Где x — расстояние от начального сечения модели до рабочего спая термопары. На рис. 8 представлены осредненные максимальные значения температуры стенки вдоль проточного тракта.

Аналогичные эксперименты были проведены с использованием профилированного сопла, обеспечивающего число Маха равного шести. На

рис. 9 приведены изменения температуры вдоль стенки проточного тракта модельного ГПВРД для одного из шести опытов, при $M=6$. На рис. 10 представлены осредненные максимальные значения температуры стенки вдоль проточного тракта для экспериментов, при $M=6$.

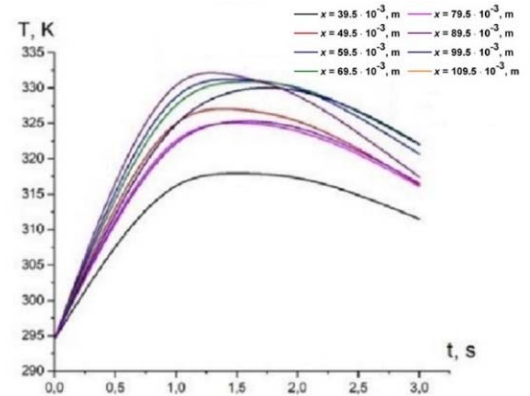


Рис. 7. Изменения температуры вдоль стенки проточного тракта модельного ГПВРД для одного из опытов, при $M=5$

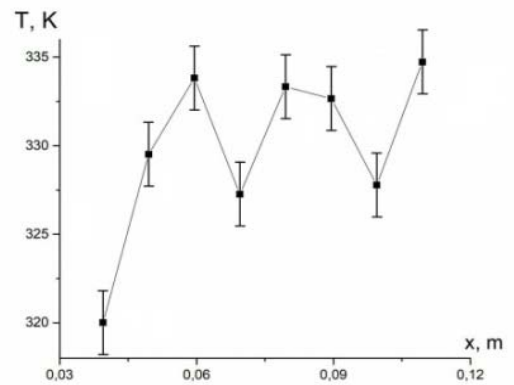


Рис. 8. Осредненные максимальные значения температуры стенки вдоль проточного тракта модельного ГПВРД, при $M=5$

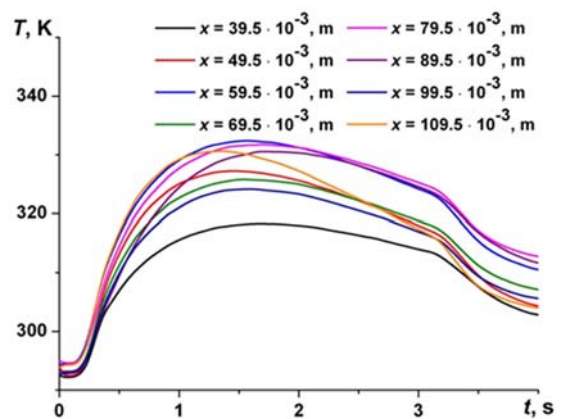


Рис. 9. Изменения температуры вдоль стенки проточного тракта модельного ГПВРД для одного из опытов, при $M=6$

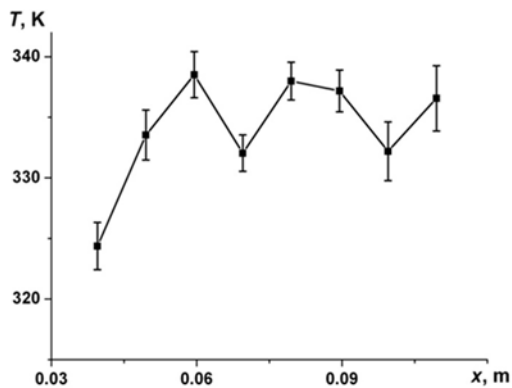
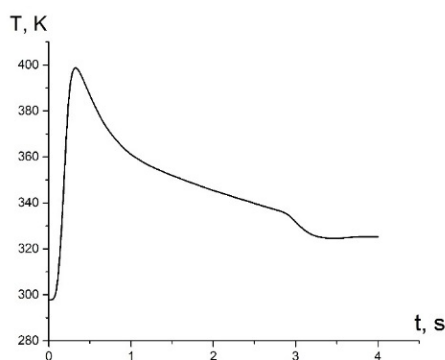
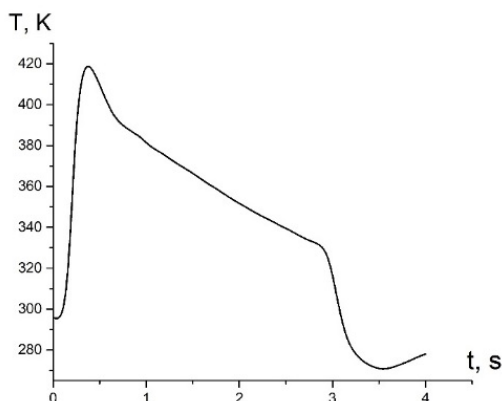


Рис. 10. Осредненные максимальные значения температуры стенки вдоль проточного тракта модельного ГПВРД, при $M=6$

На рис. 11 приведены зависимости температуры у боковой стенки форкамеры (рис. 11, а) и температуры торможения потока на оси проточного тракта заднего среза термозонда (рис. 11, б) от времени, при обтекании модели ГПВРД с числом Маха равным пяти. Приведенные данные получены в одном из испытаний в серии из шести экспериментов.



а)



б)

Рис. 11. Измеренные зависимости температуры боковой стенки форкамеры (а) и температуры торможения потока на оси проточного тракта заднего среза термозонда (б) от времени, $M = 5$.

В работе предложена экспериментальная методика исследования изменения температуры в проточном канале гиперзвукового прямооточного воздушно-реактивного двигателя. Разработанные технические средства обеспечивают реализацию предложенной методики. Полученные на основании предложенной методики результаты изменений температуры адекватны физике исследуемого процесса. Сопоставление результатов данных экспериментов с численными расчетами показало их качественное согласование [6].

Литература

1. Maslov E.A., Zharova I.K., Klochikhin V.V. Experimental research of supersonic flow around simulating rocket-ramjet // MATEC Web of Conferences **23**, 01026 (2015) DOI: 10.1051/ mateconf/ 20152301026 © Owned by the authors, published by EDP Sciences, 2015.
2. Физические измерения в газовой динамике при горении / Р. У. Ладенбург, Б. Льюис, Р. Н. Пиз, Х. С. Тэйлор; пер. с англ. под ред. Ю. Ф. Дитякина.- М.: «Издательство иностранной литературы», 1957, -485 с.
3. Методы и средства измерения температуры торможения газового потока в сложных условиях течения // Е. У. Репик, Ю. П. Соседко, Учёные записки ЦАГИ, том XXXIX, 2008.
4. Репик Е.У., Измерение температуры газового гиперзвукового потока малой плотности // Труды ЦАГИ, 1967, вып. 1066.
5. Звезгинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть 1 Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551 с.
6. Evgeny Maslov, Evgeny Kozlov, Valery Faraponov, Nadezhda Savkina, Nikolay Zolotarev, Vladislav Matskevich Experimental study of flow around axisymmetric bodies in supersonic flow in case of a local injection into the boundary layer // MATEC Web of Conferences **115**, 02012 (2017) STS-33 DOI: 10.1051/ mateconf/2017 11502012.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ВИНТОВОЧНОГО ВЫСТРЕЛА ЗА СЧЕТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МОДЕЛЬНОГО ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА

**А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, В. З. Касимов, А. С. Дьячковский, К. С. Рогаев,
Н. М. Саморокова, А. И. Зыкова**

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: rogaev@ftf.tsu.ru

В области стрелковых ствольных систем традиционные пути повышения дульной скорости пуль при сохранении максимального давления в гильзе практически исчерпаны. Для дальнейшего увеличения дульной скорости необходимо использование новых подходов с применением новых физических принципов метания.

На сегодняшний день существует ряд разработанных пастообразных топлив, которые используются в качестве присоединенного заряда и позволяют увеличить дульную скорость снаряда без повышения максимального давления на дно канала ствола. Использование пастообразного топлива указанным выше способом позволяет реализовать следующие преимущества: увеличение плотности заряжения и энергии выстрела; перераспределение давления в заснарядном пространстве, вследствие чего происходит увеличение давления на дно снаряда; использование реактивного подгона метаемого элемента в стволе. Для реализации всех преимуществ необходимо создать новые образцы ствольных метательных установок, где пастообразное топливо располагается в стволе за снарядом, при этом увеличение дульной скорости снаряда по оценкам специалистов НИИ ПММ ТГУ может составлять до 25 % без повышения максимального давления на дно канала ствола [1, 2]. Однако возможна и модернизация уже имеющихся метательных зарядов, в частности ствольных систем гильзового заряжения[3].

Данное исследование направлено на демонстрацию положительного эффекта использования модельного пастообразного топлива в составе метательного заряда в стрелковых ствольных системах на примере снайперской винтовки Мосина. В данной работе рассмотрено применение модельного пастообразного топлива в составе метательного заряда разработанного для снайперской винтовки Мосина калибром 7.62 мм. Винтовка Мосина имеет ствол с патронником длиной 730 мм, при этом длина нарезной части составляет 657 мм. Максимальное давление в камере заряжения может выдерживать до 500 МПа [4].

Метательный заряд массой 3.25 г состоит из пороха марки ВТ, располагается в патроне типа 7,62×54R. Объем гильзы составляет 3.66 см³ с установленной пулей, массой 9.6 г, при этом плотность заряжения составляет 0.88 г/см³. При использовании данного метательного заряда в гильзе реализуется максимальное давление равное

300 МПа (крейсерное) или 340 МПа (пьезометрическое), пуля имеет дульную скорость равную 865 м/с [4, 5].

Модернизация метательного заряда возможно за счет удаления части порохового метательного заряда и заполнения освободившегося объема на модельное пастообразное топливо. В виду высокой плотности заряжения по сравнению с зерненым зарядом, применение модельных топлив вместо части порохового заряда приводит к увеличению общей массы метательного заряда, а, следовательно, и энергии выстрела в целом. При использовании контроля газоприхода происходит перераспределение энергии в заснарядном пространстве, что в свою очередь приводит к увеличению дульной скорости снаряда, без повышения максимального давления в гильзе. Также, данная технология позволяет увеличить эффективность (дальность или бронепробиваемость) выстрела без изменения геометрии гильзы, установки и конструкции снаряда.

Основные результаты параметрического исследования для классической схемы заряжения и комбинированной схемы заряжения с включением модельного пастообразного топлива в виде верхнего полузаряда представлены в таблице 1. Насыпная плотность пороха марки ВТ составляет 1 г/см³, при этом плотность укладки модельных пастообразных топлив равна 1.5 г/см³, соответственно при замене порохового заряда на пастообразное топливо учитывалась разность насыпных плотностей. Как видно из таблицы 1, замена порохового заряда производилась с шагом 0.5 г, использование двух видов модельных пастообразных топлив было необходимо для снижения максимального давления в камере заряжения. Рассматривалось два варианта комбинаций пастообразных топлив: быстрогорящее топливо МПТ-1 совместно с медленногорящим топливом МПТ-3; быстрогорящее топливо МПТ-2 совместно с медленногорящим топливом МПТ-3. Теоретическое параметрическое исследование, направленное на увеличение дульной скорости пули за счет включения модельных пастообразных топлив выполнено с привлечением численной методики и программного комплекса разработанного сотрудниками НИИ ПММ ТГУ [6].

Известно, что значение дульной скорости пули в винтовке Мосина составляет 865 м/с при максимальном давлении 340 МПа (пьезометрическое). Приведенные значения дульной скорости и максимального давления при проведении

данной работы считались эталонными. Указанные значения дульной скорости пули и максимального давления, а также зависимость скорости пули и давления от времени, были рассчитаны с использованием численной методики [6] для классической схемы выстрела (расчет 1 в таблице 1). Эти расчетные данные в дальнейшем использовались для сравнения с получаемыми при модернизации выстрела результатами.

Таблица 1. Результаты расчетного исследования

№	Масса пороха, г	Масса МПТ, г	Δ , г/см ³	Тип МПТ	$P_{\max}$, МПа	V , м/с	ΔV , %
Классическая схема заряжания							
1	3.25	—	0.88	—	342.5	865	—
Комбинированная схема заряжания							
Замена 0.5 грамм пороха							
2	2.75	0.20+0.55	0.95	МПТ-1 + МПТ-3	337.3	927	7.1
3	2.75	0.30+0.45	0.93	МПТ-2 + МПТ-3	331.0	929	7.3
Замена 1-го грамма пороха							
4	2.25	0.35+1.15	1.02	МПТ-1 + МПТ-3	326.7	973	12.4
5	2.25	0.50+1.15	1.02	МПТ-2 + МПТ-3	326.9	978	13.1
Замена 1.5 грамм пороха							
6	1.75	0.45+1.8	1.09	МПТ-1 + МПТ-3	325.3	1003	15.9
7	1.75	0.55+1.70	1.09	МПТ-2 + МПТ-3	326.2	1000	15.6

В результате параметрических исследований с использованием численной методики [6] получено, что при замене 0.5 г пороха марки ВТ, на модельные пастообразные топлива, суммарная масса которых составляет 0.75 г, увеличение дульной скорости пули для комбинации топлив МПТ-1 + МПТ-3 составляет 7.1 % и для МПТ-2 + МПТ-3 – 7.3 % при максимальном давлении в камере заряжания не превышающем базовое значение.

В случае использования 1.5 г топлива совместно с 2.25 г порохового заряда возможно увеличение дульной скорости пули до 978 м/с, что на 13.1 % больше в сравнении с базовой скоростью, максимальное давление не превышало уровень базового в обоих случаях.

Из расчетно-параметрического исследования получено, что при использовании метательного заряда из пороха марки ВТ (1.75 г), топлив МПТ-1 и МПТ-2 совместно с топливом МПТ-3 приводит к увеличению скорости на 15.9 % и 15.6 % соответственно, в сравнении с классическим выстрелом при близком значении максимального давления в гильзе.

Наибольшее увеличение дульной скорости пули получено при использовании метательного заряда состоящего (1.75 г (ВТ) + 0.45 г (МПТ-1) + 1.7 г

(МПТ-3)). Данный расчет был использован для детального рассмотрения газодинамической картины в заснарядном пространстве.

Результат сравнения кривых зависимостей давления в гильзе и скорости пули в стволе от времени для классической схемы заряжания и комбинированной схемы заряжания с наибольшим увеличением дульной скорости пули, представлен на рисунке 1. Как видно из рисунка 1 использование модельного пастообразного топлива в составе метательного заряда уменьшает наклон восходящей ветви давления, что приводит к более медленному набору скорости. В момент времени равный 0.8 мс на кривой скорости в классической схеме заряжания видно, как начинает сказываться эффект насыщения. В случае использования комбинированной схемы заряжания данный эффект практический полностью нивелируется.

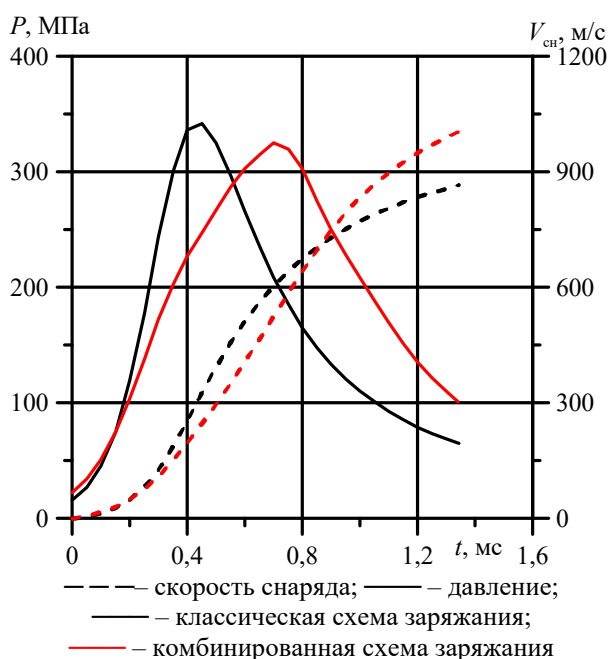


Рис 1. Зависимости давления в гильзе и скорости пули в стволе от времени

На рисунке 2 представлены зависимости давления на дно пули от пути, пройденного пулей по каналу ствола. Проведенный газодинамический анализ картины выстрела показывает, что модельное топливо частично выталкивается из камеры в ствол вслед за пулей и горит в стволе в около снарядном пространстве. Данное перераспределение энергии в заснарядном пространстве при использовании топлива в составе комбинированного метательного заряда, приводит к увеличению импульса давления на дно пули. Из рисунка 2 видно, что давление на дно пули, в период от 10 см и до момента вылета пули из ствола, в схеме с комбинированным метательным зарядом, падает значительно медленнее, что приводит к дополнительному ускорению пули и дает прирост дульной скорости пули.

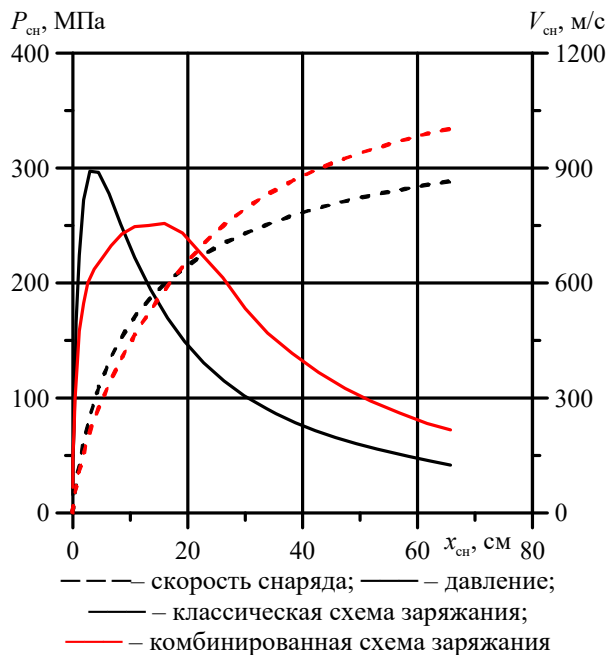


Рис 2. Зависимости давления на дно пули и скорости пули в стволе от пути, пройденного пулей по каналу ствола

В результате проведенного исследования, направленного на повышение дульной скорости пули в условиях стрелкового вооружения, в частности винтовки Мосина калибром 7.62 мм, за счет использования модельных пастообразных топлив в составе метательного заряда, теоретическим образом получено увеличение дульной скорости пули на 7 – 15 % при сохранении максимального давления в гильзе. Представленные результаты позволяют сделать вывод о перспективности данного направление модернизации метательного заряда для перспективного и имеющегося стрелкового вооружения вне зависимости от его назначения.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта №8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. Модернизация артиллерийского выстрела в условиях установок 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. В.А. Бураков, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова, Е.Ю. Степанов Исследование температурного градиента выстрела при использовании пастообразных топлив в режиме присоединенного заряда // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. – С 130-131.
3. К.С. Рогаев, В.А.Бураков, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н.Ищенко, В.З. Касимов Анализ баллистических возможностей нетрадиционной схемы метания с комбинированным зарядом // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. – С 146-147.
4. Наставление по стрелковому делу. Винтовка обр. 1891/30 г. и карабин обр. 1938 г. и обр. 1944 г. // Военное издательство министерства обороны союза ССР Москва 1954
5. Н.Г. Меньщиков Альбом конструкций патронов стрелкового и крупнокалиберного автоматического оружия // Москва 1946
6. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с

ПРОГРЕССИВНОЕ ГОРЕНИЕ ПАСТООБРАЗНЫХ ТОПЛИВ В РЕЖИМЕ ПРИСОЕДИНЕННОГО ЗАРЯДА В УСЛОВИЯХ МОДЕЛЬНОЙ БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ

А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, В. З. Касимов, А. С. Дьячковский, К. С. Рогаев,
Н. М. Саморокова, А. И. Зыкова

Научно-Исследовательский Институт Прикладной Математики и Механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: rogaev@ftf.tsu.ru

В работах авторов [1, 2] не однократно доказывалось, что использование новых перспективных пастообразных топлив в качестве присоединенного заряда (ПЗ) входящего в состав метательного заряда приводит к увеличению дульной скорости снаряда без повышения максимального давления на дно канала ствола. Данный положительный эффект объясняется использованием рядом преимуществ в сравнении с классической схемой заряжания: повышенная плотность заряжания; перераспределение энергии пороховых газов в заснарядном пространстве; использование реактивного подгона снаряда в стволе. Данные преимущества имеют ощутимое влияние на процесс выстрела только при условии прогрессивного ввода энергии продуктов горения в заснарядном пространстве. Считается что пастообразное топливо при сгорании по торцевой поверхности образует поле частиц догорающих по дигрессивному закону газообразования, однако скорость образования частиц с поверхности ПЗ значительно выше скорости выгорания частиц пастообразного, что в свою очередь увеличивает поверхность горения и при известной скорости горения ПЗ возможно оценить газоприход.

Для оценки прогрессивности закона газообразования предлагается использовать Г-функцию полученную М.Е. Серебряковым в работе [3]. Г-функция позволяет оценивать «живость» или «острость» порохового заряда и записывается в виде:

$$\Gamma = \frac{1}{p} \frac{d\psi}{dt} \quad (1)$$

где,

ψ – относительная часть сгоревшего заряда, t – время, p – давление.

Как видно формула Г-функции позволяет оценить газоприход от исследуемой части метательного заряда, что позволяет качественно сравнить газоприход от различных комбинаций пастообразных топлив. В дальнейшем на основе проведенного анализа возможно не только сравнивать по газоприходу пастообразные топлива, но и выдавать рекомендации по модернизации пастообразных топлив для получения большего прироста дульной скорости снаряда.

Для иллюстрации данного подхода оценки прогрессивности газоприхода от пастообразных

топлив в данной работе рассмотрен эксперимент, выполненный на модельной гладкоствольной баллистической установке калибром 30 мм [4]. В качестве основного метательного порохового заряда располагаемого в камере заряжания использовался семиканальный порох с толщиной горящего свода 0.6 мм. В качестве пастообразного топлива выбрано модельное пастообразное топливо с высокой скоростью горения, располагаемого в полиэтиленовом контейнере для предотвращения горения по боковой поверхности.

Во время прохождения экспериментов регистрировались следующие баллистические параметры: давление на дно канала ствола (пьезокварцевый датчик давления 2Т6000 в комплексе с аппаратурой «Нейва-10000» [5]); дульная скорость снаряда (индукционный датчики дульной скорости [6]); скорость снаряда в стволе (определяется прибором ДДС 6000 [7]).

Далее полученные экспериментальные данные были тщательно обработаны с привлечением численной методики и программного комплекса разработанного сотрудниками НИИ ПММ ТГУ [8, 9]. После согласования расчета и эксперимента по максимальному давлению и дульной скорости снаряда и наложения кривых давления на дно канала ствола и скорости снаряда в стволе от времени получили практически полное совпадения зависимостей, результат наложения представлен на рисунке 1. Погрешность по максимальному давлению и дульной скорости не превышает 1 %.

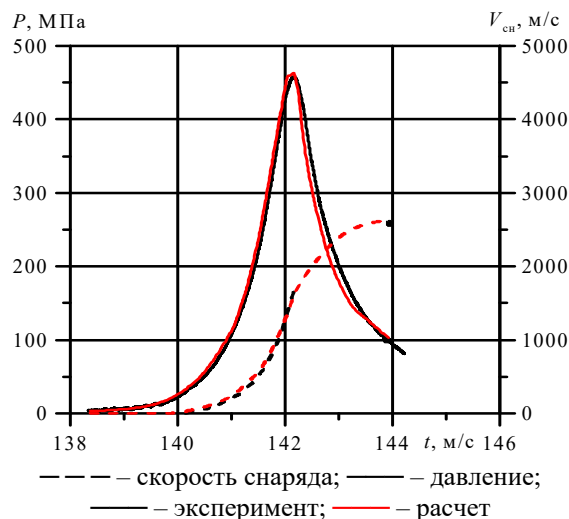


Рис. 1. Зависимости давления на дно канала ствола и скорости снаряда в стволе от времени

На рисунке 2 представлено распределение Г-функции в заснарядном пространстве для модельного пастообразного топлива в различные моменты времени. Из полученных распределений процесс газообразования при диспергировании и выгорании модельного пастообразного топлива с начала горения и до $t = 3.4$ мс носит дигрессивный характер. Далее, с момента $t = 3.4$ мс до полного сгорания носит прогрессивный характер. В расчете в рамках используемой математической модели для данных топлив реализуются зависимости Г-функции от давления, представленные на рисунке 3. С уменьшением давления Г-функция растет. Момент времени $t = 2.6$ мс соответствует началу диспергирования модельного пастообразного топлива, а $t = 3.8$ мс - его окончанию, в момент времени $t = 4.9$ мс происходит полное догорание частиц модельного пастообразного топлива. Максимальная длина шлейфа частиц для модельного пастообразного топлива составляет 67 см.

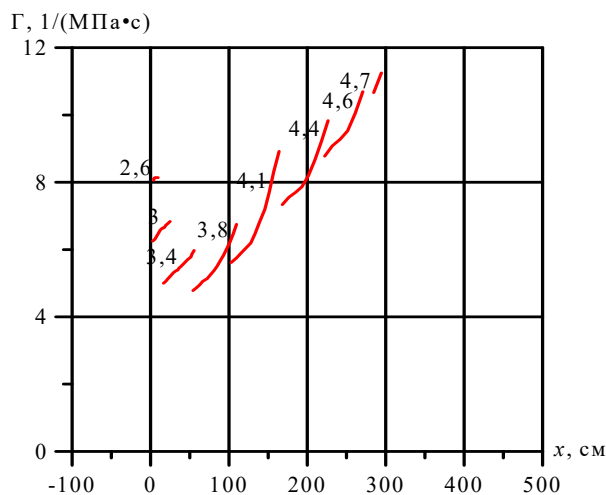


Рис. 2. Зависимость распределений Г-функции для модельного пастообразного топлива по заснарядному объему в различные моменты времени

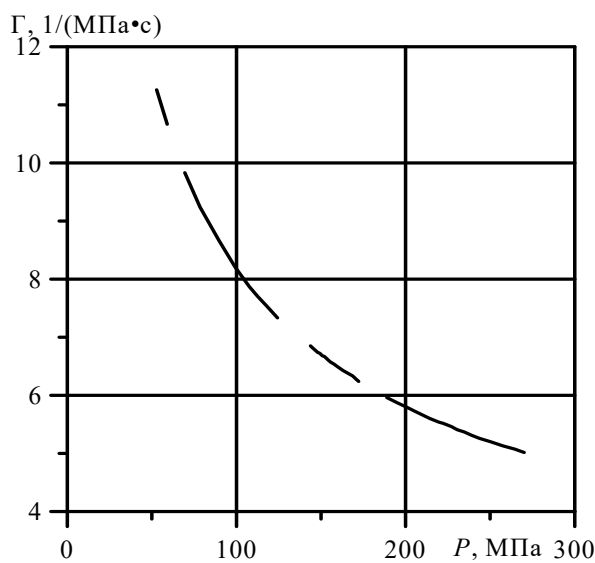


Рис. 3. Зависимость Г-функции для модельного пастообразного топлива от давления

Таким образом, можно заключить, что модельное пастообразное топливо имеет прогрессивный характер ввода энергии и может обеспечить необходимые параметры газоприхода для использования в качестве присоединенного заряда, что, в свою очередь, приводит к увеличению дульной скорости снаряда без повышения максимального давления на дно канала ствола.

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта №8.2.09.2018 Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

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. В.А. Бураков, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова, Е.Ю. Степанов Исследование температурного градиента выстрела при использовании пастообразных топлив в режиме присоединенного заряда // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016.
3. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. – М.: Оборонгиз, 1962. – 703с.
4. Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н. и др. Экспериментальный баллистический комплекс / Патент на изобретение № 2591132 от 20 июня 2016 г.
5. В Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, Л. В. Корольков, К.С. Рогаев, А.Ю. Саммель, Е.Ю. Степанов, А.В. Чупашев Информационно измерительный комплекс НИИ ПММ ТГУ // Сборник материалов «Международной молодежной научной конференции «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики» 17-19 ноября 2014. – Томск: ТГУ, 2014 г. – С. 127-128.
6. Буркин В. В., Дьячковский А. С., Егоров А. Л., Ищенко А. Н., Корольков Л. В., Майстренко И. В., Рогаев К. С., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В. // Датчик дульной скорости. Патент на полезную модель №161396 заявка RU 2015127042 06.07.2015
7. Л.В. Корольков, В.В. Буркин, А.С. Дьячковский, А.Н. Ищенко, И.В. Майстренко, К.С. Рогаев, Н.М. Саморокова, А.В. Чупашев Применение СВЧ радара для анализа внутрибаллистических процессов выстрела // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): Сборник трудов IX всероссийской научной конференции посвященной 55-летию полета Ю. А. Гагарина, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. – С 140-141. Хоменко Ю.П.,
8. Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.
9. Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах // учебное пособие Издательский дом Томского государственного университета, Томск 2015. – 70 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОИСТОЙ ПРЕГРАДЫ С ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ОСКОЛКОМ

**А. Н., Ищенко, С. А. Афанасьева, Н. Н. Белов, В. В. Буркин, А. Ю. Саммель, М.В.
Хабибуллин, А.В. Чупашев, Н.Т. Югов**

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного
университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27

E-mail: anton_sammel@mail.ru

Для изготовления прозрачной брони высокого класса защиты, как правило, используются многослойные конструкции с защитными тыльными пленками, задерживающими осколки. В качестве материалов для изготовления прозрачной брони, в основном, применяются конструкционные стеклокерамики на основе силикатного стекла, оксида кремния и оксида алюминия и т.д. Перспективным вариантом для создания прозрачных бронепреград может быть использование пластины монокристалла лейкоапфира в качестве лицевого слоя, но его стоимость очень высока и имеются ограничения в возможности получения лейкоапфиров больших размеров. В связи с этим проводится разработка прозрачных поликристаллических материалов. Одним из лидирующих материалов такого рода является оксинитрид алюминия (ALON), по своим прочностным свойствам он близок к лейкоапфиру. В качестве тыльного слоя чаще всего используют оргстекло (ПММА) или поликарбонат, сочетающие высокую прочность и жесткость с высокой стойкостью к ударным воздействиям.

Проектирование оптимальных составов для повышения стойкости прозрачной брони невозможно без предварительного математического моделирования процессов взаимодействия с высокоскоростным ударником, имитирующим осколки или пули. Целью данной работы является разработка математической модели, позволяющей в рамках модели пористой упруго-пластической среды [1] с учетом различных механизмов разрушения рассчитывать ударное взаимодействие осколочных элементов с многослойной прозрачной броней. Серия экспериментов, необходимых для верификации матмодели в широком диапазоне скоростей, проводилась на экспериментальном баллистическом комплексе [2], оснащенном гладкоствольной баллистической установкой калибром 23 мм.

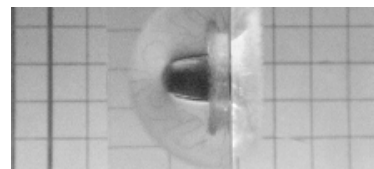
Результаты экспериментально-теоретических исследований. Ниже рассматривается задача о высокоскоростном взаимодействии сферического ударника из подшипниковой стали ШХ15 диаметром 5.85 мм и массой 0.82 г с мишенью из ПММА с учетом разрушения. Толщина преграды составляет $h = 20$ мм. Скорость удара $V_0 = 2731$ м/с. В эксперименте определялась скорость ударника после взаимодействия с преградой, в данном случае $V_k = 1956$ м/с. На рис. 1 приведены

фоторегистрограмма соударения и вид пластины после пробития.

Подлет к
преграде
 $t = 1.582$ мс



Взаимодействие
с преградой
 $t = 1.592$ мс



Пробитие
преграды
 $t = 1.602$ мс



Лицевая
поверхность
преграды



Рис. 1. Фоторегистрограмма пробития преграды из ПММА и вид лицевой поверхности преграды после пробития при $V_0 = 2731$ м/с

На рис. 2 приведены результаты расчета при условиях, повторяющих эксперимент, с применением программного комплекса [3]. В качестве модели разрушения используется модель роста сферических пор [4]. Критерием разрушения является достижение пористостью критического значения α^* . В правой полуплоскости рисунков изображено поле давления (ГПа), в левой – поле вектора массовой скорости и области разрушенного материала. В представленных расчетах: t – время процесса, $u_{\max}$ – модуль самого длинного вектора, $u_{\text{см}}$ – величина осевой составляющей вектора скорости центра масс ударника. Размеры указаны в сантиметрах.

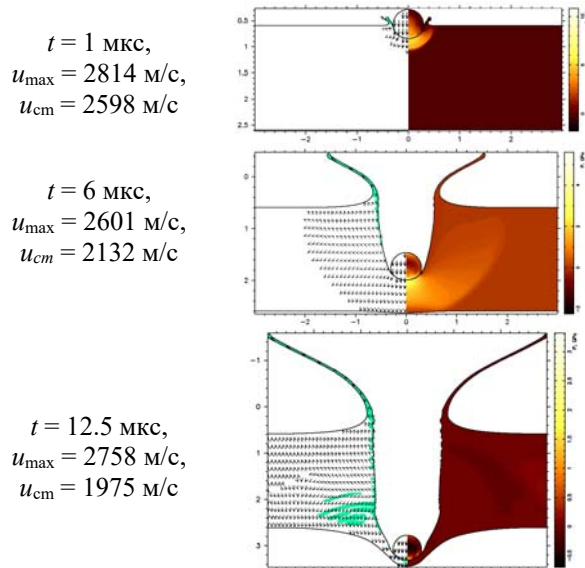


Рис.2. Хронограмма процесса взаимодействия ударника с преградой из ПММА при $V_0 = 2731 \text{ м/с}$

Расчет заканчивается, если скорость ударника u_{cm} перестает изменяться. Как и в эксперименте, в центре преграды образуется отверстие. Откольные явления приводят к тому, что центральная часть преграды вылетает, образуя воронку с ее тыльной стороны. Наблюдается выброс разрушенного материала с лицевой поверхности мишени. В данный отрезок времени формируется откольные разрушения в тыльной части преграды. Согласование с экспериментом по остаточной скорости ударника (в расчете $u_{\text{cm}} = 1975 \text{ м/с}$) составляет 1 %. Радиальные трещины, возникающие в эксперименте в результате расширения кратера, описать в цилиндрических координатах, используемых при решении задачи, невозможно.

Далее рассматривается задача о высокоскоростном взаимодействии того же ударника с мишенью из корундовой керамики (Al_2O_3). Толщина преграды составляет $h = 8 \text{ мм}$. Скорость удара $V_0 = 2443 \text{ м/с}$. Скорость ударника после взаимодействия с преградой $V_k = 1145 \text{ м/с}$. На рис. 3 приведены результаты соударения. Наблюдается полное разрушение керамической пластины по хрупкому механизму.

На рис. 4 приведены результаты расчета при условиях, повторяющих данный эксперимент. При расчете для учета хрупкого разрушения керамики используется модель, изложенная в [5]. В рассматриваемый отрезок времени произошло разрушение ударника и разрушение преграды, которое, судя по вектору скорости, будет расширяться. Согласование с экспериментом по остаточной скорости ударника (в расчете $u_{\text{cm}} = 1091 \text{ м/с}$) составляет 0.8 %.

Локальное макроскопическое разрушение керамики происходит при сжатии в результате пластического затекания пор. Разрушение ударника происходит по сдвиговому механизму.

Скорость ударника после преграды из керамики в эксперименте – 1523 м/с , в расчете – 1511 м/с , относительная погрешность – 0.8 %.

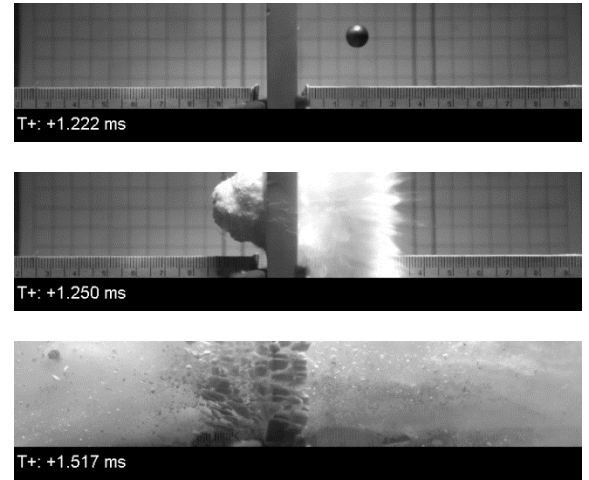


Рис. 3. Фоторегистрограмма пробития преграды из Al_2O_3 и вид фрагментов пластины после соударения при $V_0 = 2443 \text{ м/с}$

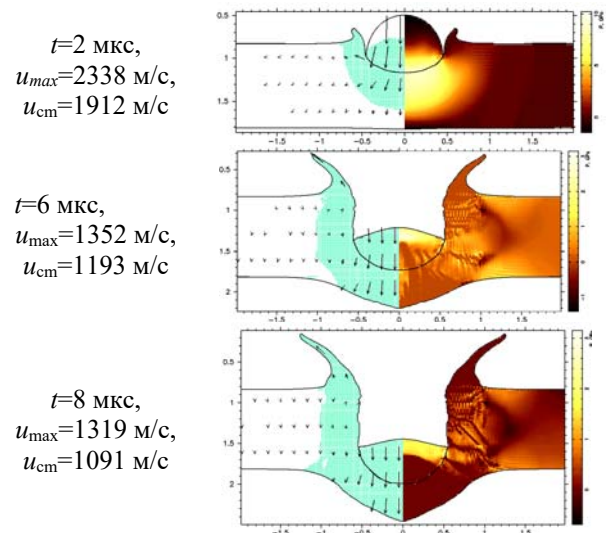


Рис.4. Хронограмма процесса взаимодействия ударника с преградой из Al_2O_3 при $V_0 = 2443 \text{ м/с}$

Ниже для расчета разрушения хрупких материалов применяется феноменологический подход, когда в качестве условия прочности используется критерий, предложенный,

$$3J_2 = [AI_1 + B] \left\{ 1 - (1 - C) \left[1 - \frac{J_3}{2} \left(\frac{J_2}{3} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\},$$

где I_1, J_2, J_3 – первый инвариант тензора напряжений, второй и третий инварианты девиатора тензора напряжений соответственно; $A = R_c - R_p$;

$$B = R_c R_p; \quad C = \frac{3T_c^2}{R_c R_p}; \quad R_c, R_p, T_c \quad - \quad \text{пределы}$$

прочности при одноосном сжатии, растяжении и чистом сдвиге соответственно. Разрушенный материал моделируется гранулированной средой, выдерживающей сжимающие нагрузки, но не выдерживающей растягивающих напряжений. Для фрагментированного материала предел текучести зависит от давления и определяется по формуле:

$$\sigma_s = \sigma_{\min} + \frac{(\sigma_{\max} - \sigma_{\min})kp}{(\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) + kp},$$

где $\sigma_{\max}, \sigma_{\min}, k$, – константы материала.

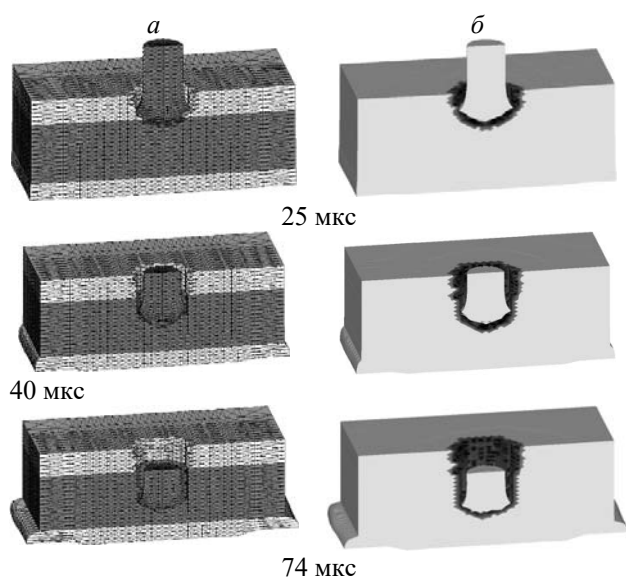


Рис. 5. Хронограмма ударного взаимодействия стального цилиндра с прозрачной броней (а) и области поврежденного трещинами материала (б)

С применением данной модели разрушения проведен расчет ударного взаимодействия стального цилиндрического ударника диаметром 9 мм и высотой 27 мм с трехслойной прозрачной броней. Верхний слой прозрачной брони выполнен из оксинитрида алюминия (ALON) толщиной 6 мм, средний слой – из закаленного стекла толщиной 14 мм, нижний – из поликарбоната толщиной 4 мм. Скорость удара 850 м/с. Численное исследование проведено с помощью программного комплекса [6]. На рис. 5 (б) темным цветом обозначены области, где выполнен критерий прочности материала и

произошло его фрагментирование. В момент времени 25 мкс деформированный ударник пробивает слой ALON и начинает взаимодействовать с закаленным стеклом. Разрушение стекла происходит в области под ударником. К 40 мкс деформированный ударник внедрился в слой стекла на половину его толщины, в 74 мкс происходит его остановка. При этом он внедрился в слой стекла примерно на 2/3 его толщины. При данных параметрах модели материалов прозрачной брони при скорости удара 850 м/с стальной ударник не пробивает броню.

Заключение. Предложена математическая модель взаимодействия материалов из состава многослойных конструкций прозрачной брони при высокоскоростном соударении с имитаторами осколков и пуль с учетом различных механизмов разрушения. Экспериментально подтверждены результаты численных расчетов для ПММА и Al_2O_3 .

В настоящей работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения государственного задания Минобрнауки России, проекта № 9.9036.2017/8.9.

Литература

1. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Ефремов Л.В. и др. Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Известия вузов. Физика. 1992. Т. 35 №8. С. 5–49
2. Бураков В.А., Буркин В.В., Ищенко А.Н. и др. / Патент на изобретение № 2591132 от 20 июня 2016.
3. Хабибуллин М.В., Афанасьева С.А. Расчет явлений, происходящих в конденсированных средах в результате интенсивных импульсных воздействий, в осесимметричной постановке. Федеральная служба по интеллектуальной собственности. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. № 2012617301. М., 2012.
4. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. №3. С.132–136
5. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В. и др. Особенности ударно-волнового деформирования пористой керамики // ДАН.1999. Т. 368. № 4. С. 477–479
6. Югов Н. Т., Белов Н. Н., Югов А. А. Расчет адиабатических нестандартных течений в трехмерной постановке (РАНЕТ-3). Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2010611042. Москва, 2010. Федеральная служба по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам.

ИССЛЕДОВАНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ СИСТЕМЫ ВПО-208 С РАЗДЕЛЕНИЕМ ЗАРЯДА

Сафронов А.И.

Тольяттинский государственный университет
445676, г. Тольятти, ул. Белорусская, 14
тел/факс (8482)539181, E-mail: [safr.a@mail.ru](mailto:sافر.a@mail.ru)

Для повышения скорости полёта пули за счёт увеличения полной массы метательного заряда без превышения максимального давления пороховых газов можно использовать разделение заряда патрона на несколько частей. В [1] была рассмотрена возможность применения «эстафетной» схемы в охотничьем ружье РМ-153. В случае разделения заряда для этого ружья на три части (тринар) и при увеличении полной массы метательного заряда без превышения максимального давления была экспериментально и теоретически показана возможность повышения скорости пули примерно на 20%.

Представляет интерес рассмотрение использования «эстафетной» схемы выстрела на системе с более высоким уровнем давления в канале, например, карабине ВПО-208. В частности, заряд патрона можно разделить на 2 (бинар) части. При этом сверху на основной метательный заряд устанавливалась картонная диафрагма с наружным диаметром 9.5 мм. Затем засыпалась дополнительная (присоединённая) часть метательного заряда пороха «Сокол».

Для выбора конструкции нового патрона были проанализированы экспериментальные данные по высокоскоростным патронам, приведенные в работах [2-8].

Работу рассматриваемой системы можно обеспечить за счет реализации зажигания присоединённого заряда в строго определённый момент времени после зажигания основной части заряда. Задержку зажигания присоединённого заряда можно реализовать, например, за счет воспламенения присоединённого заряда перетекающими в область присоединённого заряда иницирующими газами основного заряда через малое центральное отверстие в картонной диафрагме.

Рассмотрим использование «эстафетной» схемы в системе ВПО-208 рис. 1.

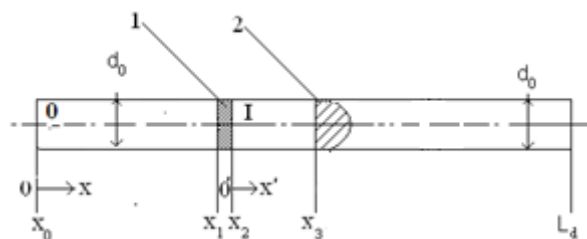


Рис. 1. Расчётная схема «эстафетного» выстрела с зарядом, разделённым на две части (бинар): 0, I – области, где располагаются части разделённого заряда; 1

– диафрагма; 2 – пуля (метаемый элемент); d_0 – диаметр цилиндрического канала системы; L_d – длина ствола с учётом длины патронника.

Для удобства проведения расчётов использовалась комбинированная система координат, связанная с дном патрона и с диафрагмой рис.1. Решение проводилось на основе модели гетерогенных сред [9,10,11,12].

Задача решалась численно на основе метода С. К. Годунова [13].

Расчёты проводились для варианта, когда масса основного заряда типа «Сокол» составляла 1.1 Г, масса присоединённого заряда типа «Сокол» составляла 0.9 Г, масса метаемого элемента составляла 15 Г. В результате получена расчётная скорость метаемого элемента равная 732 м/с при максимальном давлении 332 МПа в области основного заряда и давлении 238 МПа в области присоединённого заряда. Повышение расчётной начальной скорости метаемого элемента при использовании «эстафетного» выстрела по сравнению со скоростью, реализуемой при классической схеме метания, составило примерно 12%.

Рассмотрим расчётную баллистику карабина ВПО-208 «эстафетной» схемы выстрела, представленную на рис. 2.

Полагается, что изначально воспламеняется часть заряда в области 0, сборка – диафрагма, присоединённый заряд и метаемый элемент – начинает движение как единое целое. Через определенное время задержки зажигания воспламеняется присоединённый заряд в области 1. Реализуемое последовательное срабатывание частей полного заряда, благодаря данной схеме, при общей массе заряда равной штатной понижает давление пороховых газов в патроннике и суммарный заряд может быть увеличен без превышения допустимого давления для рассматриваемой системы. В расчётном случае масса заряда увеличена на 0.5 Г.

Из графиков зависимостей представленных на рис. 2 видно, что сборка – диафрагма, присоединённый заряд и метаемый элемент – разделяется в момент времени примерно 0.45 мс.

Лёгкая диафрагма при этом после воспламенения заряда в области 1 резко тормозится от скорости 270 м/с до 125 м/с. После возрастания давления на диафрагме со стороны области 0 скорость

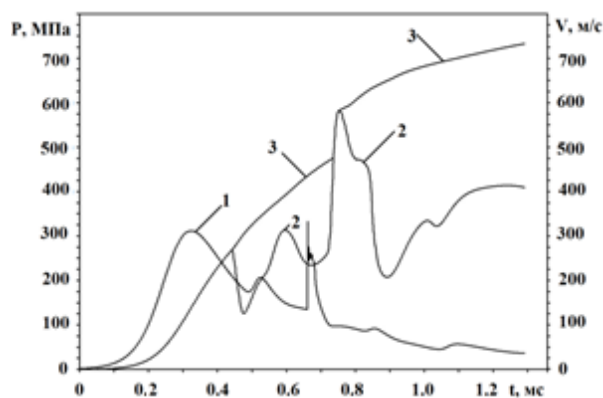


Рис. 2. Расчётная баллистика карабина ВПО-208 «эстафетной» схемы выстрела: 1 – зависимость давления на дно канала от времени; 2 – зависимость скорости диафрагмы от времени; 3 – зависимость скорости пули от времени.

диафрагмы снова возрастает до 320 м/с и в дальнейшем падает до, примерно, 230 м/с. Так как давление за движущимся метаемым элементом уже падает, то скорость диафрагмы возрастает, и после возвращения ударной волны от дна канала диафрагма значительно ускоряется, почти догоняя метаемый элемент. За промежуток времени примерно от 0.74 мс до 0.76 мс метаемый элемент повышает скорость примерно от 475 м/с до 580 м/с.

В последующие моменты времени скорость диафрагмы начинает снижаться. При этом скорость метаемого элемента постепенно повышается примерно до 732 м/с на дульном срезе карабина. После покидания метаемым элементом канала ствола диафрагма также покидает ствол со скоростью выше 400 м/с.

Таким образом, расчетным путем показано, что при использовании «эстафетной» схемы на системе ВПО – 208 скорости метания могут быть повышены по сравнению со скоростями метания, реализуемыми при классической схеме выстрела при прочих равных условиях.

Литература

1. Экспериментальное и теоретическое исследование внутренней баллистики выстрела с разделением порохового заряда / А.Н. Вандауров [и др.] //

Материалы IX всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск: 2016 – С. 161-162.

2. Норейка Р.М. «Стрелковое тестирование нового серийного высокоскоростного патрона «Искра-М» Новосибирского механического завода». Российский оружейный журнал «Калашников». Оружие, боеприпасы, снаряжение, №10, Санкт-Петербург: ООО «Азимут» 2014, с.54- 57.

3. Зыков В.А., Кислин М.А., Сысков С.П. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на изобретение RU 2512815, 28.12.2012.

4. Кислин М.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на изобретение RU 2512815, 18.10.2005.

5. Кислин М.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на полезную модель RU 102103, 04.10.2010.

6. 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.

7. Дяттерев М.Е. «Высокоскоростной патрон с разделенным пороховым зарядом «Искра-М». Российский оружейный журнал «Калашников» Оружие, боеприпасы, снаряжение, №3, Санкт-Петербург: ООО «Азимут» 2011, с.11

8. Кислин М.А., Маликов А.А. «Патрон для гладкоствольных ружей, патент на полезную модель RU 152680, 10.06.2015.

9. Сафронов А.И. Внутренняя баллистика ствольной системы с присоединенной камерой подгона [Текст] / А.И. Сафронов, А.Ю. Крайнов // Вестник ТГПУ. — 2004. — Вып. 6(43). — С. 67-70.

10. 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.

11. Рахматуллин Х.А. Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред [Текст] // ПММ. — 1956. — Т. 20. В. 1. — С. 184-195

12. Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред [Текст] // М.: Наука, 1987. — Ч. 1. — 464 с.

13. Численное решение многомерных задач газовой динамики [Текст] / С.К. Годунов [и др.] // — М.: Наука, 1976. — 400 с.

АНАЛИЗ ГОРЕНИЯ МЕТАТЕЛЬНОГО ЗАРЯДА В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ МЕТАНИЯ

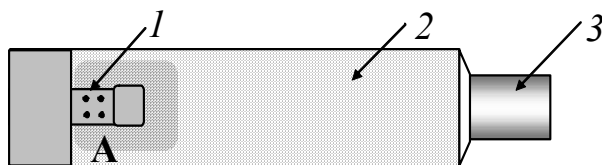
В.В. Буркин, А.Н. Ищенко, В.З. Касимов, Н.М. Саморокова, А.Д. Сидоров

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики ТГУ

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

E-mail: aleksid92@gmail.com

Положительный эффект применения электроразрядной плазмы (ЭП) для интенсификации зажигания метательных зарядов (МЗ) в артиллерийском выстреле к настоящему моменту достаточно изучен и подтвержден экспериментально [1]. Показано, что высокотемпературное воздействие излучающей плазмы на зерновый МЗ позволяет значительно сократить период его воспламенения, а также существенно снизить влияние начальной температуры заряда на характеристики его горения, а значит и на баллистические параметры выстрела (дульная скорость метаемого элемента (МЭ) и максимальное давление в камере сгорания (КС)). Схема выстрела с электротермохимическим (ЭТХ) управлением баллистическими параметрами выстрела представлена на рис. 1.



1 – плазматрон типа «флейта»; 2 – МЗ; 3 – МЭ

Рис. 1 – Схема ЭТХ выстрела

В данной работе исследованы характеристики горения охлажденного (223 К) зернового МЗ в условиях ЭТХ выстрела на лабораторной баллистической установке малого калибра, а также проведены параметрические исследования возможностей ЭТХ выстрела на данной установке в для различных начальных температур МЗ.

Экспериментальная часть данной работы проведена на баллистической установке, разработанной в НИИ ПММ ТГУ. Охлажденный зерновый МЗ (223 К) воспламенялся при помощи плазматрона типа «флейта» (ЭТХ выстрел) [2]. Дополнительно для сравнения были проведены эксперименты с воспламенением МЗ при помощи электрокапсюльной втулки (ЭКВ) при начальных температурах 223 К и 293 К.

Давление в КС измерялось пьезоэлектрическим датчиком давления 2Т6000. Скорость МЭ при движении по каналу ствола измерялась СВЧ радаром ДДС-6000. Скорость МЭ на дульном срезе определяется индукционным датчиком дульной скорости. Вопреки ожиданиям, при уровне введенной энергии в МЗ $Q = 12.71$ кДж наблюдается снижение баллистических параметров выстрела (максимальное давление и дульная скорость). Результаты экспериментов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты серии экспериментов

№	T_0 , К	Q , кДж	$P_{\max}$, МПа	V_d , м/с
1	2	3	4	5
1	223	5.83	296.4	1639
2	223	12.71	235.0	1538
3	223	15.35	266.5	1575
4	223	-	267.7	1600
5	293	-	336.8	1695

В таблице приняты следующие обозначения: 1 – номер опыта, 2 – начальная температура МЗ, 3 – энергия, введенная в МЗ, 4 – максимальное давление в КС, 5 – дульная скорость МЭ

Теоретический анализ полученных экспериментальных результатов был проведен с использованием математической модели, разработанной в НИИ ПММ ТГУ [3], при этом введение дополнительной энергии Q в МЗ было смоделировано при помощи введения условного быстрогорящего топлива, описанного ранее в [4].

Серия расчетов была проведена на основе некоторых допущений. Давление форсирования считалось постоянным. Поскольку длина плазматрона типа «флейта» меньше внутреннего продольного размера КС, предполагается, что введение дополнительной энергии Q влияет на неравномерное инициирование и горение МЗ. Фракция МЗ, окружающая «флейту» (первая фракция), воспламеняется в момент электроввода и горит в режиме повышенного газопритока. Это может быть связано как с высокой нестационарной послойной скоростью горения МЗ из-за дополнительного прогрева его поверхностных слоев плазменной струей, так и с частичной деформацией элементов МЗ и увеличением поверхности горения. Образовавшаяся смесь ЭП и пороховых газов спустя время воспламеняет вторую фракцию, которая горит в обычном режиме. В связи с этим в расчетах МЗ был разделен на несколько фракций с разными параметрами горения. При этом зависимость относительной поверхности горения МЗ $\sigma(\psi)$ не изменялась. Линейный закон скорости горения МЗ имеет вид:

$$u = u_i^i \times P, \quad (1)$$

где u_i^i – единичная скорость горения i -ой фракции, P – давление

Параметры, определяющие горение МЗ, в частности масса первой фракции m_1 , коэффициенты закона скорости горения МЗ (1) первой и второй фракций u_1^1 , u_1^2 и время воспламенения второй фракции t_2 , определялись как параметры согласования результатов расчета и эксперимента. Их варьированием достигается возможно более полное совпадение расчетных и экспериментальных значений $P_{\max}$, V_d , формы кривых $P(t)$, $V(t)$, а также по времени

от начала ввода энергии до достижения давления 20 МПа. Типичный результат согласования данных представлен на рис. 2. Рассогласование расчетных и экспериментальных данных не превышает 1.5 %.

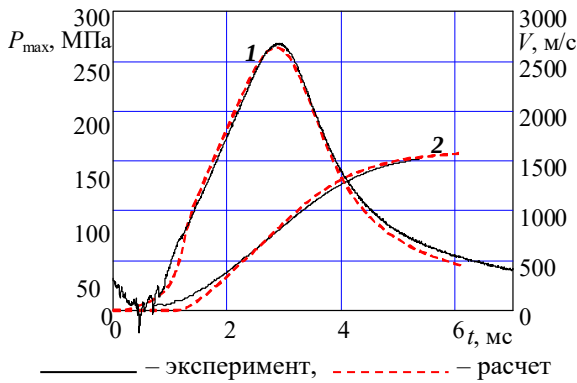


Рис. 2. Зависимости давления в КС (1) и скорости МЭ (2) в стволе от времени, эксперимент 3

С увеличением уровня введенной энергии Q растет масса первой фракции m_1 , подвергаемой прямому воздействию ЭП. С ростом энергии эта величина монотонно растет до некой массы m_k , после достижения которой практически не изменяется. Эта масса МЗ, расположенного во всем радиальном объеме картуза, окружающем «флейту» (зона А на рис. 1), $m_k = 66$ г. На рис. 3 представлена зависимость m_1 от Q всей серии экспериментов. Полученная зависимость в данном диапазоне Q была аппроксимирована линейной функцией.

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ возрастает и единичная скорость горения первой фракции u_1^1 , которая моделирует режим повышенного газоприхода (рис. 3). Полученная зависимость также была аппроксимирована линейной функцией.

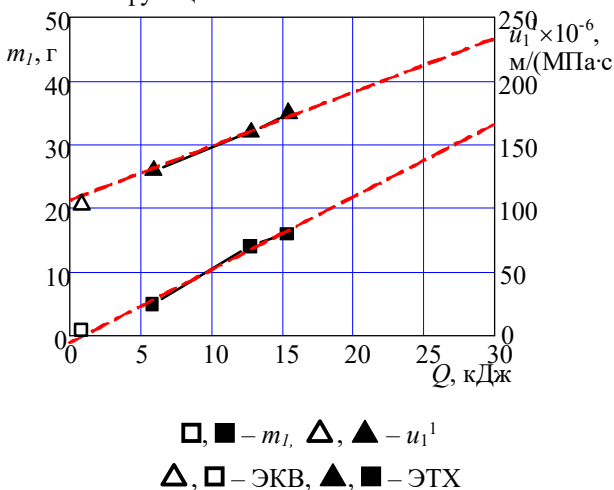


Рис. 3. Зависимость массы первой фракции МЗ и коэффициента скорости ее горения МЗ от Q

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ вторая, более массивная, фракция горит в обычном режиме. Её единичная скорость горения практически не зависит от уровня введенной энергии, поскольку считается, что ЭП не успевает прогреть элементы МЗ второй фракции за период разряда.

С увеличением уровня введенной энергии в МЗ сокращается время задержки воспламенения второй

фракции заряда t_2 , что может объясняться более высокой температурой ЭП и продуктов сгорания первой фракции МЗ. На рис. 4 представлена зависимость t_2 от Q . Аппроксимация данной зависимости носит гиперболический характер и выходит на асимптоту при $Q \approx 20$ кДж, а это составляет около 8 % от общей потенциальной энергии МЗ. Дальнейшее увеличение энергии не приводит к существенному уменьшению t_2 .

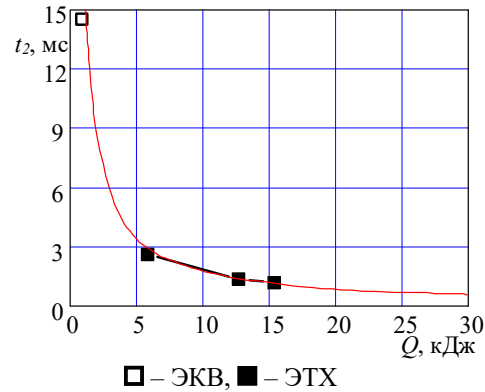


Рис. 4. Зависимость времени задержки воспламенения второй фракции МЗ от Q

Эти же параметры были определены для эксперимента 4 с ЭКВ инициированием МЗ (указаны белыми значками на рис. 3 – 4). Энергия, введенная в МЗ, от капсуля $Q_{ЭКВ} \approx 0.8$ кДж.

На основе описанных предположений и экстраполяции полученных зависимостей параметров горения МЗ от уровня введенной энергии была проведена серия параметрических расчетов возможностей ЭТХ схемы выстрела в диапазоне начальных температур МЗ (223 К, 243 К, 273 К и 293 К). С помощью программного комплекса, описанного в [3], были смоделированы экспериментальная установка и условия заряжания, диапазон изменения Q : 3–30 кДж. Давление форсирования МЭ не менялось.

В расчетах полагалось, что m_1 и u_1^1 не зависят от начальной температуры МЗ, поскольку первая фракция подвержена воздействию высоко-температурной ЭП и сгорает очень быстро. Предположено, что коэффициент более массивной фракции u_1^2 зависит от начальной температуры согласно формуле (2):

$$u_1^2 = u_0 \cdot (1 - \gamma_u \cdot (T - T_0)), \quad (2)$$

где u_0 – табличное значение единичной скорости горения МЗ, γ_u – температурный коэффициент по скорости горения, T_0 – начальная температура МЗ.

Силы обеих фракций МЗ f_1 и f_2 зависят от начальной температуры МЗ согласно формуле (3):

$$f_i = f_0 \cdot (1 - \gamma_f \cdot (T - T_0)), \quad (3)$$

где $i=1, 2$, f_0 – табличное значение силы МЗ, γ_f – температурный коэффициент по силе МЗ.

Считается, что время задержки воспламенения второй фракции t_2 сокращается при увеличении начальной температуры МЗ. Коэффициент для t_2 получен используя время воспламенения в серии аналогичных опытов при начальной температуре МЗ при $T_0 = 293$ К и $T_0 = 223$ К (рис. 5).

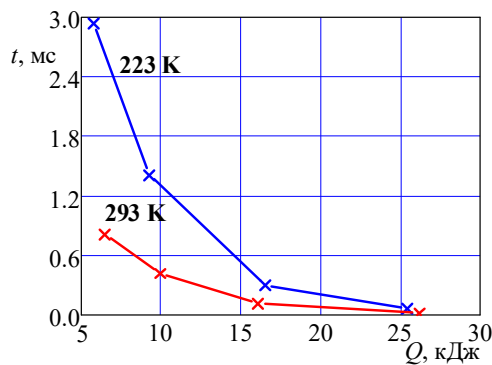
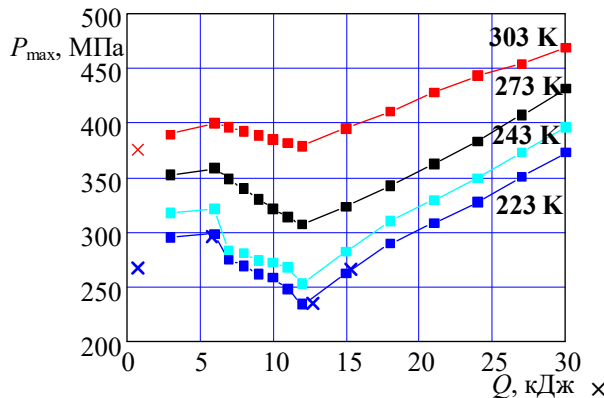
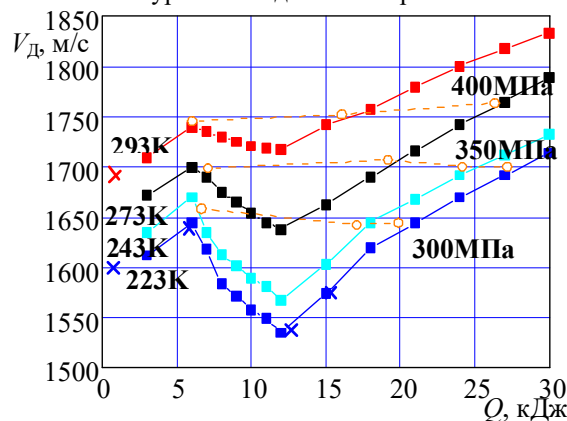


Рис. 5. Зависимость времени задержки воспламенения второй фракции МЗ от Q

Результаты серии параметрических расчетов представлены на рис. 6 и 7. Крестиками указаны экспериментальные данные.



— результаты эксперимента
Рис. 6. Зависимость максимального давления от уровня введенной энергии



× — результаты эксперимента
○ — изолинии максимального давления
Рис. 7. Зависимость дульной скорости МЭ от уровня введенной энергии

Проведенные исследования позволили смоделировать снижение баллистических параметров выстрела на данной установке за счет условного деления МЗ на фракции и изменения закона скорости горения МЗ при постоянном давлении форсирования в в рассмотренном диапазоне начальных температур МЗ. Дальнейшее увеличение введенной энергии в МЗ приводит к монотонному росту баллистических параметров выстрела.

Для МЗ с начальной температурой 223 К, введение дополнительной энергии $Q = 30$ кДж

позволяет повысить дульную скорость МЭ на 7 % относительно эксперимента 4 (ЭКВ). Введение в МЗ (223 К) дополнительной энергии $Q = 30$ кДж позволяет достигнуть приращения дульной скорости МЭ на 6.5 % относительно выстрела с $Q = 3$ кДж при незначительном росте максимального давления ($\Delta P_{\max} = 3\%$). При вводе в МЗ дополнительной энергии $Q \approx 27$ кДж данная схема выстрела позволяет компенсировать температурный градиент по дульной скорости МЭ в диапазоне начальных температур от 223 К до 293 К.

На основе полученных диаграмм можно решать прикладные задачи по ЭТХ управлению баллистических параметров выстрела на рассмотренной установке. Пусть имеется 4 варьируемых параметра: начальная температура МЗ T , уровень введенной энергии Q , дульная скорость МЭ V_d и максимальное давление в КС $P_{\max}$. Фиксируя 1 – 3 параметра, остальные можно находить из диаграммы на рис. 7. Рассмотрим на примере одного случая.

Необходимо найти значения начальной температуры МЗ T и уровня введенной энергии Q , которые позволяют получить дульную скорость $V_d = 1745$ м/с без превышения уровня максимального давления $P_{\max} = 400$ МПа. Согласно диаграмме, на рис. 7: при начальной температуре МЗ $T = 293$ К, $Q = 15.9$ кДж и давлении $P_{\max} = 400$ МПа можно получить максимальную дульную скорость $V_d = 1745$ м/с, что на 3 % больше, чем при воспламенении МЗ при помощи ЭКВ в аналогичных условиях. В свою очередь, введение $Q = 24.2$ кДж в МЗ с $T = 273$ К позволяет получить $V_d = 1745$ м/с, также не превышая $P_{\max} = 400$ МПа.

Полученные результаты являются первоначальной оценкой оптимальных условий ввода дополнительной энергии Q в зерновой МЗ и могут служить отправной точкой дальнейших расчетов с использованием программного комплекса, описанного в [3].

В статье использованы результаты, полученные в ходе выполнения проекта № 8.2.09.2018, в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Список литературы:

- 1 Буркин В.В. Исследование условий зажигания конденсированных реакционноспособных веществ электроплазменным способом / В.В. Буркин, Р.С. Буркина, А.М. Домуховский // Сборник материалов VI Всероссийской конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики». – 2008. – С. 81-82.
- 2 Пат. 129034 Российская Федерация, 51 МПК В23К 10/00 (2006.01). Инжектор плазмы для иницирования заряда взрывчатого вещества / Буркин В.В. ; заявитель и патентообладатель Томский государственный университет. – опубл. 20.06.13, Бюл. № 17.
- 3 Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: Учеб. пособие // Издательский Дом Томского государственного университета. Томск, 2015.
- 4 Сидоров А.Д. Экспериментальный анализ ввода дополнительной энергии в метательный заряд // Сборник научных трудов XIV Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – 2017. – С. 92-94

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ДВИЖЕНИЯ СНАРЯДА ПРИ НАЛИЧИИ АСИММЕТРИИ МАССЫ И ФОРМЫ

Королев С.А., Липанов А.М., Тененев В.А., Русяк И.Г.

Ижевский государственный технический университет имени М.Т. Калашникова

426069, г. Ижевск, ул. Студенческая, д. 7

E-mail: stkj@mail.ru

Повышение точности и кучности стрельбы является актуальным вопросом современного артиллерийского вооружения. Одним из факторов, влияющих на точность стрельбы, является массовая балансировка и точность изготовления формы снаряда. Асимметрия массы и формы снаряда может приводить к потере устойчивости движения по траектории. Для исследования влияния асимметрии массы и формы на точность стрельбы была разработана комплексная методика решения задачи внешней баллистики на основе обобщенных уравнений движения вращающегося тела. При этом аэродинамические коэффициенты определялись путем численного моделирования обтекания тела заданной формы [1].

1. Методика расчета траектории движения снаряда

Движение вращающегося тела в пространстве описывается обобщенными уравнениями движения Кирхгофа в подвижной системе координат $Ox_1y_1z_1$, связанной с телом [2]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{P}}{dt} &= \mathbf{P} \times \boldsymbol{\omega} + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_a, \\ \frac{d\mathbf{M}}{dt} &= \mathbf{M} \times \boldsymbol{\omega} + \mathbf{P} \times \mathbf{V} + \mathbf{J}_a, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{P} = m\mathbf{V}$ – импульс; $\mathbf{M} = \mathbf{B}\boldsymbol{\omega}$ – кинетический момент; $\mathbf{V} = (V_1, V_2, V_3)$ – линейная скорость; $\boldsymbol{\omega} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3)$ – угловая скорость; $\mathbf{F}_g$ – сила, связанная с тяготением и вращением Земли; $\mathbf{F}_a, \mathbf{J}_a$ – аэродинамические сила и момент; m – масса тела; $\mathbf{B}$ – матрица моментов инерции тела:

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} J_x & -D_z & -D_y \\ -D_z & J_y & -D_x \\ -D_y & -D_x & J_z \end{pmatrix}, \quad J_x, J_y, J_z, D_x, D_y, D_z -$$

осевые и центробежные моменты инерции.

Для учета асимметрии массы рассмотрим следующую схему снаряда (рис. 1). Положение центра масс идеального снаряда $c_0 = (x_{c0}, y_{c0}, z_{c0})$, положение центра масс реального снаряда $c_1 = (x_{c1}, y_{c1}, z_{c1})$.

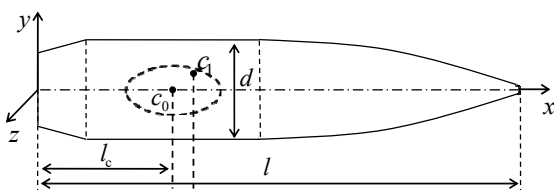


Рис. 1. Схема снаряда

Осевые и центробежные моменты инерции снаряда определяются выражениями:

$$\begin{aligned} J_x &= J_{x0} + m(\Delta y^2 + \Delta z^2), & D_x &= m\Delta y\Delta z, \\ J_y &= J_{y0} + m(\Delta x^2 + \Delta z^2), & D_y &= m\Delta x\Delta z, \\ J_z &= J_{z0} + m(\Delta x^2 + \Delta y^2), & D_z &= m\Delta x\Delta y, \end{aligned}$$

где J_{x0}, J_{y0}, J_{z0} – осевые моменты инерции идеального снаряда; $\Delta x = x_{c1} - x_{c0}$, $\Delta y = y_{c1} - y_{c0}$, $\Delta z = z_{c1} - z_{c0}$ – отклонение положения центра масс реального снаряда.

Для расчета траектории движения тела в неподвижной системе координат $O_GX_GY_GZ_G$ решается система дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dX_G}{dt} &= (\mathbf{V}, \boldsymbol{\alpha}), \quad \frac{dY_G}{dt} = (\mathbf{V}, \boldsymbol{\beta}), \quad \frac{dZ_G}{dt} = (\mathbf{V}, \boldsymbol{\gamma}), \\ \frac{d\boldsymbol{\alpha}}{dt} &= \boldsymbol{\alpha} \times \boldsymbol{\omega}, \quad \frac{d\boldsymbol{\beta}}{dt} = \boldsymbol{\beta} \times \boldsymbol{\omega}, \quad \frac{d\boldsymbol{\gamma}}{dt} = \boldsymbol{\gamma} \times \boldsymbol{\omega}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}, \boldsymbol{\gamma}$ – направляющие косинусы осей подвижной системы координат, образующие матрицу направляющих косинусов $\mathbf{Q} = (\boldsymbol{\alpha}, \boldsymbol{\beta}, \boldsymbol{\gamma})$.

Сила $\mathbf{F}_g$ в подвижной системе координат определяется через силу $\mathbf{F}_G$ в неподвижной системе координат: $\mathbf{F}_g = \mathbf{Q}\mathbf{F}_G$. Сила $\mathbf{F}_G$ складывается из силы тяготения, центробежной силы и силы Кориолиса [3]:

$$\mathbf{F}_G = m \begin{pmatrix} -g \left(\frac{R_g}{|\mathbf{R}_G|} \right)^2 \frac{X_G}{|\mathbf{R}_G|} + \Omega_g^2 X_G - 2\Omega_g V_{G3} \\ -g \left(\frac{R_g}{|\mathbf{R}_G|} \right)^2 \frac{Y_G}{|\mathbf{R}_G|} \\ -g \left(\frac{R_g}{|\mathbf{R}_G|} \right)^2 \frac{Z_G}{|\mathbf{R}_G|} + \Omega_g^2 Z_G + 2\Omega_g V_{G1} \end{pmatrix},$$

где g – ускорение свободного падения; R_g, Ω_g – радиус и угловая скорость вращения Земли; $\mathbf{R}_G = (X_G, Y_G, Z_G)^T$; $\mathbf{V}_G = (V_{G1}, V_{G2}, V_{G3})^T = \mathbf{Q}^T \mathbf{V}$.

Составляющие векторов $\mathbf{F}_a, \mathbf{J}_a$ определяются через безразмерные коэффициенты c_x, c_y, c_z и m_x, m_y, m_z :

$$F_k = c_k \frac{\rho u^2}{2} S_m, \quad J_k = m_k \frac{\rho u^2}{2} S_m l, \quad k = x, y, z,$$

где ρ – плотность среды в данной точке траектории; u – модуль скорости набегающего потока; S_m – площадь миделева сечения; l – длина снаряда.

Система дифференциальных уравнений движения (1)–(2) решалась численно методом Рунге–Кутты–Вернера 6-го порядка точности с контролем погрешности интегрирования [4].

2. Расчет аэродинамических коэффициентов снаряда

Для определения коэффициентов аэродинамической силы и момента численно решалась задача обтекания снаряда [5–7]. При асимметричной форме снаряда необходимо задавать две проекции пространственного угла атаки α : α_y, α_z . Проводилось численное моделирование обтекания снаряда в следующем диапазоне изменения параметров: числа Маха $M = 0 \div 5,0$; углы атаки $\alpha = 0 \div 20^\circ$; аксиальные скорости вращения $\omega_x = 0 \div 8000$ рад/с. По результатам обработки численного эксперимента построены аппроксимационные зависимости для коэффициентов сил и моментов:

$$\begin{aligned} c_x^a(M, \alpha_y, \alpha_z) &= a_{x0} + a_{x1}M + a_{x2}M^2 + a_{x3}M^3 + \\ &\quad + a_{x4}\alpha_y^2 + a_{x5}\alpha_z^2, \\ c_y^a(M, \alpha_y, \alpha_z) &= a_{y1}M\alpha_y + a_{y2}M\alpha_y^3 + a_{y3}M\alpha_z + a_{y4}M\alpha_z^3, \\ c_z^a(\bar{\omega}_x, \alpha_y, \alpha_z) &= (a_{z1}\alpha_y + a_{z2}\alpha_y^3)\bar{\omega}_x + (a_{z3}\alpha_z + a_{z4}\alpha_z^3)\bar{\omega}_x, \\ m_x^a(M, \bar{\omega}_x) &= (b_{x0} + b_{x1}M + b_{x2}M^2)\bar{\omega}_x, \\ m_y^a(M, \alpha_y, \alpha_z, \bar{\omega}_x) &= (b_{y1}\alpha_y + b_{y2}\alpha_z)M\bar{\omega}_x, \\ m_z^a(M, \alpha_y, \alpha_z) &= b_{z0} + (b_{z1}M + b_{z2}M^2)\alpha_y + \\ &\quad + (b_{z3}M + b_{z4}M^2)\alpha_z, \end{aligned}$$

где $\bar{\omega}_x = \frac{\omega_x l}{u}$ – безразмерная аксиальная угловая скорость; $a_{xi}, a_{yi}, a_{zi}, b_{xi}, b_{yi}, b_{zi}$ – коэффициенты аппроксимации.

3. Результаты моделирования пространственного движения асимметричного снаряда

Моделирование пространственного движения проводилось на примере осколочно-фугасного снаряда калибра $d = 30$ мм. Асимметрия массы снаряда задавалась отклонением центра масс по радиусу $\Delta r = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta z^2}$ и отклонением в продольном направлении Δx в следующих диапазонах: $\Delta r = [0; 0,1d]$, $\Delta x = [-0,3d; 0,3d]$.

С помощью разработанной методики проведен расчет параметров движения снаряда по траектории для двух вариантов: 1 – симметричный снаряд; 2 – асимметричный снаряда ($\Delta r = 2$ мм, $\Delta x = 5$ мм). На рис. 2 представлен график изменения угла нутации при движении симметричного снаряда по траектории (вариант 1).

На рис. 3 представлены фазовые траектории компонентов угла нутации в фронтальной плоскости на начальном и конечном участке траектории для симметричного снаряда (вариант 1). Амплитуда изменения угла нутации на начальном участке составляет $A_\delta = 0,5^\circ$, на конечном участке траектории амплитуда уменьшается до $A_\delta = 0,05^\circ$. Снаряд ведет себя устойчиво на траектории.

На рис. 4 представлен график изменения угла нутации при движении асимметричного снаряда по траектории (вариант 2).

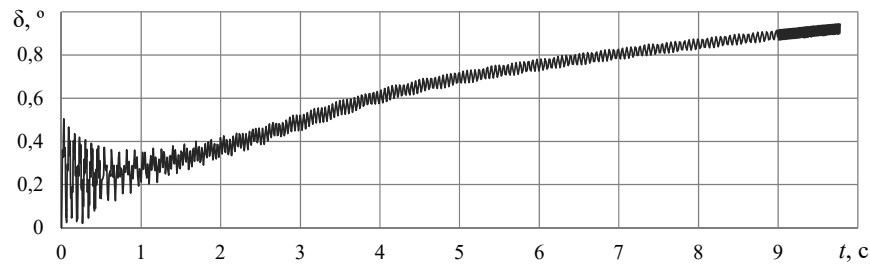


Рис. 2. Изменение угла нутации во времени при движении симметричного снаряда по траектории (вариант 1)

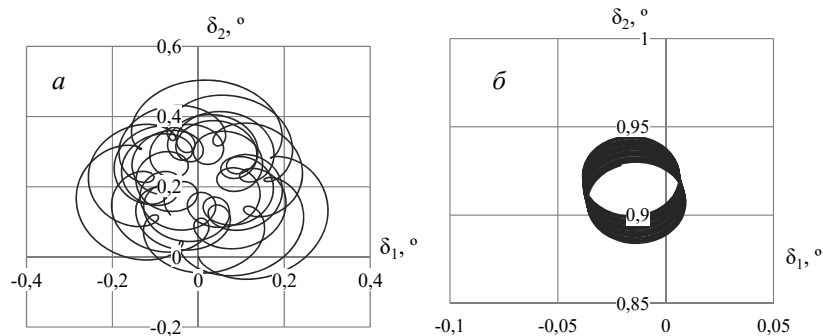


Рис. 3. Фазовая кривая угла нутации симметричного снаряда (вариант 1): *а* – на начальном участке траектории ($t < 0,5$ с); *б* – на конечном участке ($t > 9$ с)

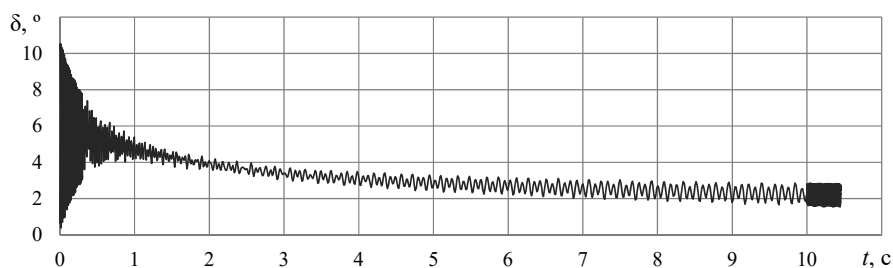


Рис. 4. Изменение угла нутации во времени при движении асимметричного снаряда по траектории (вариант 2)

Амплитуда изменения угла нутации на начальном участке составляет $A_\delta = 10,5^\circ$, на конечном участке траектории амплитуда уменьшается до $A_\delta = 2,0^\circ$. Вследствие больших колебаний снаряда относительно центра масс происходит отклонение конечной точки траектории от точки прицеливания.

Проведены параметрические исследования зависимости отклонения по дальности и боковой координате от асимметрии массы снаряда. На рис. 5 представлены зависимости отклонения по дальности

ΔX (рис. 5а) и боковой координате ΔZ (рис. 5б) от параметров асимметрии снаряда: Δx и Δr .

Анализ результатов показывает, что отклонение центра масс по оси снаряда Δx приводит к дестабилизации его движения только при наличии отклонения по радиусу Δr . При этом существенно возрастают углы нутации ($\delta > 10^\circ$) и отклонение от точки прицеливания.

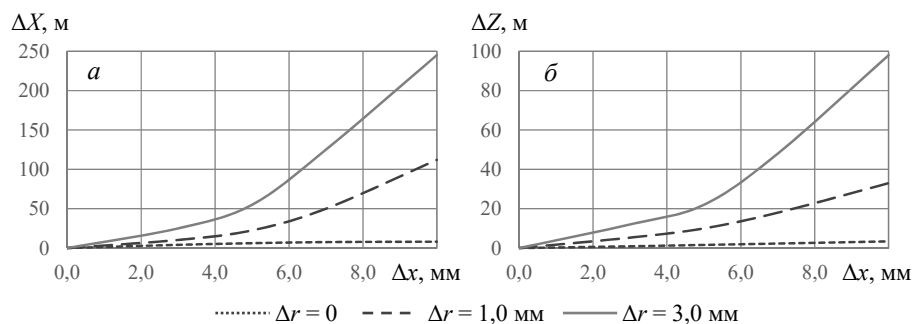


Рис. 5. Отклонения по дальности ΔX (а) и боковой координате ΔZ (б) для асимметричного снаряда

Заключение

В работе реализован подход к расчету траектории снаряда на основе решения обобщенных уравнений движения вращающегося тела, позволяющий учесть параметры асимметрии массы снаряда в математической модели внешней баллистики. Предложены аппроксимационные зависимости для коэффициентов аэродинамических сил и моментов с учетом асимметрии формы снаряда. Разработанная методика позволяет проводить анализ устойчивости движения снаряда на траектории при различных начальных условиях, параметрах внешней среды, массовых и аэродинамических характеристиках метаемых тел.

Литература

1. Королев С.А., Липанов А.М., Русяк И.Г. К вопросу о точности решения прямой задачи внешней баллистики // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2017. № 47. С. 63–74. DOI: 10.17223/19988621/47/7
2. Tenenev V.A., Korolev S.A., Rusyak I.G. Numerical Simulation of Rotating Body Movement in Medium with

Various Densities // В сб.: AIP Conference Proceedings 18. International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016). 2016. P. 030073. DOI: 10.1063/1.4964015.

3. Дмитриевский А.А., Лысенко Л.Н. Внешняя баллистика. М.: Машиностроение, 2005. 608 с.
4. Hairer E., Norsett S.P., Wanner G. Solving Ordinary Differential Equations. Vol. 1. Berlin: Springer-Verlag, 1991. 528 p.
5. Королев С.А., Карсканов С.А. Математическое моделирование обтекания тела вращения сверхзвуковым потоком газа // Вестник Удмуртского университета. Математика. Механика. Компьютерные науки. 2014. № 3. С. 123-133.
6. Русяк И.Г., Карпов А.И., Королев С.А., Карсканов С.А. Расчет траектории движения снаряда в атмосфере с учетом гидродинамики его обтекания // Вопросы оборонной техники. Серия 14. 2015. № 2. С. 130-140.
7. Rusyak I., Sufyanov V., Korolev S., Ermolaev M. Software complex for simulation of internal and external ballistics of artillery shot // В сб.: ICMT 2015 - International Conference on Military Technologies 2015. 2015. P. 7153682. DOI: 10.1109/MILTECHS.2015.7153682.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ КАВИТАЦИОННОЙ ПОЛОСТИ ПРИ ДВИЖЕНИИ УДАРНИКА В ВОДЕ

А. Н. Ищенко, В. В. Буркин, А. С. Дьячковский, А. В. Чупашев

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, г. Томск, пл. Ленина 36, строение 27

E-mail: ChupashevAV@gmail.com

В процессе отработки конструкций метаемых элементов (ударников), предназначенных для движения в водной среде со скоростями, превышающими 100 м/с, производились измерения геометрии образуемых носовой частью (кавитатором) ударника кавитационных полостей, протяженность которых в несколько раз превышала длину самих ударников. Полученные результаты использовались для уточнения геометрии взаимодействия ударника с внутренней поверхностью кавитационной полости и проведения качественного сравнения применяемых математических моделей с экспериментом в диапазоне скоростей 317...404 м/с.

Эксперименты проводились на гидробаллистическом комплексе НИИ ПММ ТГУ [1], включающим баллистическую установку, вакуумируемый глушитель, водный участок длиной 12.5 м и мишенный блок. Водный участок оснащен иллюминаторами для освещения и наблюдения за протекающими процессами с применением высокоскоростных видеорегистраторов.

В качестве ударников исследовались осесимметричные дюралюминиевые изделия с удлиненной конической передней частью и проточками у основания, необходимыми для фиксации ведущих устройств. На рис. 1. показан типичный ударник.



Рис. 1. Фотография ударника с ведущим устройством.

На рис. 2 приведена фоторегистрограмма, иллюстрирующая движение ударника внутри кавитационной полости, образуемой дисковым кавитатором (а), максимальное развитие полости (б) и ее схлопывание (в).

Как было отмечено в [2], чем ближе движение тела к прямолинейному и равномерному, тем с большей вероятностью можно ожидать, что каждое поперечное сечение каверны расширяется почти независимо от последующего или предыдущего движения тела. Таким образом, чтобы построить примерный профиль всей образуемой кавитационной полости за кавитатором, можно выбрать одно невозмущенное расширяющееся сечение и производить измерение его диаметра через характерные интервалы времени, в дальнейшем проецируя его динамику на другие сечения полости.

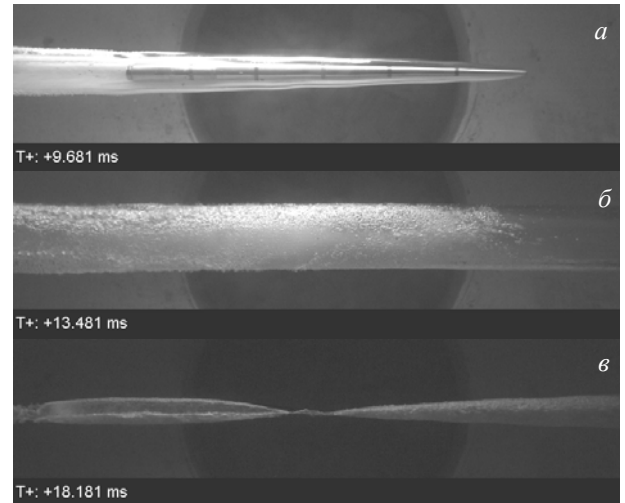


Рис. 2. Фоторегистрограмма развития характерной кавитационной полости, образуемой кавитатором ударника.

Оценка геометрических характеристик образующихся кавитационных полостей и скоростей движения ударников в опытах производилась по проекции наблюдаемого изображения в отраженном свете на фоточувствительную матрицу высокоскоростного видеорегистратора, производившего фотографирование с частотой 20 кГц и экспозицией не превышающей 1 мкс.

С учетом возможного отклонения ударников в процессе движения в воде от оси предполагаемого движения, оценка характерного масштаба в наблюдаемой видеорегистратором области производилась двумя способами: по эталонной линейке на оси метания и по маркерам, наносимым с известным промежутком на ударник. Практика проведенных ранее испытаний указывает на то, что второй вариант является более предпочтительным, так как различные конструкции ударников могут отклоняться от прицельной оси метания. Поэтому, для минимизации ошибок при определении характерного масштаба сцены, по отклонению от прицельной точки на мишени производилась оценка отклонения ударника от оси прицеливания на наблюдаемом участке. Масштаб, полученный путем сравнения с эталоном на оси метания, корректировался с учетом отклонения ударника от оси. Полученная величина масштаба дополнительно проверялась по маркерам, нанесенным на ударник или по известным геометрическим характеристикам ударника.

Масштаб сцены определялся индивидуально для каждого опыта и составлял величину порядка ~2000 пикселей светочувствительной матрицы видеорегистратора на 1 м сцены. Таким образом, цена деления измерительной шкалы при оценке геометрических размеров на фотографиях составила величину порядка 0.5 мм. С учетом допущения, что границы кавитационной полости на фотографиях не всегда имеют четкие очертания, оценка геометрических размеров сечения полости, с учетом операторской ошибки производится с абсолютной погрешностью ± 1 мм.

На рис. 3 приведены результаты измерений диаметра характерного сечения каверны D_c от времени t для каждого из четырех экспериментов, в которых были реализованы различные скорости движения.

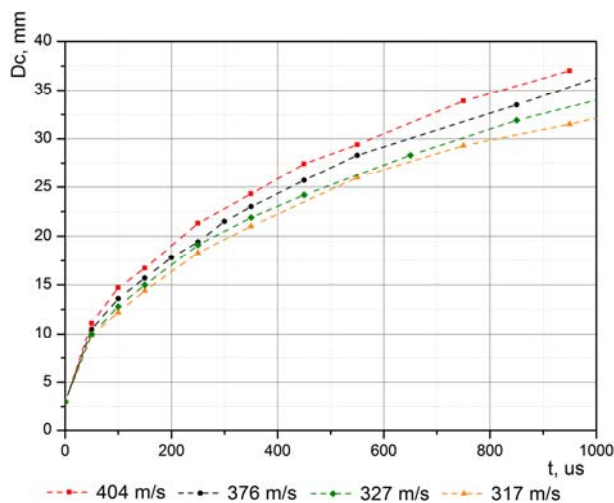


Рис. 3. Зависимость диаметра сечения образуемой кавитатором полости от времени при разных скоростях движения ударника ($t = 0 \dots 1000$ мкс).

Приведенные значения скоростей являются оценками мгновенной скорости кавитатора в момент образования рассматриваемого сечения каверны ($t=0$) по данным видеорегистрации. Отчетливо прослеживается зависимость скорости расширения сечения каверны от скорости кавитатора в момент ее образования.

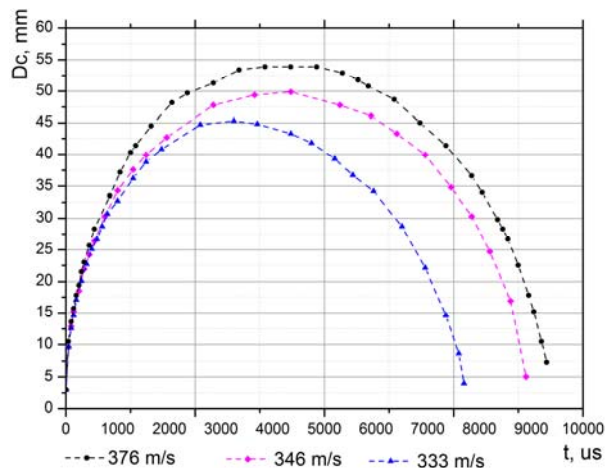


Рис. 4. Зависимость диаметра сечения образуемой кавитатором полости от времени при разных скоростях движения ударника.

На рис. 4 приведены результаты оценки диаметра сечения каверн с момента их формирования до момента схлопывания. Ожидаемо наблюдается зависимость максимального диаметра сечения каверны и полного времени существования сечения каверны от скорости движения кавитатора [3].

На рис. 5 приведено сравнение полученных данных с результатами [4]. Данные представлены в виде зависимости отношения миделя каверны R_m к радиусу кавитатора R_c от числа кавитации σ .

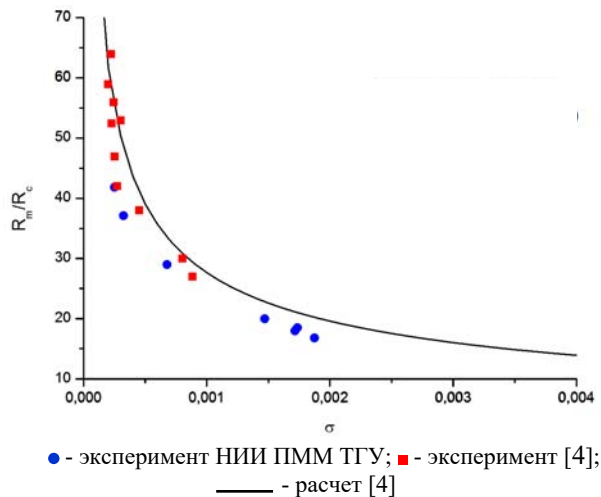


Рис. 5. Сравнение зависимостей отношения миделя каверны R_m к радиусу кавитатора R_c от числа кавитации σ , полученных в данной работе с результатами, опубликованными в [4].

Отметим близкий характер сравниваемых зависимостей.

Полученные результаты позволяют прогнозировать геометрию образуемой ударником кавитационной полости, что дает возможность производить уточнение формы корпуса ударника и его последующую модернизацию.

В работе использованы результаты, полученные в ходе выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № 9.9036.2017/8.9.

Литература

1. Буркин В. В., Ищенко А. Н., Майстренко И. В., Фуфачев В. М., Дьячковский А. С., Бураков В. А., Корольков Л. В., Степанов Е. Ю., Чупашев А. В., Рогаев К. С., Саммель А. Ю., Сидоров А. Д. // Гидробаллистический стенд. Патент на изобретение. Заявка № 2017135871 от 09.10.2017.
2. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. – К: Наук. думка, 1969. – 208 с.
3. Логвинович Г. В., Серебряков В. В. О методах расчета формы тонких осесимметричных каверн // Гидромеханика. – 1975. – Вып. 32. – С. 47–54.
4. Yuriy D. Vlasenko. Experimental investigation of supercavitation flow regimes at subsonic and transonic speeds // Fifth International Symposium on Cavitation. Osaka, Japan (Cav03-GS-6-006).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИМПУЛЬСНОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ И ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА, ЗАКРЕПЛЕННОГО В РАБОЧЕЙ ЧАСТИ

Скибина Н.П., Савкина. Н.В., Фарапонов В.В.

Томский государственный университет

634050, г.Томск, пр.Ленина 36

E-mail: uss.skibina@gmail.com

Аэродинамическая установка представляет собой техническое устройство, предназначенное для моделирования обтекания тела потоком воздуха. Принцип работы аэродинамических труб основан на теории подобия физических явлений. Объектами исследований могут быть модели летательных аппаратов и их элементы, натурные объекты, образцы материалов и т.д.

Типовыми экспериментами с использованием аэродинамических установок являются: измерение давлений по поверхности тела, измерение сил и моментов, действующих на тело, визуализация течений.

Осуществление измерений в высокоскоростных (сверхзвуковых и гиперзвуковых) потоках – довольно трудоемкий процесс, так как необходимо учитывать множество факторов, влияющих на регистрацию интересующих параметров. Например, для экспериментальных исследований в импульсных аэродинамических установках необходимо подбирать аппаратуру, способную фиксировать изменение интересующей величины с частотой, соответствующей длительности процесса продувки. Также важно, чтобы измерительные приборы не оказывали нежелательного воздействия на картину течения и не влияли на регистрацию других параметров. При математическом моделировании и проведении численного расчета подобных проблем не возникает, так как результатом решения задачи является поле распределения интересующих величин (например, плотность, скорость, температура, давление), появляется возможность рассмотреть структуру течения в каналах и получить информацию о параметрах потока в тех точках, где осуществить измерение невозможно.

Основной функцией импульсной аэродинамической установки на базе НИИ ПММ ТГУ является создание кратковременного сверхзвукового или гиперзвукового потока газа, который может быть использован для проведения широкого спектра аэродинамических и аэрофизических исследований. Установка может быть использована для прикладных исследований, требующих соответствующие значения чисел Маха и Рейнольдса, а также для опробования новых методов измерений.

На рис.1. представлена схема импульсной аэродинамической установки с указанием составных частей.

В ходе исследования рассмотрены основные функциональные части установки [1]: форкамера, сопло, рабочая часть и диффузор, и построены соответствующие геометрические модели.

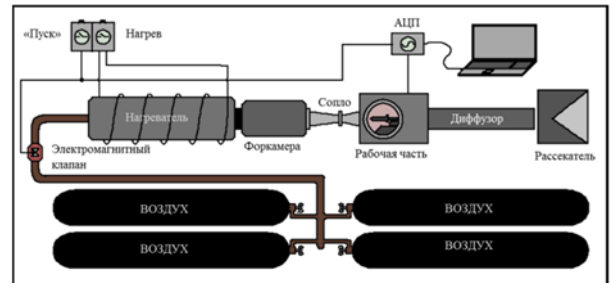


Рис.1. Схема импульсной аэродинамической установки с обозначением ее составных частей

В рабочей части размещались модели в виде клина и конуса, так как данные тела имеют одинаковое сечение и именно для них проводились дренажные и весовые испытания, а также съемка процесса обтекания высокоскоростной видеокамерой с целью получения визуализации [2, 3]. Полученные результаты в дальнейшем используются для сравнительного анализа степени согласованности между экспериментом и математическим моделированием, что в целом характеризует адекватность используемого подхода.

Математическое моделирование работы импульсной аэродинамической установки производилось с помощью вычислительного комплекса Ansys Fluent. Решалась система осредненных уравнений Навье-Стокса [4].

Для моделирования турбулентности использовались [5]: стандартная $k-\varepsilon$ и $k-\omega$ модели и SST-модель.

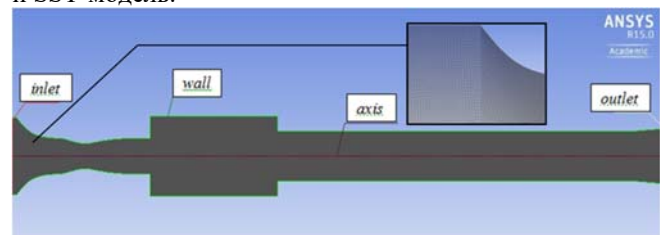


Рис.2. Общий вид расчетной области и сгенерированная расчетная сетка ($M=2$)

Первый этап расчетов производился для сеточной модели, представленной на рис.2. Число расчетных элементов составило 306 634 шт. Также на рис.2 представлены границы расчетной области и соответствующие им граничные условия [6]: *inlet* – полное давление и полная температура на входе в расчетную область, *wall* – условие прилипания, *axis* – ось симметрии (в случае 2D постановки задачи) или плоскость симметрии (в случае 3D постановки задачи), *outlet* – мягкие граничные условия на выходной границе.

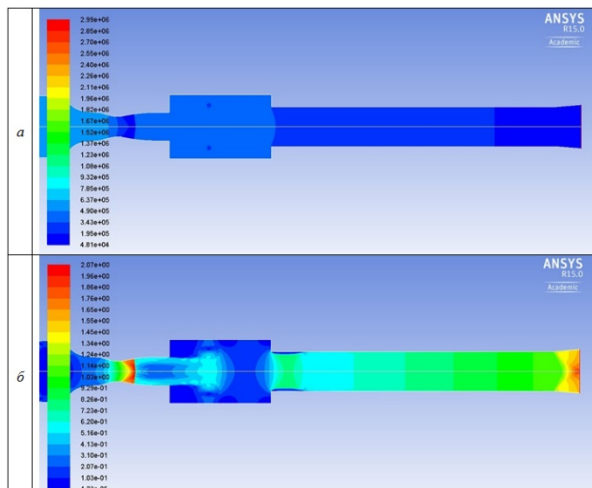


Рис.3. Поля: *a* – статического давления (Па), *б* – скорость потока (в числах Маха)

На рис.3 представлены результаты расчета с использованием сеточной модели, изображенной на рис.2. При рассмотрении поля скоростей потока видно, что движение воздуха происходит в направлении от форкамеры в сопло, затем в рабочую часть и диффузор. При прохождении через критическое сечение сопла наблюдается рост скорости потока до величины $M=2.08$, что с погрешностью 0.5% соответствует скорости, зафиксированной в процессе экспериментального исследования.

На следующем этапе расчетная область была модернизирована с учетом реальной внутренней геометрии импульсной аэродинамической установки (рис.4) – расстояние между срезом сопла и входным сечением диффузора составляет 145 мм и варьируется в пределах 100÷250 мм в зависимости от размеров модели.

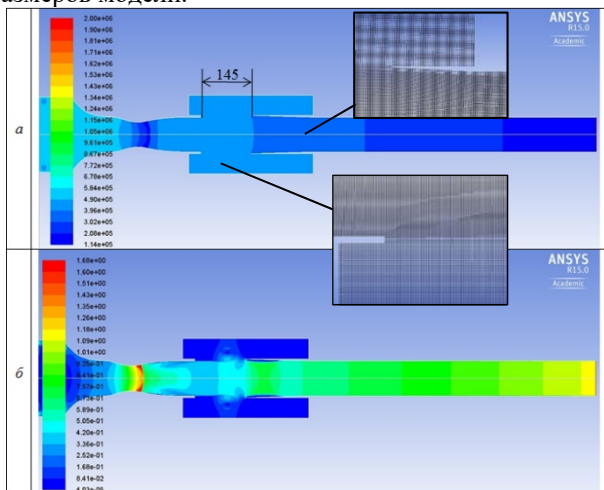


Рис.4. Поля: *a* – статического давления (Па), *б* – скорости в числах Маха, 416 418 расч.эл-тов

Из рис.4б видно, что изменение расстояние между срезом сопла и диффузором установки существенно влияет на структуру течения в рабочей части – возникает подсос воздуха и образовавшиеся в процессе вихри выходят в диффузор, практически не контактируя со стенками конструкции.

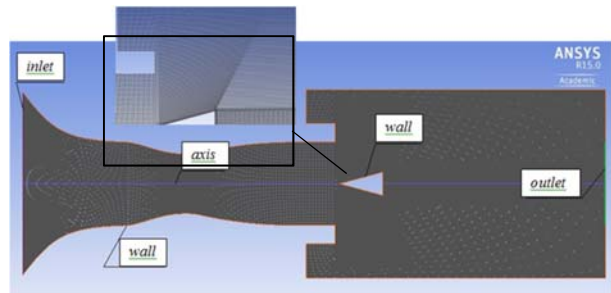


Рис.5. Общий вид геометрии и сеточной модели для решения задачи обтекания клина

После рассмотрения поле течения в основных частях импульсной аэродинамической установки, был совершен переход к моделированию обтекания тела, размещенного в рабочей части. Как упоминалось ранее, в качестве моделей выбраны были клин – для решения задачи в 2D постановке (рис.5), и конус – для решения осесимметричной задачи (рис.6).

Следует отметить, что в обоих случаях сгенерированные сетки состоят преимущественно из элементов в форме гексаэдров, что позволит с хорошей точностью разрешить пограничный слой. Искривления вблизи поверхностей минимальны.

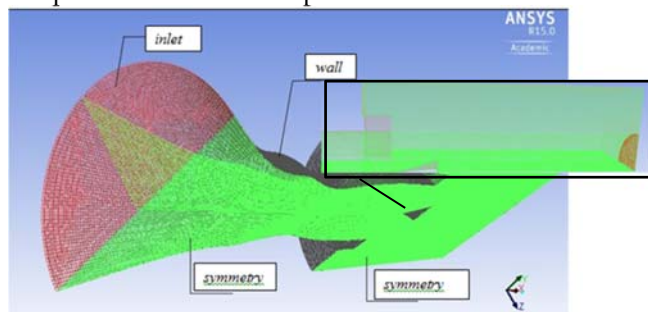


Рис.6. Сеточная модель для решения задачи обтекания конуса (6 293 100 расч.эл-тов)

На рис.7 представлены поля распределения статического давления, полученные при решении задачи в 2D (рис.7а) и 3D (рис.7б) постановке соответственно. В обоих случаях можно видеть зоны повышенного давления на поверхности тела. Для плоского случая (модель – клин) относительное рассогласование между экспериментальным исследованием и численным расчетом не превышает 9%, для осесимметричного случая (модель – конус) составляет около 20%.

Аналогичным образом на рис.8 представлено поле скоростей потока в числах Маха. Относительное рассогласование по скорости в случае решения задачи для клина (рис.8а) не превышает 3%, а случае конуса (рис.8б) – около 0.5%.

Помимо решения задачи для сопла, соответствующего скорости потока $M=2$, была создана геометрическая и сеточная модель для сопла $M=3$.

На рис.9 приведены результаты решения задачи для сопла $M=3$.

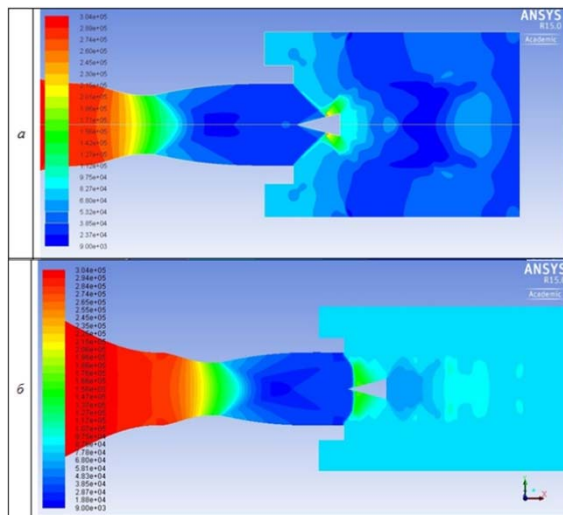


Рис.7. Поле статического давления по импульсной аэродинамической установке: *а* – клин, *б* – конус ($M=2$)

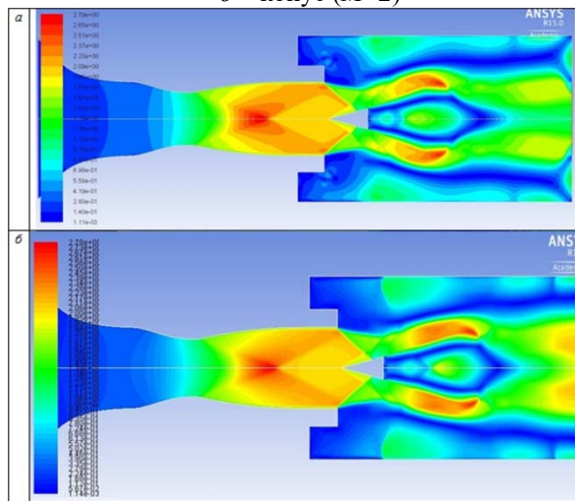


Рис.8. Поле скоростей потока в числах Маха: *а* – клин, *б* – конус ($M=2$)

На рис.9 приведены результаты решения задачи для сопла $M=3$. На рис.9а можно видеть зону повышенного давления, также формирующуюся при решении задачи для сопла $M=2$, но на рис.9б, где представлено поле скоростей потока в числах Маха, видна зона пониженной скорости, препятствующая формированию ударной волны в головной части тела и, как следствие, зоне стационарного течения.

При уменьшении шага по времени до порядка микросекунды, было обнаружено, что зона пониженной скорости образуется в момент встречи потока с телом, затем движется к критическому сечению сопла и возвращается обратно к телу.

В процессе более детального рассмотрения геометрии сопел, было выявлено, что используемые профили не позволяют достичь желаемого результата и данных из инструкции по эксплуатации недостаточно для проведения численного расчета, так как они не обладают достаточно точностью.

В настоящее время работа продолжается с использованием уже конструкторской документации, что успешно позволяет избежать ранее возникшие ошибки и продолжить исследование в выбранном направлении.

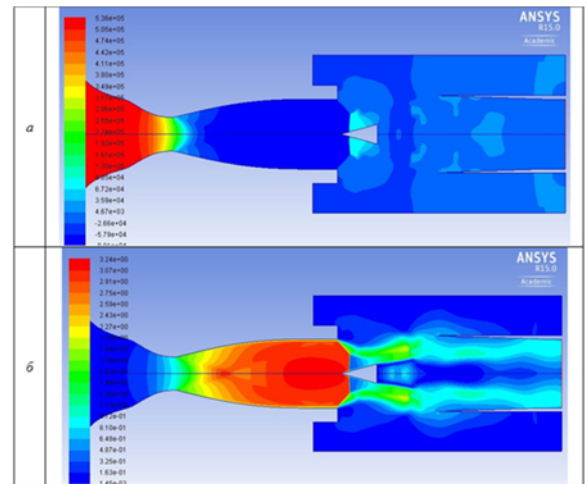


Рис.9. Результаты решения задачи для сопла $M=3$: *а* – поле распределения статического давления, *б* – поле распределения скорости в числах Маха

Литература

1. Звезгинцев В.И. Газодинамические установки кратковременного действия. Часть I. Установки для научных исследований. – Новосибирск: Параллель, 2014. – 551с.
2. Фарапонов В.В., Маслов Е.А., Чупашев А.В., Мацкевич В.В., Чижов С.Ю. Экспериментальное исследование обтекания тел плоской и осесимметричной формы // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник трудов IX всероссийской научной конференции, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. С. 144 – 145.
3. Фарапонов В.В., Маслов Е.А., Чупашев А.В., Мацкевич В.В., Чижов С.Ю. Экспериментальное исследование обтекания тел плоской и осесимметричной формы // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Сборник трудов IX всероссийской научной конференции, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016. С. 144 – 145.
4. Савкина Н.В., Скибина Н.П., Маслов Е.А., Фарапонов В.В. Влияние локального вдува газа на теплообмен в пограничном слое // Интеллектуальные энергосистемы: труды V Международного молодежного форума. В 3т. Томск 9 - 13 октября 2017г. Т.1. - Материалы V Международного форума «Интеллектуальные энергосистемы», г.Томск. – Томский политехнический университет. С.41–43.
5. ANSYS FLUENT 6.3 Documentation. Ansys Inc., 2007
6. Скибина Н.П., Савкина Н.В., Фарапонов В.В. Численное моделирование обтекания цилиндрического тела сверхзвуковым потоком // Сборник трудов IX всероссийской научной конференции, 21-25 сентября 2016 года, г. Томск. – Томск: Томский государственный университет, 2016, с. 151-153.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНЫХ СВОЙСТВ КОМПОЗИТА НЕРАВНОВЕСНОГО СОСТАВА СИСТЕМЫ Ti-C

М.А. Анисимова, А. Г. Князева

Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук
634055, г. Томск, просп. Академический, 2/4

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

E-mail: anisimova_mawa@mail.ru

Синтез в режиме теплового взрыва или в режиме горения применяется для получения композитов разного состава и структуры, в том числе и для системы Ti-C. Титановые сплавы и керамика из карбида титана (TiC) привлекают большое внимание благодаря не только своим превосходным механическим свойствам, хорошей коррозионной стойкости и биосовместимости, но и пористой структуре. Благодаря перечисленным преимуществам, они находят широкое применение в машиностроении, аэрокосмической промышленности и медицине. [1-3]

В равновесных условиях ожидается композит, состоящий из титановой матрицы с включениями карбида TiC. [4, 5] Теплота реакции между титаном и углеродом достаточно высокая, чтобы индуцировать самоподдерживающуюся реакцию образования TiC в условиях соответствующих параметров обработки (отношение Ti / C и пористости).

Однако, вследствие неравновесных условий, реализуемых в данных технологиях, могут формироваться неравновесные фазы Ti_xC_y [6], количество которых варьируется в зависимости от условий синтеза.

В соответствии с литературными данными, можно ожидать появление следующих фаз: TiC₂, Ti₃C₂, Ti₂C. [7,8]

В данной работе оцениваются коэффициент теплового расширения α и теплопроводность k многофазной частицы. Задача неоднородности частиц решается с использованием метода замены неоднородного включения эквивалентным однородным. Изучается влияние состава и размеров карбидных фаз на эффективные свойства композитного материала.

Метод решения. В случае, когда включение имеет неоднородную структуру с не постоянными свойствами, или между включением и матрицей образуется промежуточный слой, используется метод замены неоднородного включения эквивалентным однородным [9].

Для сферического включения переходный слой имеет внутренний и внешний радиусы r^0 и $r^1 = r^0 + h$, соответственно, где h – ширина слоя (рис. 1). Внутренняя часть радиуса r^0 обладает свойствами включений, свойства межфазного слоя могут варьироваться в зависимости от его толщины и состава: $\alpha^i = \alpha^i(r)$, $k^i = k^i(r)$.

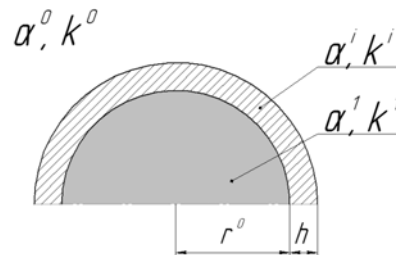


Рис. 1. Схема сферической частицы с межфазной зоной

Таким образом, определяются свойства эффективной неоднородности радиуса r^1 , которая оказывает такое же влияние на общие свойства, как и включение с внешней межфазной зоной.

Следуя идее [9], определяются свойства эффективной неоднородности:

$$\bar{\alpha}(r^1) = \alpha^i + (\alpha^1 - \alpha^i) \frac{A_K + \lambda_K}{(r^1/r^0)^3 A_K + \lambda_K}, \quad (1)$$

где $A_K = \frac{\lambda_K (K^i/K^1) + 1}{1 - (K^i/K^1)}$, $\lambda_K = \frac{2(1 - 2\nu^0)}{(1 + \nu^0)}$, K – объемный модуль, ν^0 – коэффициент Пуассона матрицы;

$$\bar{k}(r^1) = k^i \frac{2 + (r^1/r^0)^3 A_k}{(r^1/r^0)^3 A_k - 1}, \quad (2)$$

где $A_k = \frac{2(k^i/k^1) + 1}{1 - (k^i/k^1)} = \frac{2k^i + k^1}{k^1 - k^i}$.

Результаты исследований. Рассмотрим частицу углерода, окруженную фазой, образовавшейся в процессе синтеза. На рисунках 2 и 3 представлено сравнение свойств эффективной частицы содержащей фазы TiC₂, Ti₂C и TiC.

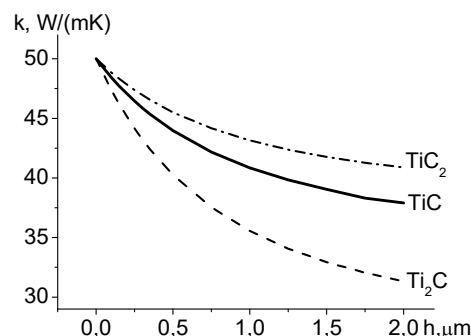


Рис. 2. Теплопроводность эффективного включения (включения с переходной зоной) разного состава

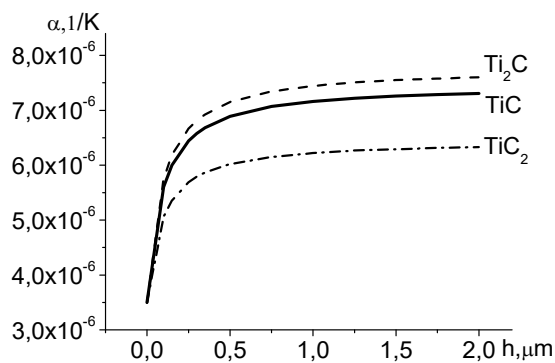


Рис. 3 Коэффициент теплового расширения эффективного включения (включения с переходной зоной) разного состава

Из рисунков видно, что общий характер изменения свойств для разных материалов подобен, и степень влияния зависит от материала.

Однако переходный слой может состоять из нескольких последовательно сформировавшихся фаз. Рисунок 4 демонстрирует влияние порядка расположения фаз в переходном слое в сравнении с однофазной зоной, состоящей из TiC.

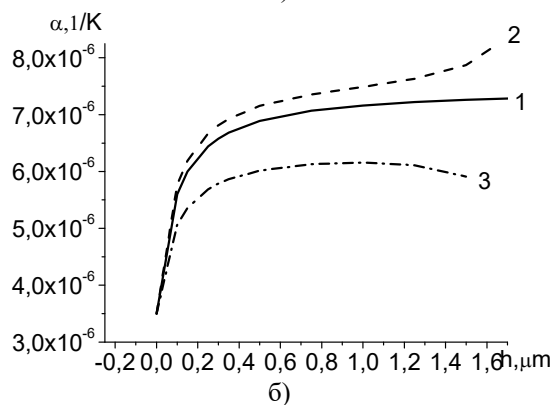
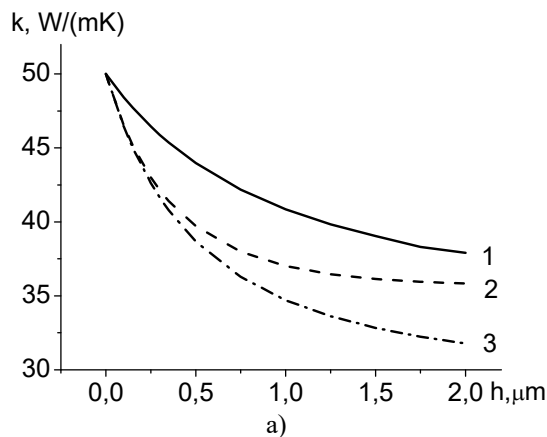
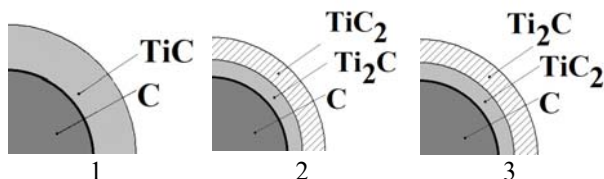


Рис.4. Изменение коэффициента теплопроводности (а) и коэффициента теплового расширения (б) эффективной частицы, окруженной многофазным переходным слоем в зависимости от порядка фаз.



Закключение. Результаты исследования показали, что на свойства включений, образующихся в процессе синтеза композиционного материала в системе Ti-C, оказывают влияние не только ширина и состав сформировавшегося переходного слоя, но и порядок расположения фаз.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РНФ, грант № 17-19-01425

Литература

1. Titanium and titanium alloys. Fundamentals and Applications / ed. C. Leyens, M. Peters. – Weinheim : Wiley-VCH Verlag GmbH, 2003. – 532 p.
2. G. Rasool, S. Mridha, M. M. Stack. Mapping wear mechanisms of TiC/Ti composite coatings // Wear Volumes 328–329 (2015) p. 498–508
3. A. Monfared, A. H. Kokabi, S. Asgari Microstructural studies and wear assessments of Ti/TiC surface composite coatings on commercial pure Ti produced by titanium cored wires and TIG process // Materials Chemistry and Physics. Volume 137, Issue 3 (2013) Pages 959–966
4. Kobashi M., Ichioka D., Kanetake N. Combustion Synthesis of Porous TiC/Ti Composite by a Self-Propagating Mode // Materials - 2010. - Vol.3. - P. 3939–3947
5. Niyomwas S. Synthesis and Characterization of TiC and TiC-Al₂O₃ Composite from Wood Dust by Self-Propagating High Temperature Synthesis // Energy Procedia. – 2011. – Vol. 9. – P. 522 – 531
6. Гусев А. И. Фазовые равновесия, фазы и соединения в системе Ti-C // Усп. хим. – 2002. – Т. 71:6 – С. 507–532
7. Enyashin A. N., Ivanovskii A. L. Structural, electronic properties and stability of MXenes Ti₂C and Ti₃C₂ functionalized by methoxy groups // J. Phys. Chem. C. - 2013. – Vol. 117(26). – P. 13637
8. Magnuson M., Halim J., Näslund L.-Å. Chemical bonding in carbide MXene nanosheets // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. - 2018. – Vol. 224. – P. 27–32
9. Sevostianov, I., Kachanov, M. Nanoparticle reinforced materials: Effect of interphase layers on the overall properties // International Journal of Solids and Structures. – 2007. - Vol. 44. – P. 1304–1315

РАЗРАБОТКА МЕТОДА РАСЧЕТА ГЕОМЕТРИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ВАНТОВО-ОБОЛОЧЕЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ С ПОИСКОМ ИХ НАЧАЛЬНОЙ ФОРМЫ

С.В. Белов, М.С. Бухтык, С.В. Пономарев

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина 36, корпус 10
E-mail: belovsv@niipmm.tsu.ru

Вантово-оболочечные конструкции (ВОК) относятся к классу геометрически нелинейных. Это означает, что при воздействии на них сосредоточенными силами в определенных точках и (или) начальными напряжениями в вантовых (оболочечных) элементах могут возникать достаточно большие перемещения точек, сравнимые с размерами самой конструкции.

В общем случае, ВОК моделируются с позиций нелинейной теории упругости системой уравнений вида:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\sigma_{kj} \left(\delta_{ij} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right) = F_i \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_i} \frac{\partial u_l}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \cdot (\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \cdot \delta_{ij} \varepsilon_{ll}) - \frac{E}{1-2\nu} \cdot \varepsilon_{ij}^T \cdot \delta_{ij} + \sigma_{ij}^0 \quad (3)$$

где (1) - (3) – уравнения равновесия, тензор деформаций и закон Гука соответственно; $\{x_1, x_2, x_3\}$ – декартовы координаты; δ_{ij} – символ Кронекера; $\{u_1, u_2, u_3\}$ – компоненты вектора перемещений; F_i – компоненты вектора объемных сил; σ_{ij} – компоненты второго тензора напряжений Пиолы-Кирхгофа; E – модуль упругости, ν – коэффициент Пуассона; σ_{ij}^0 – напряжения в элементах конструкции в рабочем положении.

Система (1)-(3) дополняется граничными условиями вида:

$$n_k \sigma_{kj} \left(\delta_{ij} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = \sigma_i^n(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \partial\Omega_\sigma; \quad (4)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^0, \quad \mathbf{x} \in \partial\Omega_u,$$

где $\partial\Omega_\sigma$ – часть границы, на которой задаются условия в напряжениях $\sigma_i^n(\mathbf{x})$, характеризуемых компонентами вектора нормали n_k к $\partial\Omega_\sigma$; $\partial\Omega_u$ – часть границы, на которой задаются условия в перемещениях $\mathbf{u}^0$.

Также задаются поля напряжений температуры в области пространства Ω , занимаемой элементами ВОК:

$$\left. \begin{aligned} T^0 &= T^0(\mathbf{x}) \\ \sigma_{ij}^0 &= \sigma_{ij}^0(\mathbf{x}) \end{aligned} \right\}, \quad \mathbf{x} \in \Omega, \quad (5)$$

где T^0 – температура, задаваемая вантовым элементам для обеспечения необходимых

натяжений (за счет теплового расширения или сжатия).

Задача (1) - (5) решалась методом конечных элементов (МКЭ), где нелинейные уравнения равновесия решались итерационным методом Ньютона – Рафсона относительно перемещений узлов.

Для данного класса задач основной проблемой является сходимость итерационного процесса к требуемому решению. Это может быть связано как с плохо обусловленной матрицей жесткости ВОК, так и с неверно выбранным начальным приближением.

Авторами настоящей работы в [1] предложен способ решения описанной выше проблемы. Однако, ввиду усложнения рассматриваемых ВОК, предлагается модификация метода расчета, который состоит из двух этапов.

Этап 1. Производится поиск начальной формы (расчет координат узлов) определенных вантовых прямолинейных элементов с помощью решения соответствующих уравнений равновесия известным методом плотности сил (МПС) [2,3]. Данный метод предполагает линеаризацию уравнений равновесия с помощью параметра плотности силы:

$$q = \frac{T}{L}, \quad (6)$$

где T , L – значения натяжений и длин соответственно. Также полагается, что координаты некоторых узлов известны (фиксированы) (рис.1).

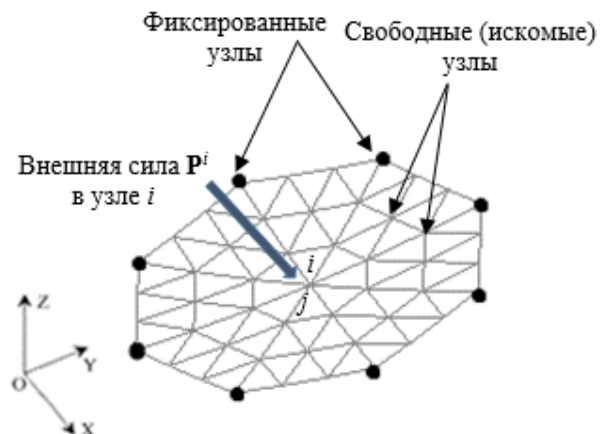


Рис. 1. Схема расположения узлов и элементов в МПС

Тогда уравнения равновесия рассматриваемого узла i , соединяющего вантовые элементы j , можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^{c_i} q_j (x_j - x_i) &= P_x^i; \\ \sum_{j=1}^{c_i} q_j (y_j - y_i) &= P_y^i; \\ \sum_{j=1}^{c_i} q_j (z_j - z_i) &= P_z^i \end{aligned} \quad (7)$$

где x_i, y_i, z_i – искомые координаты узла; x_j, y_j, z_j – координаты узлов; принадлежащих j -му элементу; c_i – количество вантовых элементов, соединенных с узлом i ; $\mathbf{P}^i = (P_x^i; P_y^i; P_z^i)$ – вектор внешних сил в узле i .

Стоит отметить, что уравнения (7) записаны для одного узла i . Более общую формулировку уравнений равновесия, включающую сразу все узлы вантовых элементов, можно найти в [2,3].

Кроме условий равновесия узлов необходимо учитывать требования на некоторые вантовые элементы. Например, равномерное распределение значений натяжений и (или) сохранение длин в напряженном и ненапряженном состояниях. Для этой цели вводится система нелинейных уравнений, описывающая указанные ограничения:

$$\mathbf{g}^*(\mathbf{q}) = \mathbf{g}(\mathbf{x}(\mathbf{q}), \mathbf{y}(\mathbf{q}), \mathbf{z}(\mathbf{q})) = \mathbf{0}, \quad (8)$$

где $\mathbf{x}(\mathbf{q}), \mathbf{y}(\mathbf{q}), \mathbf{z}(\mathbf{q})$ – векторы координат искомых узлов, зависящих от вектора плотностей сил элементов.

Задача (8) решается итерационным методом Ньютона. Сначала задается некоторое начальное приближение $\mathbf{q}^0$, в окрестности которого ищется такое значение $\mathbf{q}^1 = \mathbf{q}^0 + \alpha \Delta \mathbf{q}$ (α – коэффициент релаксации), что при подстановке его в (8) имело бы место приближенное равенство:

$$\mathbf{g}^*(\mathbf{q}^1) \approx \mathbf{0} \quad (9)$$

(с заданной точностью). Полагаем, что $\alpha \in (0; 1]$.

За один шаг требуемое значение $\mathbf{q}^1$ получить сложно, поэтому оно рассчитывается за определенное количество итераций.

Шаг итерации $\Delta \mathbf{q}$ находится из решения системы линейных уравнений, полученной из разложения в ряд Тейлора функции $\mathbf{g}^*(\mathbf{q})$ в окрестности $\mathbf{q}^0$:

$$\mathbf{g}^*(\mathbf{q}^0) + \frac{\partial \mathbf{g}^*(\mathbf{q}^0)}{\partial \mathbf{q}} \Delta \mathbf{q} = \mathbf{0}. \quad (10)$$

Выражение (10) можно представить в виде системы линейных уравнений размерности $[r \times m]$:

$$\mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q} = \mathbf{r}, \quad (11)$$

где $\mathbf{G}^T = \partial \mathbf{g}^*(\mathbf{q}^0) / \partial \mathbf{q}$ – матрица Якоби, $\mathbf{r} = -\mathbf{g}^*(\mathbf{q}^0)$, r – количество ограничений; m – количество вантовых элементов. Так как в общем случае $r \leq m$, то система (11) является неопределенной, и в случае совместности имеет семейство решений. Представляется естественной замена уравнения (11) следующей задачей оптимизации:

$$\begin{cases} f(\Delta \mathbf{q}) = \Delta \mathbf{q}^T \Delta \mathbf{q} \rightarrow \min, \\ \mathbf{h}(\Delta \mathbf{q}) = \mathbf{0} \end{cases}, \quad (12)$$

где $\mathbf{h}(\Delta \mathbf{q}) = \mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q} - \mathbf{r}$ – функция связи.

Задача (12) решается методом множителей Лагранжа, в котором минимизируется функция вида

$$L(\Delta \mathbf{q}, \boldsymbol{\lambda}) = \Delta \mathbf{q}^T \Delta \mathbf{q} - 2\boldsymbol{\lambda}^T \mathbf{h}(\Delta \mathbf{q}), \quad (13)$$

где $\boldsymbol{\lambda}$ – вектор множителей Лагранжа.

Стационарные точки для (13) находятся из соотношений

$$\frac{\partial L}{\partial \Delta \mathbf{q}} = 2\Delta \mathbf{q} - 2\mathbf{G}\boldsymbol{\lambda} = \mathbf{0}; \quad \frac{\partial L}{\partial \boldsymbol{\lambda}} = \mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q} - \mathbf{r} = \mathbf{0}. \quad (14)$$

Отметим следующие факты относительно рангов матриц $\mathbf{G}^T$, $\mathbf{G}$ и $\mathbf{G}^T \mathbf{G}$. Пусть $\text{Rang}(\mathbf{G}^T) = a$, тогда $a \leq r$. С другой стороны, имеют места неравенства [4]:

$$\text{Rang}(\mathbf{G}^T) = \text{Rang}(\mathbf{G}) = a \leq r \quad (15)$$

и

$$\text{Rang}(\mathbf{G}^T \mathbf{G}) = \text{Rang}(\mathbf{G}^T) = \text{Rang}(\mathbf{G}) = a \leq r. \quad (16)$$

Для нас существенно, что

$$\text{Rang}(\mathbf{G}^T \mathbf{G}) = a \leq r. \quad (17)$$

Неравенство (17) устанавливает, что матрица $\mathbf{G}^T \mathbf{G}$ размерностью $[r \times r]$ является вырожденной кроме того случая, когда $\text{Rang}(\mathbf{G}) = r$. Таким образом, при $a < r$ следует использовать нормальное псевдорешение для (14), опирающееся на псевдообратную матрицу Мура – Пенроуза [5,6]. Указанное нормальное псевдорешение запишется в виде

$$\boldsymbol{\lambda} = (\mathbf{G}^T \mathbf{G})^+ \mathbf{r}; \quad \Delta \mathbf{q} = \mathbf{G}(\mathbf{G} \mathbf{G}^T)^+ \mathbf{r}, \quad (18)$$

где $(\mathbf{G}^T \mathbf{G})^+$ – псевдообратная матрица.

Полученное значение $\Delta \mathbf{q}$ является минимальным решением (11) в смысле [6], то есть минимизирует квадратичную невязку решения.

В том случае когда $\text{Rang}(\mathbf{G}^T \mathbf{G}) = r$, матрица $(\mathbf{G}^T \mathbf{G})^+ = (\mathbf{G}^T \mathbf{G})^{-1}$, и свойство минимальности $\Delta \mathbf{q}$ допускает следующее истолкование. Действительно, пусть существует какое-то другое решение $\Delta \mathbf{q}^*$, такое, что имеют место соотношения:

$$\mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q} = \mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q}^* = \mathbf{r}; \quad \|\Delta \mathbf{q}^*\| < \|\Delta \mathbf{q}\|. \quad (19)$$

На основании (18) и (19), можно записать:

$$\begin{aligned} (\Delta \mathbf{q} - \Delta \mathbf{q}^*)^T \Delta \mathbf{q} &= (\Delta \mathbf{q} - \Delta \mathbf{q}^*)^T \mathbf{G}(\mathbf{G}^T \mathbf{G})^{-1} \mathbf{r} = \\ &= \underbrace{(\mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q}^* - \mathbf{G}^T \Delta \mathbf{q})}_{\mathbf{0}} (\mathbf{G}^T \mathbf{G})^{-1} \mathbf{r} = \mathbf{0}. \end{aligned} \quad (20)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \|\Delta \mathbf{q}^*\|^2 &= \|\Delta \mathbf{q}^* + \Delta \mathbf{q} - \Delta \mathbf{q}\|^2 = \|\Delta \mathbf{q}^* + \Delta \mathbf{q}\|^2 + \\ &+ 2 \underbrace{(\Delta \mathbf{q}^* - \Delta \mathbf{q})^T \Delta \mathbf{q}}_{\mathbf{0}} + \|\Delta \mathbf{q}\|^2 = \\ &= \|\Delta \mathbf{q}^* + \Delta \mathbf{q}\|^2 + \|\Delta \mathbf{q}\|^2 > \|\Delta \mathbf{q}\|^2. \end{aligned} \quad (21)$$

Таким образом, неравенство (21) противоречит неравенству в (19). Это доказывает, что решение $\Delta \mathbf{q}$ в (11) является минимальным.

Этап 2. Найденные координаты узлов из МПС использовались при построении комплексной конечно-элементной модели (КЭМ) ВОК,

включающей вантовые, балочные и оболочечные элементы. Таким образом, полученная начальная форма КЭМ имела некоторое приближение к конечной равновесной форме, рассчитанной из численного решения задачи (1)–(5).

Опыт расчетов показал, что подобные задачи имеют малую область сходимости. Поэтому, применялась следующая процедура, разработанная в НИИ ПММ ТГУ. Область пространства $\Omega_{\text{КЭМ}}$, занимаемой КЭМ, представляется объединением не пересекающихся N подобластей:

$$\Omega_{\text{КЭМ}} = \bigcup_{i=1}^N \omega_i. \quad (22)$$

На первом этапе решения, ставятся граничные условия на перемещения узлов в виде:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}, \mathbf{x} \in \Omega_{\text{КЭМ}} \setminus \omega_1^{\text{МПС}} \quad (23)$$

где $\omega_1^{\text{МПС}}$ – область, занимаемая вантовыми элементами с координатами узлов, рассчитанными из МПС. Условие (23) означает, что часть узлов КЭМ закреплена. Далее, производится первый численный расчет по определению напряженно-деформированного состояния (НДС) ВОК. Полученное решение используется как начальное приближение в последующей задаче определения НДС, но уже с граничными условиями вида:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}, \mathbf{x} \in (\Omega_{\text{КЭМ}} \setminus \omega_1 \cup \omega_2), \quad (24)$$

где подобласть ω_2 выбирается такой, чтобы начальное приближение принадлежало области сходимости.

Процесс последовательного изменения граничных условий, продолжается до тех пор, пока не будет получено решение с требуемыми граничными условиями по перемещениям:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{0}, \mathbf{x} \in \Omega_{\text{КЭМ}} \setminus \bigcup_{i=1}^{N-1} \omega_i, \quad (25)$$

где $N-1$ – количество подобластей, узлы которых освобождаются от условий закрепления.

Предложенный метод был успешно протестирован при определении НДС таких ВОК как сетчатый ободный космический рефлектор типа AstroMesh, с новой конструкцией гибкого обода, а также при поиске начальной вантовой формообразующей структуры (ФОС) нового зонтичного рефлектора с балочным силовым каркасом (Рис.2-3) [7].

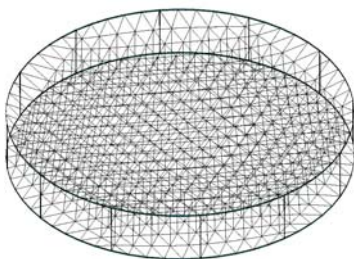


Рис. 2. КЭМ ободного рефлектора с рассчитанными начальными координатами узлов вантовой ФОС

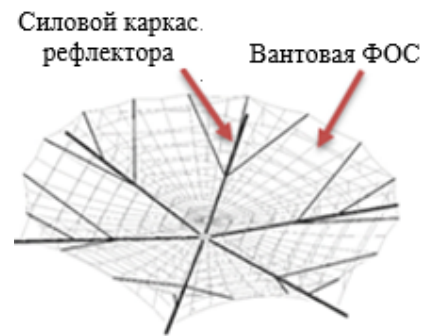


Рис. 3. КЭМ зонтичного рефлектора с рассчитанными начальными координатами узлов вантовой ФОС

При расчете начальных координат узлов ФОС рефлекторов, ставились дополнительные условия (8) в виде равных натяжений вантовых элементов отражающей поверхности с заданной точностью.

Установлено, что использование псевдообратной матрицы Мура-Пенроуза $(\mathbf{G}^T \mathbf{G})^+$ было наиболее эффективно при расчете координат ФОС зонтичного рефлектора. Это связано с тем, что ее определитель был близок нулю. Кроме того, использование коэффициента релаксации $\alpha \in (0; 1]$ также значительно способствовало устойчивости итерационного процесса МПС.

При определении НДС ободного рефлектора (2 этап метода), решение было получено сразу за один шаг с требуемыми граничными условиями (25) без их дополнительных изменений, что свидетельствует о эффективности решения, полученного на первом этапе. Таким образом, предложенный двухэтапный метод расчета может применяться к таким сложным ВОК как сетчатые космические рефлекторы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Соглашение №14.575.21.0144. Уникальный идентификатор проекта RFMEFI57517X0144.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Belov, M. Pavlov, V. Ponomarev, S. Ponomarev, and A. Zhukov. Calculation method for cable-beam shell structures. // AIP Conf. Proceedings 1772, 060006 (2016); doi: 10.1063/1.4964586
2. 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 .
3. 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
4. Бухтяк М.С. Основы линейной алгебры: Учебное пособие. Томск: Томский государственный университет, 2002. 200 с.
5. Вержбицкий В.М. Вычислительная линейная алгебра: Учеб. пособие для вузов. М.: Высш. шк., 2009. – 351 с.
6. Беклемишев Д.В. Дополнительные главы линейной алгебры. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 336 с.
7. А.В. Бельков, С.В. Белов, А.П. Жуков, М.С. Павлов, С.В. Пономарев. Расчет формообразующей структуры зонтичного сетчатого рефлектора. // Решетневские чтения: материалы XXI Междунар. Науч.практ.конф. (8-11 ноября 2017, г. Красноярск) с.82-83.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ ДЛЯ ПРОЕКТНЫХ РАСЧЕТОВ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ КА

А.В. Бельков, М.С. Бухтык, М.С. Павлов, Р.В. Черненко

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета

634050, Томск, пр. Ленина 36, корпус 10

E-mail: aleksei-belkov@niipmm.tsu.ru

Крупногабаритный рефлектор является элементом антенной системы космического аппарата. Основным функциональным элементом конструкции рефлектора является радиоотражающая поверхность. В силу ограничения зоны полезного груза конструкция крупногабаритного рефлектора имеет два состояния: сложенное и раскрытое. Для обеспечения раскрытия рефлектора в конструкции применяются гибкие текстильные элементы: радиоотражающее сетеполотно и шнуры. Гибкие текстильные элементы обладают практически нулевой жесткостью на сжатие и изгиб, и работают только на растяжение. Нагрузку на сжатие и изгиб в конструкции рефлектора могут воспринимать только спицы или жесткий каркас. Указанные особенности конструктивно-силовой схемы крупногабаритного рефлектора в раскрытом состоянии могут быть учтены в расчете рефлектора как нелинейной механической системы.

Для выполнения таких расчетов требуются специализированные программные средства, которые и были разработаны для использования в программном комплексе ANSYS:

- программное обеспечение для построения параметрической конечно-элементной модели конструкции рефлектора и штанги (рис.1);

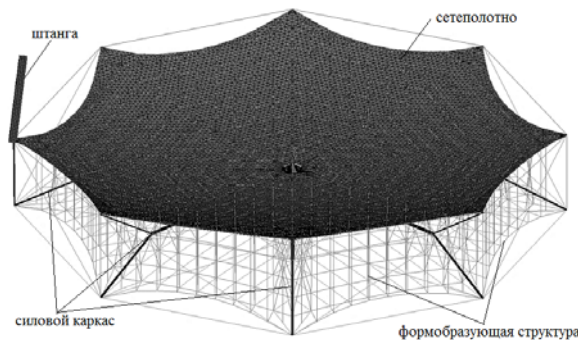


Рис.1 КЭМ модель крупногабаритного трансформируемого рефлектора

- программное обеспечение для расчета конструкции рефлектора на жесткость с учетом нелинейных деформаций конструкции при натяжении сетеполотна и формообразующей структуры;
- программное обеспечение для расчета конструкции рефлектора на устойчивость с учетом нелинейных деформаций конструкции при натяжении сетеполотна и формообразующей структуры;
- программное обеспечение для расчета сил и моментов на элементы конструкции при раскрытии рефлектора;
- программное обеспечение для анализа настройки

(регулирования) положения узлов формообразующей структуры для формирования радиоотражающей поверхности рефлектора с заданной точностью профиля;

- программное обеспечение для учёта раскроя сетеполотна с обеспечением его необходимого натяжения и конфигурации поверхности с заданной точностью профиля;

– программное обеспечение для прогнозирования температурных деформаций рефлектора в рабочей конфигурации, включая расчет распределения температур по элементам конструкции рефлектора от внешнего теплового потока (от Солнца) с учетом затенения элементами конструкции, в том числе самого рефлектора.

Задача о напряженно-деформированном состоянии подобных вантово-оболочечных конструкций формулируется с позиций нелинейной теории упругости с учетом температурных деформаций. Уравнения равновесия записываются в виде:

$$\left[(\delta_{ij} + u_{i,j}) (\sigma^{0j} + \sigma^{(0)0j}) \right]_{,0} + P_i = 0 \quad (1)$$

Связь деформаций с перемещениями рассматривается как:

$$e_{\alpha\beta} = (1/2)(u_{\alpha,\beta} + u_{\beta,\alpha} + u_{0,\alpha}u_{0,\beta}), \quad (2)$$

а компоненты тензора напряжений Кирхгофа и компоненты тензора деформаций связаны зависимостью:

$$\sigma^{ij} = a^{ij\alpha\beta} (e_{\alpha\beta} - e_{\alpha\beta}^T), \quad (3)$$

где $a^{ij\alpha\beta} = a^{ij\alpha\beta}(X, T)$ – элементы матрицы упругости, зависящие от принадлежности к разнородным элементам конструкции и их температуры, $e_{\alpha\beta}^T = \partial \Delta T / \partial \alpha\beta$ – компоненты тензора температурных деформаций.

Система (1) - (3) дополняется граничными условиями вида:

$$\begin{aligned} n_k \sigma_{kj} (\delta_{ij} + u_{i,j}) &= \sigma_i^n(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in \partial\Omega_\sigma; \\ \mathbf{u}(\mathbf{x}) &= \mathbf{u}^0, \quad \mathbf{x} \in \partial\Omega_u, \end{aligned} \quad (4)$$

а поля напряжений температуры в области пространства Ω , задаются в виде:

$$\left. \begin{aligned} T^0 &= T^0(\mathbf{x}) \\ \sigma_{ij}^0 &= \sigma_{ij}^0(\mathbf{x}) \end{aligned} \right\}, \quad \mathbf{x} \in \Omega, \quad (5)$$

где T^0 – температура, задаваемая вантовым элементом для обеспечения необходимых натяжений.

Расчет жесткости рефлектора осуществлялся в программном комплексе ANSYS с помощью модального анализа, позволяющего определить собственные частоты и формы колебаний рефлектора. При решении задачи на жесткость в основном ис-

пользуются два метода: LANB (Block Lanczos) и LANPCG (PCG Lanczos). При использовании метода LANPCG время на расчет затрачивается меньше так как он использует сокращенную систему матриц, но его недостатком является меньшая точность по сравнению с первым методом. Стоит отметить, что метод LANPCG рекомендуется использовать если количество мод не более ста, а также когда первая частота должна быть нулевой или близкой к нулю. Кроме того, если количество степеней свободы системы превышает 15 миллионов, а объем жесткого диска ограничен (не более 300 Гб), то также рекомендуется использовать метод LANPCG.

Для расчета жесткости требуется КЭМ с рассчитанным НДС. В качестве входных данных служат: тип рассматриваемого анализа, скалярные параметры такие как: число мод, нижнее значение собственной частоты и верхнее значение собственной частоты. Выходными данными являются значения собственных частот и формы колебаний рефлектора (рис.2).

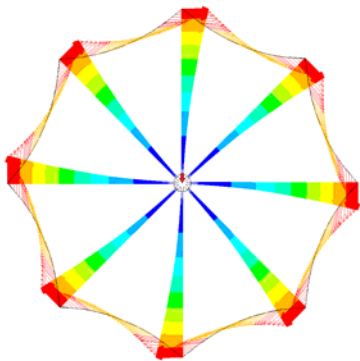


Рис.2 Первая форма собственных колебаний, $f=0,525$ Гц (вариант силового каркаса на 8 спицах)

Для расчёта устойчивости рефлектора использовался МКЭ в программном комплексе ANSYS. Расчет проводился в два этапа. Первый этап – это предварительный анализ устойчивости отдельных элементов рефлектора в линейной постановке. С математической точки зрения решается задача нахождения собственных значений для уравнений:

$$([K] - \lambda[S])\{u\} = 0.$$

Здесь $[K]$ – матрица жесткости конструкции, $[S]$ – матрица эффективной жесткости, λ – собственное значение, а $\{u\}$ – собственный вектор, определяющий форму потери устойчивости. Критическая нагрузка, соответствующая потере устойчивости, находится по формуле:

$$|\vec{F}_{кр}| = \lambda |\vec{F}_{пр}|.$$

Для удобства полагают значение приложенной нагрузки равной единице, следовательно λ принимают значения критических нагрузок. Анализ устойчивости проводится для предварительно напряженного элемента конструкции рефлектора. При выполнении анализа задаются модуль упругости материала и плотность, который считается линейным, изотропным или ортотропным, со свойствами, зависящими или независими от температуры.

Критическая сила, рассчитанная на первом этапе, имеет завышенное значение по сравнению с истинным значением. Однако, преимущество линейного анализа заключается в меньшем времени вычислений. Для определения более точного значения критической силы, производится нелинейный анализ. В нелинейном анализе решается нелинейная система уравнений равновесия методом Ньютона-Рафсона. Это итерационный метод, где на каждом шаге итерации решается линейная система уравнений вида:

$$[K]_{i-1} \{\Delta u\}_i = \{F\} - \{F^y\}_{i-1},$$

где $[K]_i$ – матрица жесткости на предыдущей итерации; $\{\Delta u\}_i = \{u\}_i - \{u\}_{i-1}$ – вектор перемещений для двух последовательных итераций; $\{F\}$ – вектор приложенных к системе сил; $\{F^y\}_{i-1}$ – вектор упругих сил, соответствующих перемещениям предыдущей итерации $i-1$. При нагружении элементов рефлектора выше критического уровня, значения $\{\Delta u\}_i$ возрастают от итерации к итерации и итерационный процесс расходится, т.е. имеет место потеря устойчивости.

В качестве входных данных служат: тип рассматриваемого анализа, направление и величина вектора нагрузки на рассматриваемый элемент рефлектора. Выходными данными являются значения критических сил и формы потери устойчивости элементов рефлектора. На основании выходных данных строятся зависимости перемещений узлов звеньев спиц от величины сжимающей силы (рис.3).

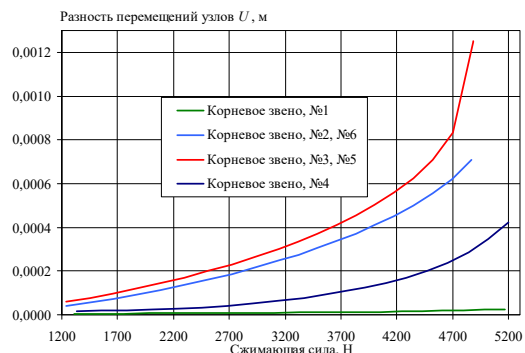


Рис.3 Зависимость перемещений узлов корневых звеньев спиц от сжимающей силы (вариант силового каркаса на 6 спицах)

Процесс раскрытия рефлектора можно разделить на два этапа. На первом этапе элементы конструкции начинают движение из своих транспортных положений, разворачивается формообразующая структура с сетеполотном. При этом шнуры и сетеполотно не натягиваются, а, в основном, преодолеваются силы трения. На втором этапе происходит натяжение конструкции. Оценка движущей силы и моментов, необходимых для натяжения конструкции рефлектора, выполнялась на основе численного моделирования процесса обратного процессу натяжения (рис.4). В этом случае исходным является напряженно-деформированное состояние настроенного рефлектора (с минимальным значением СКО отражающей поверхности от параболоида).

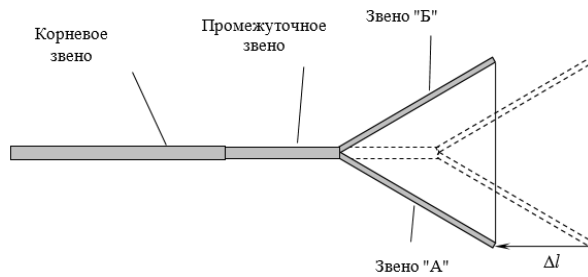


Рис.4 Промежуточное звено вдвигается в корневое на величину Δl

В численной модели этот процесс реализовывался путем введения термических деформаций:

$$\Delta l = l \cdot \alpha \cdot \Delta T. \quad (6)$$

Здесь l – длина звена, α – коэффициент линейного термического расширения, а ΔT – изменение температуры. В качестве входных данных служат: тип рассматриваемого анализа, скалярные параметры: величина удлинения элемента конструкции, начальная длина элемента конструкции и коэффициент температурного расширения. Выходными данными являются значения компонент сил и моментов в выбранных элементах рефлектора.

Мерой точности отражающей поверхности является величина среднеквадратичного отклонения (СКО) узлов зеркала от параболоида. СКО рассчитывается по конечному числу точек с координатами (x_i, y_i, z_i) , $i = 1, \dots, N$. Формула СКО имеет вид:

$$CKO_z = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta z_i^2},$$

здесь $\Delta z_i = z_i - z_i^{ideal}$ – отклонение от параболоида i -ой точки z_i^{ideal} – теоретическое значение Z координаты i -ой точки на параболоиде. В виду того что отражающая поверхность может смещаться как целое требуется учесть этот момент, и формула принимает вид:

$$CKO_{z2} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta z_i - \overline{\Delta z})^2}.$$

Настройка формы отражающей поверхности выполняется с помощью изменения длины вантовых оттяжек, соединяющих тыльную и фронтальную сети. Предполагается, что до деформации длина вантовой оттяжки имеет длину l , причем один из ее концов расположен на теоретическом параболоиде. Тогда, величину удлинения Δl оттяжки от первоначального положения, в результате деформации конструкции рефлектора, можно вычислить по формуле (6).

Подход к раскрою опирается на использование так называемых SG-линий [1,2]. Это класс линий на параболоиде вращения, удовлетворяющих следующим условиям: Локально они близки к геодезическим линиям. Их можно отнести к натуральному параметру без заметных вычислительных проблем. Они однозначно определяются своими концевыми точками, указанными на параболоиде. На рисунке 5 показан раскрой офсетного рефлектора полосами сетеполотна, а на рисунке 6 показано положение полулестков.

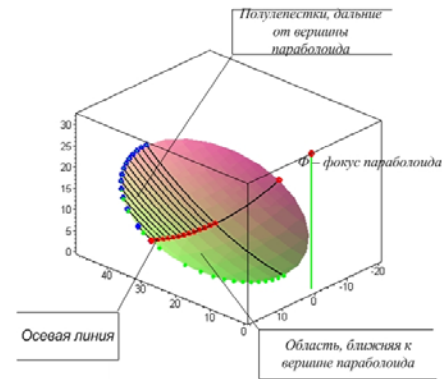


Рис.5 Схема раскрой офсетного рефлектора



Рис.6 Лепесток и его элементы

Прогнозирование температурных деформаций рефлектора в рабочей конфигурации также реализовано в программном комплексе ANSYS с использованием МКЭ. Задача решалась в несколько этапов. На первом этапе происходит определение температурного поля конструкции на орбите, для этого требуется решить тепловую задачу. На втором этапе требуется решить структурную задачу о НДС конструкции и добиться требуемой точности отражающей поверхности. И на последнем этапе также решается структурная задача о НДС конструкции, но здесь как граничные условия вводятся температуры элементов, определенные на первом этапе.

Выводы

Разработанные программные средства позволяют создавать КЭМ конструкций трансформируемых рефлекторов с требуемыми геометрическими параметрами и физическими свойствами, проводить анализ жесткости и устойчивости, а также проводить расчет сил и моментов, действующих на элементы конструкции при раскрытии рефлектора. Программные средства позволяют оценивать точность отражающей поверхности и производить ее настройку, а также дают возможность создавать выкройки отражающей поверхности и проводить анализ НДС конструкции в рабочем положении под воздействием тепловых потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шалимов В.Н. Геометрическое моделирование тентовых тканевых конструкций: дисс. канд. техн. наук: 05.01.01 / Шалимов Владимир Николаевич. – Нижний Новгород, 2012. – 141 с.
2. Бухтяк М.С. Линии на параболоиде, близкие к геодезическим / Бухтяк М. С. // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. – 2015. – №6(38). – С. 5-17.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРНИКА С ПРЕГРАДОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТРЕХМЕРНОЙ ТЕТРАЭДРАЛЬНОЙ РАЗНОСТНОЙ СЕТКИ

Д.Б. Добрица, Б.Ю. Яценко

Акционерное общество «Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина»
141402, Московская область, г. Химки, Ленинградская ул., д. 24
E-mail: dobrica@laspace.ru

Вопросы исследования процессов высокоскоростного соударения ударника с преградой являются актуальными для широкого ряда технических задач. Например, при разработке защиты космического аппарата от орбитального мусора и метеорных частиц применение компьютерных программ, реализующих задачи численного моделирования высокоскоростных ударных воздействий, является важной составной частью процесса оценки и минимизации риска повреждения от их воздействий. Целью настоящей работы является создание программного комплекса, позволяющего проводить численное моделирование высокоскоростного соударения для решения отдельных задач метеорной защиты космических аппаратов (КА), с учетом возможности интеграции с уже существующими авторскими разработками [1] по расчету вероятности пробоя критичных элементов КА с использованием предельных баллистических зависимостей различных конструкций на основе моделей пространственного распространения метеорно-техногенных частиц.

В данной работе задача решена в рамках упругопластического течения, пространственная разностная сетка генерируется с помощью прямых методов построения на основе шаблонов [2]. Корректность построенной модели проверялась посредством выполнения известных тестовых задач. Рассмотрены задачи соударения цилиндра с абсолютно жесткой поверхностью, а также соударения подвижного и неподвижного металлических кубиков при условии идеального сцепления поверхностей.

Поведение материалов описывается моделью идеальной упругопластической среды Прандтля–Рейсса, которая получила широкое распространение после выхода известной работы М. Уилкинса [3]. Система уравнений, описывающая движение сплошной среды, базируется на фундаментальных законах сохранения массы, импульса и энергии [4], [5]. К этим уравнениям добавляются уравнения, учитывающие термодинамические эффекты, связанные с адиабатным сжатием среды и прочностью среды, необходимые для замыкания системы уравнений, описывающей движение прочной сжимаемой среды.

Численное решение осуществлялось по методу Уилкинса, в основе которого лежит схема «крест» с псевдовязкостью, для построения разностной схемы аппроксимировались частные производные по пространственным переменным. Искусственная вязкость в ячейке вычислялась через изменение

удельного объема в виде суммы квадратичной и линейной составляющей. Условие устойчивости использовалось в видоизмененной форме условия Неймана–Рихтмайера [4].

При численном решении системы уравнений, описывающих движение сплошной среды, в счетной области задается конечное множество узлов. Счетная область покрывается ячейками сетки, не налегающими друг на друга и заполняющими ее без зазоров, вершины ячеек являются узлами сетки.

В узлах сетки определяются ускорения, компоненты векторов скорости и координаты. В ячейках определяются давление, плотность, внутренняя энергия, компоненты тензоров напряжений и скоростей деформаций, компоненты искусственной вязкости, рассчитываемые для геометрических центров ячеек. Расчет осуществляется повторением перехода от известного состояния задачи на момент времени t^n к состоянию на момент времени t^{n+1} в цикле до тех пор, пока не будет получена полная картина движения на заданном временном интервале.

Методика численного решения подробно изложена в трудах [4], [5]. В монографии Уилкинса [4] рассматриваются кубические пространственные сетки. В данной работе наряду с использованием методики Уилкинса использовались особенности численного решения на тетраэдральных разностных сетках, описанные в монографии [5], в частности, вычисление истинных значений компонент вектора скорости любого внутреннего узла на $(n+1)$ -м шаге через предварительные значения скоростей узлов i отдельных ячеек k , окружающих этот узел, исходя из условия сплошности среды и закона абсолютно неупругого соударения узлов ячеек как материальных частиц среды. В этом случае истинные значения компонент вектора скорости вычисляются исходя из закона сохранения импульса, как средневзвешенные значения совокупности рассчитанных предварительных скоростей узлов:

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \sum_k \mathbf{U}_{ik}^* \varphi_{ik} / \sum_k \varphi_{ik}, \quad (1)$$

где $\varphi_{ik} = m_k/4$, m_k – масса ячейки k ; значения предварительной скорости узла $\mathbf{U}_{ik}^*$ рассчитываются отдельно по k окружающим узел ячейкам.

Следующие тестовые задачи были реализованы в трехмерной постановке на тетраэдральной сетке.

1) Взаимодействие цилиндрического стержня с жесткой преградой (задача Тейлора).

2) Соударение подвижного и неподвижного металлических кубиков с идеальным слипанием поверхностей (абсолютно неупругий удар).

Моделирование воздействия цилиндра на жесткую стенку производилось для алюминиевых и стальных стержней. Проводились следующие опыты по первой задаче.

1А) Модель, определяющая упругопластическое поведение материала, для алюминиевого стержня была аналогичной опыту из гл. 6 монографии Уилкинса [4] со следующими физическими свойствами материала: давление рассчитывалось как $P = 0.76(\rho/\rho_0 - 1)$ Мбар; плотность $\rho_0 = 2.7$ г/см³; модуль сдвига $\mu = 0.248$ Мбар; напряжение текучести: $Y = 0.0046(0.008 + \varepsilon^P)^{0.1}$ Мбар, где ε^P является эквивалентной пластической деформацией (без учета влияния температуры и давления). Удар со скоростью $v_0 = 250$ м/с. Размеры цилиндра в данном случае составляли: первоначальная длина $L_0 = 23.47$ мм, диаметр $D = 7.64$ мм.

1Б) Алюминиевый цилиндр, скорость удара $v_0 = 275$ м/с. Проверялось соотношение конечной длины L_f и начальной длины L_0 стержня L_f/L_0 для $L_0/D = 1 \dots 15$ при заданной скорости удара.

1В) Стальной цилиндр диаметром $D_0 = 7.62$ мм и длиной $L_0 = 23.47$ мм, свойства стали: $\mu = 0.814$ Мбар, $Y = 0.012$ Мбар, $\rho_0 = 7.86$ г/см³. Скорость удара $v_0 = 252$ м/с; 402 м/с.

Задача соударения подвижного и неподвижного тел рассчитывалась для двух одинаковых алюминиевых кубиков с длиной стороны 2 см. Параметры модели материала были выбраны как в задаче 1А, скорость соударения $v_0 = 250$ м/с.

В таблице 1 приведены результаты сравнения решений теста Тейлора (задача 1А), аналогичного приведенному в 6 главе монографии М.Л. Уилкинса.

Таблица 1. Остаточная длина цилиндра, $v_0 = 250$ м/с

	L_f , см
Результат программы М.Л. Уилкинса (опыт в монографии Уилкинса [4])	1.928
Метод Уилкинса на тетраэдральных ячейках с упрочнением материала	1.971
Метод Уилкинса без упрочнения	2.052
Метод Уилкинса с упрочнением и расчетом средневзвешенной скорости по формуле (1)	1.972

Как указано в монографии [6], модель с постоянными величинами модуля сдвига и предела текучести дает вполне удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными. В данном случае, расхождение в остаточной длине цилиндра при использовании модели без упрочнения составило около 4% (см. таблицу 1), при выбранном номинальном значении предела текучести $Y = 0.0046$.

Также был проведен расчет с использованием пересчета скорости узлов сетки по средневзвешенным значениям согласно формуле (1), при этом расхождения в результатах для расчетов с упрочнением материала крайне незначительны.

В таблице 2 приведены результаты расчетов, моделирующих удар цилиндров по жесткой преграде (задача 1Б), где в опытах изменялось отношение L_0/D от 1 до 15 при заданной скорости удара. Тестировались условия задачи, приведенные в работе [7], где расчет выполнялся в пакете LS-DYNA. Проверялось изменение отношения длины цилиндра L_f к первоначальной длине L_0 , которое является постоянным согласно экспериментальному предположению [8].

Таблица 2. Удары алюминиевыми цилиндрами по жесткой преграде при заданной скорости $v_0 = 275$ м/с

L_0/D	L_f/L_0 в работе [7]	L_f/L_0 в данной работе
1	0.811	0.823
2	0.814	0.814
3.08	0.819	0.809
6.16	0.819	0.803
8	0.815	0.807
10	0.815	0.800
15	0.813	0.805

Расчеты выполнялись для $D_0 = 1$ см, модель материала выбрана с деформационным упрочнением, как в задаче 1А. Тенденция сохранения отношения L_f/L_0 при изменении L_0/D в данной работе была подтверждена. На рисунке 1 в виде графика показана полученная зависимость по сравнению с иллюстрацией в работе [7].

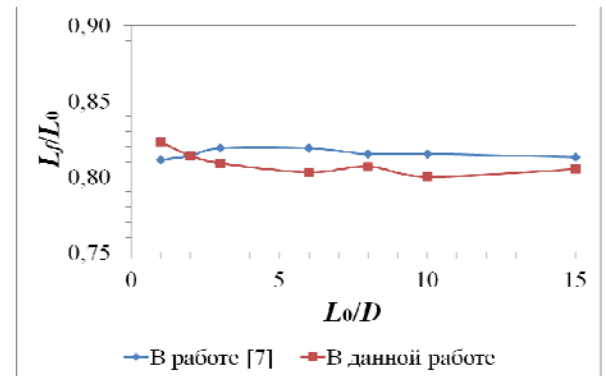


Рис. 1. Зависимость отношения L_f/L_0 от L_0/D в данной работе и в работе [7]

В таблице 3 приведены результаты сравнения экспериментальных данных теста Тейлора для стального цилиндра (задача 1В) с различными методами, приведенными в работе [9].

Таблица 3. Остаточная длина цилиндра L_f после отскока (см)

	$v_0 = 252$ м/с	$v_0 = 402$ м/с
Эксперимент	1.976	1.493
Результаты Уилкинса М.Л.	1.976	1.565
Модифицированный метод Уилкинса [9]	1.994	1.576
SPH	2.015	1.633
Результаты, полученные в данной работе	2.027	1.653

Результаты расчета показали хорошее согласование с экспериментальными данными и результатами, полученными в работе [9].

При решении задачи 2 с помощью численного моделирования осуществлялась проверка выполнения законов сохранения энергии и импульса при абсолютно неупругом ударе.

Закон сохранения импульса для двух тел, движущихся навстречу друг другу, можно записать в виде

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = (m_1 + m_2) \mathbf{v}, \quad (2)$$

где m_1, m_2 – массы тел, $\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$ – их скорости до удара, $\mathbf{v}$ – результирующая общая скорость, тогда

$$\mathbf{v} = \frac{m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2}{m_1 + m_2}. \quad (3)$$

В частном случае, если массы тел равны, а $\mathbf{v}_2 = 0$, то $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1/2$. Соответственно, часть кинетической энергии, которая вследствие деформации переходит во внутреннюю энергию, рассчитывается как

$$\Delta W = \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2) v^2}{2}, \quad (4)$$

что с использованием формулы (3) дает

$$\Delta W = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2, \quad (5)$$

или, при $m_1 = m_2$ и $v_2 = 0$,

$$\Delta W = \frac{m_1 v_1^2}{4} = \frac{W_0}{2}, \quad (6)$$

где W_0 – первоначальная кинетическая энергия в момент времени $t = 0$, т. е. происходит переход половины начальной кинетической энергии во внутреннюю энергию. В таблице 4 показаны результаты расчета для скоростей крайних точек $P_1(-2, 0, 0)$ и $P_2(2, 0, 0)$, а также значения кинетической и внутренней энергии на момент начала соударения $t_0 = 0$ и окончания расчета $t_{max} = 29.8$ мкс.

Таблица 4. Расчет абсолютно неупругого соударения алюминиевых кубиков со стороной $l_0 = 2$ см при $v_0 = 250$ м/с

	$t = 0$	$t = 29.8$ мкс
Скорость в точке P_1 , км/с	0.250	0.1249
Скорость в точке P_2 , км/с	0.000	0.1251
Суммарная кинетическая энергия узлов сетки, $\times 100$ Дж	6.623	3.497
Суммарная внутренняя энергия в ячейках сетки, $\times 100$ Дж	0.000	3.065

Отметим, что потери суммарной энергии в ходе расчета в данной задаче составили 1% от первоначального значения, а значение кинетической энергии 52.8% от первоначального.

Таким образом, в рамках создания программного комплекса по численному моделированию высокоскоростного соударения для задач метеорной защиты в работе была реализована концепция решения таких задач с построением конечно-разностной схемы на основе сеточного лагранжева метода Уилкинса с использованием тетраэдральной сетки. Результаты численного моделирования задачи соударения металлических стержней с жесткой преградой показали хорошее согласование с известными экспериментальными данными и результатами подобных расчетов, полученными в работах других авторов. Проведена проверка предположения о постоянном отношении конечной длины цилиндра L_f к его первоначальной длине L_0 при соударении металлических стержней с жесткой преградой, независимо от отношения L_0/D .

При решении задачи абсолютно неупругого соударения двух тел с помощью численного моделирования получены удовлетворительные результаты по выполнению закона сохранения импульса и перераспределению кинетической и внутренней энергии в ячейках разностной сетки.

Литература

1. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018613455 «Меткосмо» от 14.03.2018 г.
2. М. П. Галанин, И. А. Щеглов, «Разработка и реализация алгоритмов трехмерной триангуляции сложных пространственных областей: прямые методы», Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша, 2006, 010, 32 с.
3. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений. Вычислительные методы в гидродинамике. Москва, Мир, 1967. С. 212–263.
4. Wilkins M.L. Computer simulation of dynamic phenomena. Berlin-Heidelberg-New-York, Springer, 1999. 246 p.
5. Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. и др. Высокоскоростное взаимодействие тел. Новосибирск, Издательство СО РАН, 1999. 600 с.
6. Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия тел / Под ред. А.В. Герасимова. – Томск: Изд-во Том. Ун-та, 2007. – 572 с.
7. Д.А. Соболев, Д.В. Шевченко, А.И. Боровков. Конечно-элементное моделирование удара цилиндра по жесткой преграде. Пластические материалы с упрочнением // XXXIII Неделя науки СПбГПУ. Материалы межвузовской научно-технической конференции. Ч.IV. С.74-75. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2005.
8. Hallquist J.O. LS-DYNA. Theoretical Manual // Livermore Software Technology Corporation, 1998.
9. Черепанов Р.О. Численное моделирование взаимодействия частиц с подложкой при высокоскоростном нанесении покрытий: Автореф. дис. кан. техн. наук. Томск, 2010, 19 с.

АНАЛИЗ КОНСТРУКЦИИ КРУПНОГАБАРИТНОГО ТРАНСФОРМИРУЕМОГО РЕФЛЕКТОРА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

А. П. Жуков¹, О. К. Валишевский², Д. О. Шендалев², А. С. Евдокимов²,
С. В. Пономарев¹, А. И. Величко², В. И. Халиманович²

¹НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина 36, корпус 10
E-mail: zh@niipmm.tsu.ru

²АО «Информационные спутниковые системы» им. академика М.Ф. Решетнева»
662972, г. Железногорск Красноярского края, ул. Ленина, 52
E-mail: iss-reshetnev.ru

Для крупногабаритных трансформируемых рефлекторов зонтичного типа (рис.1), используемых в современных космических системах, актуальной задачей является снижение собственной массы.

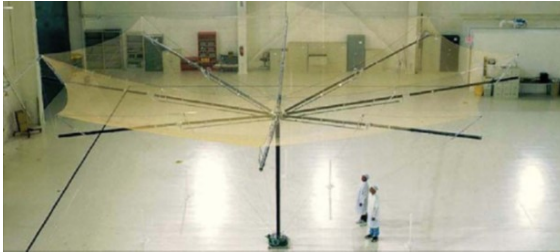


Рис. 1. Космический рефлектор зонтичного типа

Масса такого рефлектора в основном определяется массой силового каркаса, который может содержать достаточно большое количество радиально расположенных спиц. Уменьшение количества спиц приводит к увеличению угла сектора между спицами (рис.2), что приводит к потере площади апертуры.

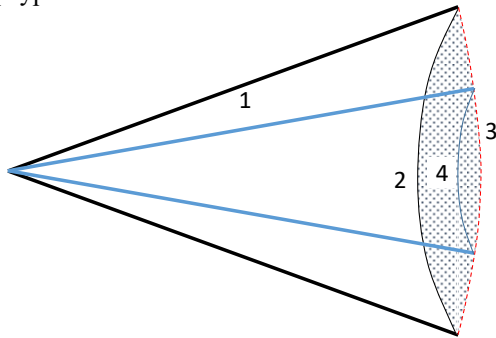


Рис. 2. Схема сектора:

1 – спица; 2 – периферийный шнур; 3 – край апертуры; 4 – потеря площади апертуры

Для сохранения площади апертуры при малом числе спиц предлагается схема силового каркаса рефлектора с дополнительными подкосами (рис.3), которые поддерживают периферию отражающей поверхности. Такой рефлектор эквивалентен рефлектору традиционной схемы (рис.1) с 18 спицами, так как предлагаемый рефлектор содержит такое же количество точек поддержки периферии.

Конструкция спицы силового каркаса (рис. 5) включает корневое и концевое звенья, откидное звено и два дополнительных подкоса.

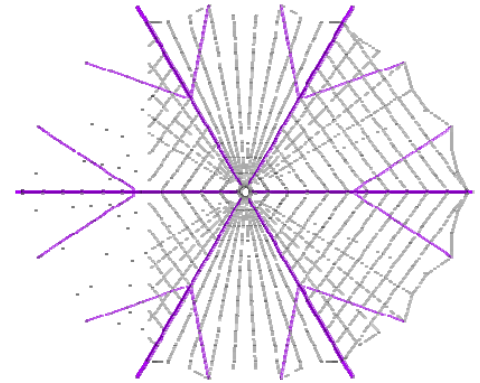


Рис. 3. Схема силового каркаса рефлектора Ø12м с дополнительными подкосами

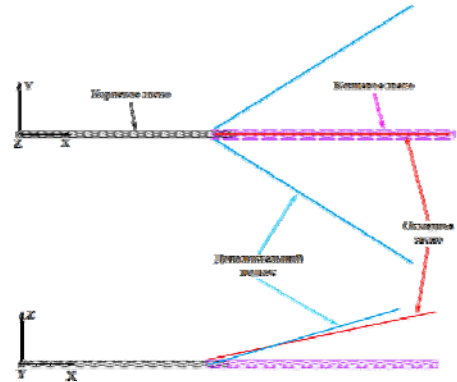


Рис. 4. Спица силового каркаса

Для анализа конструкции рефлектора использовалась конечноэлементная модель.

Математическая постановка задачи о напряженно-деформированном состоянии рефлектора имеет вид:

$$\left(\sigma_{ij} (\delta_{ij} + u_{i,j}) \right)_{,k} = 0, \quad i, j, k = 1, 2, 3, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i} + u_{k,i} u_{k,j}), \quad (2)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{E^{(m)}}{1 + \nu^{(m)}} \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu^{(m)}}{1 - 2\nu^{(m)}} \varepsilon_{ll} \delta_{ij} \right) - \frac{E^{(m)}}{1 - 2\nu} \alpha^{(m)} \Delta T \delta_{ij} + \sigma_{ij}^0, \quad m = 1, 2, \dots, M, \quad (3)$$

где σ_{ij} , σ_{ij}^0 , ε_{ij} – компоненты тензоров напряжений, предварительных натяжений, деформаций; $E^{(m)}$, $\nu^{(m)}$,

$\alpha^{(m)}$ – модуль упругости, коэффициент Пуассона, коэффициент температурного расширения материала с номером m ; ΔT – приращение температуры. Ставятся граничные условия:

$$n_k \sigma_{kj} (\delta_{ij} + u_{i,j}) = 0, \quad \bar{x} \in \partial \Gamma_\sigma, \quad (4)$$

$$\bar{u}(\bar{x}) = 0, \quad \bar{x} \in \partial \Gamma_u, \quad (5)$$

где n_i – компоненты вектора нормали; $\bar{x}$ и $\bar{u}$ – радиус-вектор и вектор перемещения точки конструкции Γ_σ и Γ_u – участки границы, где заданы напряжения и перемещения.

На основе конечноэлементной модели оптимизировалось расположение узла крепления откидного звена (рис. 5) по величине изгибающего момента в спицах.

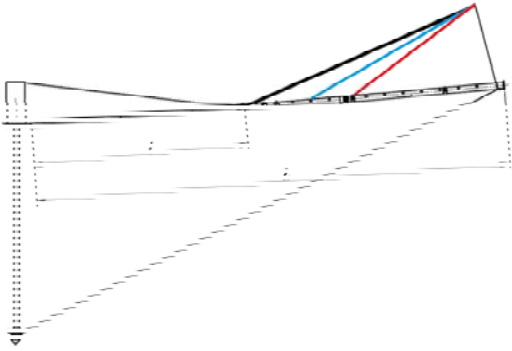


Рис. 5. Относительное положение узла крепления откидного звена: $l/L=1/2$; $l/L=7/12$; $l/L=2/3$

На рис. 6-8 приведены расчетные распределения изгибающих моментов по длине спиц при различных значениях относительной координаты (l/L) узла крепления откидного звена. Из полученных результатов следует, что наименьшие величины изгибающих моментов в спицах обеспечиваются при $l/L=1/2$

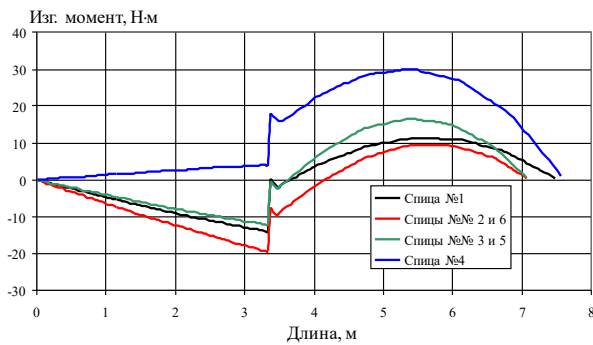


Рис. 6 Изгибающие моменты в спицах, $l/L=1/2$

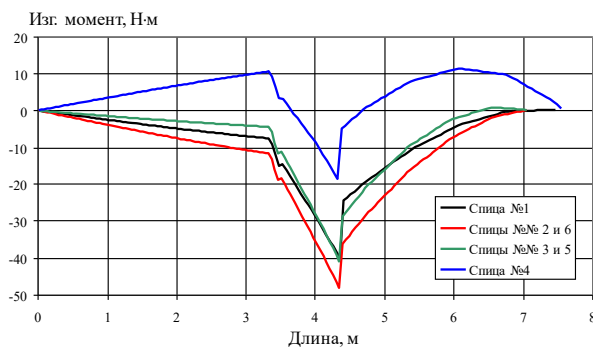


Рис. 7 Изгибающие моменты в спицах, $l/L=7/12$

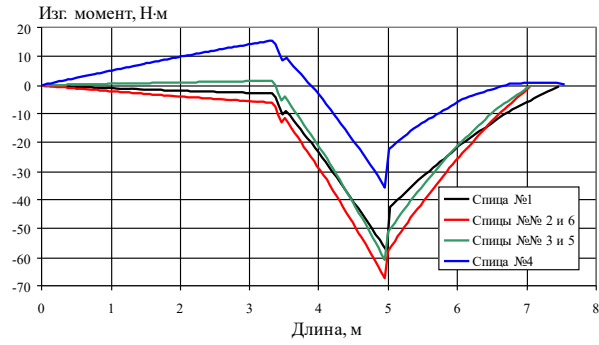


Рис. 8 Изгибающие моменты в спицах, $l/L=2/3$

Рассматривалось два варианта фронтальной сети: треугольная сеть с 528 точками регулировки отражающей поверхности (рис 9) и радиально-кольцевая сеть с 1596 точками регулировки (рис 10). Радиально-кольцевая сеть имеет неравномерную структуру. Параметры данных вариантов фронтальных сетей подбирались таким образом, чтобы периферийные ячейки имели приблизительно одинаковые характерные размеры.

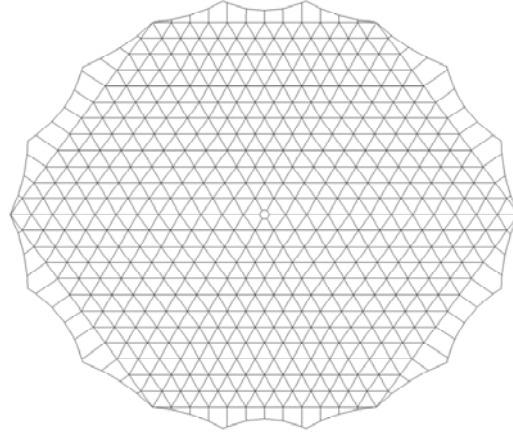


Рис 9 Треугольная сеть, 528 точек регулировки

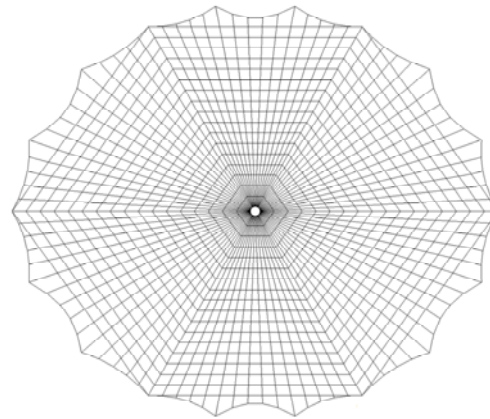


Рис 10 Радиально-кольцевая сеть, 1596 точек регулировки

На рис. 11 и 12 показаны распределения отклонений отражающей поверхности от идеального параболоида для треугольной и радиально-кольцевой фронтальных сетей в апертуре отражателя. В первом случае величина среднеквадратичного отклонения (СКО) составила 0,99мм, а во втором 0,88мм. Несмотря на то, что радиально-кольцевая сеть имеет почти в 3 раза больше точек регулировки, ее СКО меньше СКО

треугольной сети только на 10%. Поэтому применение фронтальной сети с треугольными ячейками является предпочтительным.

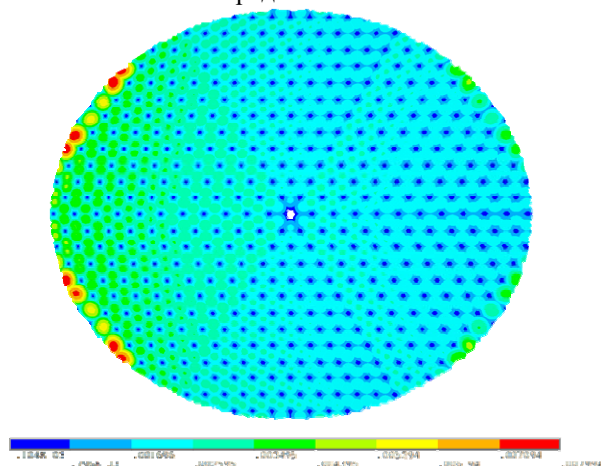


Рис 11 Треугольная сеть, СКО = 0,99мм

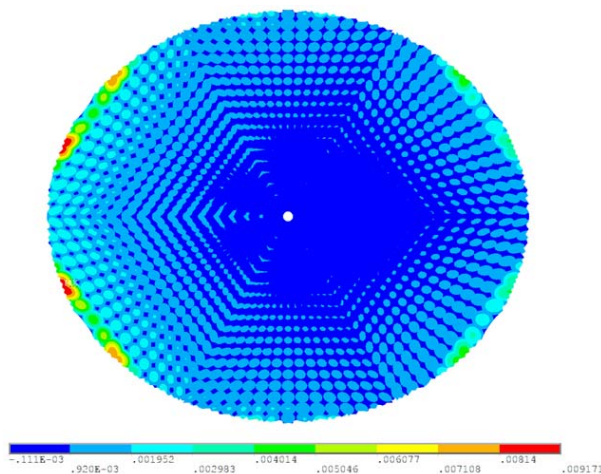


Рис 12 Радиально-кольцевая сеть, СКО = 0,88мм

На рис. 13 показано распределение натяжений в шнурах треугольных ячеек фронтальной сети при требуемом номинальном натяжении 10Н. Наибольшие отклонения от номинального значения наблюдаются в угловых областях фронтальной сети.

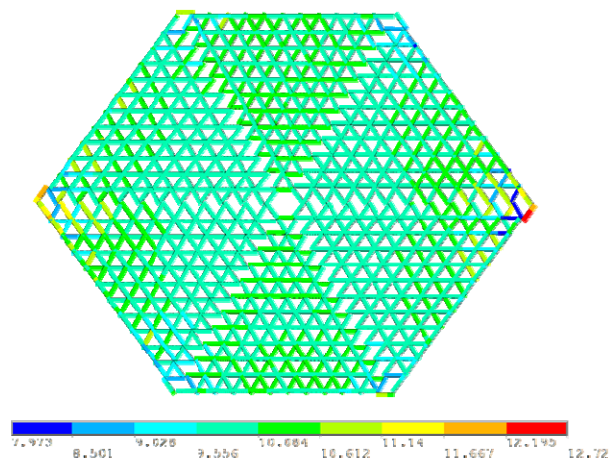


Рис 13 Распределение натяжений в треугольной сети при номинальном натяжении 10Н

Таким образом, определены: расположения узлов креплений откидных звеньев на спицах; параметры фронтальной сети, при которых обеспечивается величина СКО на уровне 1мм и приемлемым количеством точек регулировки.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЬНО-УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ

Зелепугин С.А.^{1,2}, Янов Д.В.^{1,2}, Бодров А.С.¹, ПахнUTOва Н.В.¹

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Томский научный центр СО РАН

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

dima.yanov97@mail.ru

Введение

На данный момент существуют различные способы получения металлов с размером зерна порядка 100-200 нм. Перспективным направлением являются методы интенсивного пластического деформирования (ИПД). При этом металл, прошедший ИПД обработку, обладает уникальными свойствами, такими как повышенная прочность, ударная вязкость, стойкость к радиоактивному излучению [1]. Находят применение такие материалы в области медицины, машиностроении и авиастроении. Существует несколько способов ИПД обработки металла: равноканальное угловое прессование (РКУП), кручение под давлением, динамическое канально-угловое прессование [2]. Все перечисленные выше способы обладают как достоинствами, так и недостатками. В зависимости от требуемой формы образца прибегают к тому или иному способу обработки металла, например при равноканальном угловом прессовании образцы имеют вытянутую форму, в сечении квадратные или круглые. Иногда требуется образец в форме диска небольшой толщины, тогда прибегают к кручению под давлением.

Метод динамического канально-углового прессования является модификацией РКУП. В классическом подходе обработка металла происходит с помощью специальных прессовальных машин, тогда как в ДКУП металлический образец проходит оснастку значительно быстрее благодаря горению порохового заряда. Также не требуется большого количества проходов образца через оснастку, при этом сохраняются высокие пластические свойства материала после ДКУП [2].

Постановка задачи

Рассматривается движение образца из алюминия квадратного сечения через пересекающиеся каналы оснастки. На рис. 1 изображена схема каналов оснастки в области их пересечения. Длина образца равна 65 мм, поперечное сечение 16×16 мм, наклонная площадка имеет наклон 45° от основания и высоту 4 мм. В процессе горения порохового заряда образуются пороховые газы, что сопровождается ростом давления. Вследствие чего поршень проталкивает образец через пересекающиеся каналы. Для того чтобы расчет был приближен к реальным условиям, имеющим место в эксперименте, используются

параметры скорости и давления, полученные в ходе внутрибаллистических испытаний [3].

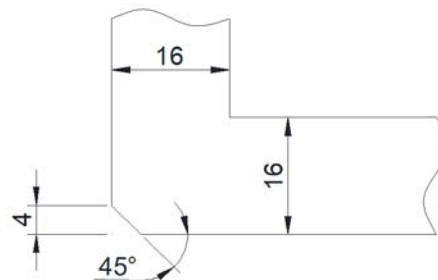


Рис. 1. Пересекающиеся каналы оснастки при ДКУП. Размеры даны в мм

Целью работы является исследование процесса прессования алюминиевого образца с помощью 30 мм орудия, параметры которого (скорость-давление) представлены на рис. 2. Прохождение образца через оснастку занимает около 800 мкс, учитывая этот факт, можно пренебречь ростом давления на малом промежутке времени (рис. 2), и рассмотреть несколько осредненных значений давления 0.25 ГПа и 0.31 ГПа на промежутках времени 5 – 6, 6 – 7 мс в качестве начальных параметров расчета. Используя график зависимости давления от времени (рис. 2), проведено несколько численных расчетов.

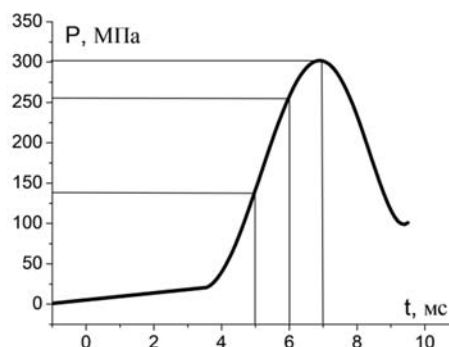


Рис. 2. Действующее давление на тыльную часть метаемого образца

Скорость метаемого образца можно варьировать в зависимости от расстояния, которое он проходит перед попаданием в перпендикулярный канал, необходимо лишь знать ускорение. Ускорение метаемого образца составляет $4 \cdot 10^5 \text{ м/с}^2$ [3], тогда исследуемый диапазон скоростей 55 – 139 м/с.

Метод решения

Задача решалась в трехмерной постановке методом конечных элементов. Движение образца через пересекающиеся каналы описывается уравнениями механики сплошных сред: уравнение неразрывности, движения, энергии [4, 5]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

$$\rho \frac{dE}{dt} = \sigma_{ij} \varepsilon_{ij}, \quad (3)$$

где ρ – плотность, t – время, v_i – компоненты скорости, x_i – компоненты пространственных переменных, σ_{ij} – компоненты тензора напряжений, E – удельная внутренняя энергия, ε_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций. Используется уравнение состояния среды типа Ми-Грюнайзена.

Моделирование разрушения материала осуществляется за счет использования в программном комплексе модели разрушения активного типа [6]. Повреждаемая среда состоит из объема конденсированной фазы W_c и объема пор W_f . Для описания степени поврежденности среды вводится удельный объем микроповреждений V_f и средняя плотность повреждаемой среды $\rho = \rho_c(W_c/W)$. Для описания пластического деформирования используется условие текучести Мизеса, модуль сдвига и динамический предел текучести зависят от температуры и степени поврежденности материала. Описанная система уравнений с дополнительным критерием разрушения применялась для описания поведения различных материалов при динамическом нагружении, причем численные результаты показали хорошую корреляцию с экспериментальными данными [7, 8].

Результаты расчетов

Цель моделирования процесса ДКУП заключается в определении таких параметров, при которых металлический образец полностью проходит оснастку без значительных разрушений. В данном случае параметры давления P варьируются в зависимости от времени t (рис. 2)

Во всех расчетах наблюдалась примерно одинаковая картина разрушения. При давлении $P = 0.31$ ГПа и интервале скоростей 55 – 139 м/с идет быстрый рост удельного объема микроповреждений. При давлении $P = 0.25$ ГПа и $v = 55$ – 139 м/с наблюдается та же картина, как и в предыдущем случае, но идет более медленный рост пластических деформаций в проблемной области образца. На рис. 3. изображен образец алюминия, успешно прошедший процесс ДКУП при оптимальном давлении $P = 0.6$ ГПа и начальной скорости $v_0 = 150$ м/с. Полученные данные можно использовать для подбора условий проведения экспериментов.

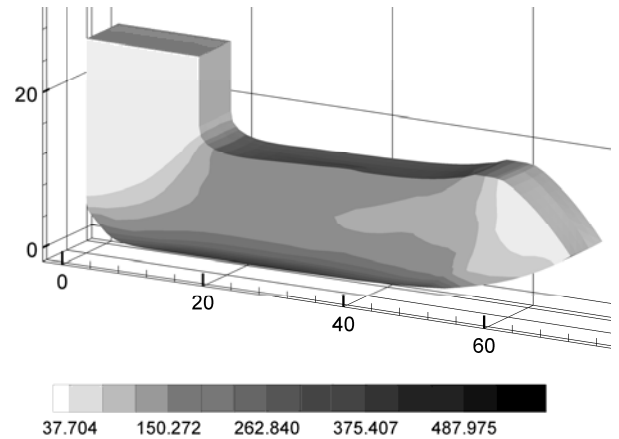


Рис. 3. Поля удельной энергии сдвиговых деформаций при $t = 180$ мкс, $P = 0.6$ ГПа, $v = 150$ м/с

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 16-43-700774).

Литература

1. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М.: Академкнига. 2007. 398 с.
2. 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.
3. Русак И.Г., Ермолаев М.А. Анализ влияния различных факторов на характеристики артиллерийского выстрела // Вестник ИжГТУ, 2014. №14(64). С. 162-165.
4. 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.
5. 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.
6. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно – волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус», 1996. - 407 с.
7. Зелепугин С.А., Бодров А.С., Янов Д.В., Попов А.А. Особенности деформирования металлических образцов при динамическом канально-угловом прессовании // XXIII Петербургские чтения по проблемам прочности, посвященные 100-летию ФТИ им. А.Ф. Иоффе и 110-летию со дня рождения чл.-корр. АН СССР А.В. Степанова. 10-12 апреля 2018 г., Санкт-Петербург: сб. материалов. - СПб: Изд-во ВВМ, 2018, с. 339.
8. Зелепугин С.А., Янов Д.В., Бодров А.С., Попов А.А. Повышение прочностных характеристик металлических образцов при динамическом канально-угловом прессовании // Актуальные проблемы инновационного развития ядерных технологий. Научная сессия НИЯУ МИФИ – 2018. 2 – 6 апреля 2018 г. Материалы конференции. Изд-во СТИ НИЯУ МИФИ, 2018, с. 42.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВИЖЕНИЯ ТРАНСФОРМИРУЕМОЙ КОСМИЧЕСКОЙ КОНСТРУКЦИИ

Ц. Джан, В.Н. Зимин, А.В. Крылов, С.А. Чурилин

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

E-mail: zimin@bmstu.ru

Крупногабаритные трансформируемые космические конструкции представляют собой многоэлементные системы, состоящие из десятков, сотен и даже тысяч взаимосвязанных между собой отдельных элементов. Они доставляются на космические орбиты в транспортном плотноупакованном состоянии, а на орбите приведение их в рабочее положение связано с реализацией процесса раскрытия [1,2]. Несмотря на достигнутые в настоящее время значительные успехи в области проектирования и создания таких систем, важной остается задача обеспечения плавного и надежного раскрытия крупногабаритных трансформируемых конструкций, при гарантированном обеспечении их последующего функционирования. Работоспособность трансформируемых систем определяется, главным образом, тем, насколько велики возникающие в их элементах усилия в процессе раскрытия и принятия необходимой рабочей конфигурации на космической орбите. Особое место среди создаваемых в настоящее время систем занимают плоские многозвенные конструкции, состоящие из однотипных элементов, раскрытие которых происходит автоматически при срабатывании механизма расчехловки за счет первоначально накопленной упругой энергии пружин, расположенных в шарнирных узлах, соединяющих элементы. Ключевым звеном таких конструкций является несущий силовой каркас, обеспечивающий минимальные габариты в транспортном сложенном положении и необходимую жесткость конструкции в раскрытом рабочем состоянии.

Моделирование раскрытия многоэлементной космической конструкции рассмотрено на примере складных кольцевых несущих силовых каркасов диаметрами 5 м и 20 м (рис. 1).

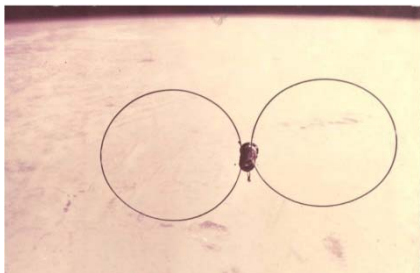


Рис. 1. Космический аппарат с двумя трансформируемыми кольцевыми несущими каркасами

Несущие каркасы состоят из двух пакетов профилированных прямоугольных панелей, шарнирно связанных с одной стороны с космическим аппаратом, а с другой – с замыкающей короткой панелью. При моделировании процесса раскрытия обеих кольцевых конструкций приняты следующие допущения: движение всех элементов (панелей) происходит в одной плоскости; все они имеют одинаковые геометрические, массовые, моментно-инерционные характеристики (за исключением замыкающей короткой панели); моментные характеристики пружин во всех шарнирных узлах одинаковы. Для исследования динамики движения каркасов в качестве расчетной схемы принимается система абсолютно твердых тел, связанных между собой шарнирными узлами.

Уравнения движения в общем виде можно представить в виде уравнений Лагранжа второго рода [3]

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}} \right)^T - \left(\frac{\partial T}{\partial q} \right)^T = Q, \quad (1)$$

где $T = T(q, \dot{q}, t)$ – кинетическая энергия системы в обобщенных координатах; Q – вектор обобщенных сил; q – вектор обобщенных координат; $\dot{q}$ – вектор обобщенных скоростей.

Эти уравнения можно разрешить относительно вторых производных $\ddot{q}$, т.е. получить систему m уравнений второго порядка

$$\ddot{q} = f(q, \dot{q}, t),$$

m – количество обобщенных координат.

Введя обозначения

$$\dot{q} = u,$$

систему уравнений можно привести к системе $2m$ нелинейных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \dot{u} &= f(q, u, t), \\ \dot{q} &= u. \end{aligned} \quad (2)$$

Общим методом приближенного решения уравнений (2) на ограниченных интервалах времени являются различные варианты метода численного интегрирования. Этот метод успешно используется в большинстве практических задач.

При заданных начальных данных

$$t = t_0, \quad u = u_0, \quad q = q_0$$

существует единственное решение (2)

$$q = q(t, t_0, q_0, u_0),$$

которое при $t = t_0$ удовлетворяет условиям

$$\begin{aligned} \mathbf{q}(t_0, t_0, \mathbf{q}_0, \mathbf{u}_0) &= \mathbf{q}_0, \\ \frac{d}{dt}(\mathbf{q}(t, t_0, \mathbf{q}_0, \mathbf{u}_0)) \Big|_{t=t_0} &= \dot{\mathbf{q}}_0. \end{aligned}$$

Учитывая, что конструкция имеет симметрию как в транспортном состоянии, так и в раскрытом рабочем положении, можно сделать предположение о симметричном характере форм, принимаемых несущим силовым каркасом в процессе его движения. Поэтому можно исследовать движение только одной ветви каркаса, содержащей половину элементов, причем корневой элемент (панель) будем считать шарнирно закрепленным, а замыкающая панель может свободно двигаться по оси, соответствующей оси симметрии конструкции в рабочем положении. При получении уравнений движения для ветви каркаса, будем считать, что на замыкающую панель будет действовать сила реакции $\mathbf{F}$. Соответственно вектор обобщенных сил $\mathbf{R}$ можно представить в виде суммы вектора обобщенных моментов в шарнирах $\mathbf{R}_m$ и вектора обобщенных моментов, возникающих от силы реакции, действующей на замыкающий элемент ветви каркаса $\mathbf{R}_F$:

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_m + \mathbf{R}_F.$$

Для рассматриваемого частного случая плоского движения уравнения можно записать в векторно-матричной форме [4]

$$A\ddot{\phi} + B\dot{\phi}^2 = \mathbf{R},$$

где A, B – матрицы,

$$\begin{aligned} \dot{\phi} &= (\dot{\phi}_1 \dot{\phi}_2 \dots \dot{\phi}_N)^T, \quad \dot{\phi}^2 = (\dot{\phi}_1^2 \dot{\phi}_2^2 \dots \dot{\phi}_N^2), \\ \mathbf{R} &= (R_1 R_2 \dots R_N)^T, \end{aligned}$$

N – половина элементов (панелей); ϕ_i – обобщенная угловая координата i -го элемента; $\dot{\phi}_i$ – обобщенная угловая скорость i -го элемента; R_i – обобщенная сила для i -го элемента.

Пружины кручения, расположенные в шарнирных узлах, моделируются безмассовым упругим элементом. Силовая характеристика каждого упругого элемента определяется следующим соотношением:

$$M_j(\alpha_j) = c_j (\alpha_{\text{закр}j} - \alpha_j),$$

где c_j – коэффициент жесткости j -го упругого элемента; α_j – текущий угол раскрытия смежных звеньев; $\alpha_{\text{закр}j}$ – предварительный угол закрутки j -го упругого элемента. Углы α_j определяются соответствующими ϕ_j .

При определенном относительном положении смежных звеньев во время раскрытия на них накладываются связи, ограничивающие их взаимное угловое смещение. Технически связи выполняются в виде различного рода упоров, которые моделируются упругими и демпфирующими элементами с соответствующими характеристиками.

Когда угол раскрытия смежных звеньев достигает определенного значения $\alpha_{\text{упор}i}$, соответствующего их рабочему положению, происходит постановка звеньев на упоры. Постановка на упор моделируется безмассовыми упругим и демпфирующим элементами с нелинейной зависимостью момента от угла раскрытия и описывается как

$$M_{\text{упор}}(\alpha_j, \dot{\alpha}_j) = \begin{cases} 0, & \text{если } \alpha_j < \alpha_{\text{упор}j}; \\ -c_{\text{упор}j}(\alpha_j - \alpha_{\text{упор}j}) - \mu_j \dot{\alpha}_j, & \text{если } \alpha_j \geq \alpha_{\text{упор}j}, \end{cases}$$

где $c_{\text{упор}j}$ – коэффициент жесткости j -го упругого элемента; $\alpha_{\text{упор}j}$ – значение угла раскрытия смежных звеньев, при котором происходит постановка на упор; μ_j – коэффициент вязкого трения j -го демпфирующего элемента; $\dot{\alpha}_j$ – относительная угловая скорость смежных звеньев. Относительные угловые скорости $\dot{\alpha}_j$ определяются соответствующими $\dot{\phi}_i$.

В процессе движения смежные звенья модели могут совершать вращение навстречу друг другу и соприкасаться. В модели предусмотрены упоры, препятствующие контакту звеньев. Они представлены безмассовыми упругими элементами с нелинейной зависимостью момента от угла раскрытия:

$$M_{\text{конт}j}(\alpha_j) = \begin{cases} 0, & \text{если } \alpha_j > \alpha_{\text{конт}j}; \\ -c_{\text{конт}j}(\alpha_j - \alpha_{\text{конт}j}), & \text{если } \alpha_j \leq \alpha_{\text{конт}j}, \end{cases}$$

где $c_{\text{конт}j}$ – коэффициент жесткости j -го упругого элемента; $\alpha_{\text{конт}j}$ – значение j -го угла раскрытия, при котором происходит контактное взаимодействие между смежными звеньями.

С ростом числа взаимосвязанных между собой элементов крупногабаритных конструкций существенно возрастают объемы вводимой исходной информации в виде параметров, характеризующих геометрию, распределение масс и сил, действующих в местах соединений. При этом актуальными задачами становятся подготовка и контроль большого объема исходной информации. Ручной ввод исходных данных оказывается малоэффективным, поэтому для исключения ошибок необходимо создать блоки автоматизированной подготовки исходной информации. Целесообразно использовать возможности современных пакетов моделирования динамики механических систем.

Для решения задачи воспользуемся программным комплексом MSC.ADAMS или программным комплексом автоматизированного динамического анализа многокомпонентных механических систем EULER. В данном программном комплексе построены модели и

проведен численный анализ динамики раскрытия несущих силовых каркасов. На рис. 2 представлены формы раскрытия несущего силового каркаса диаметром 20 м.

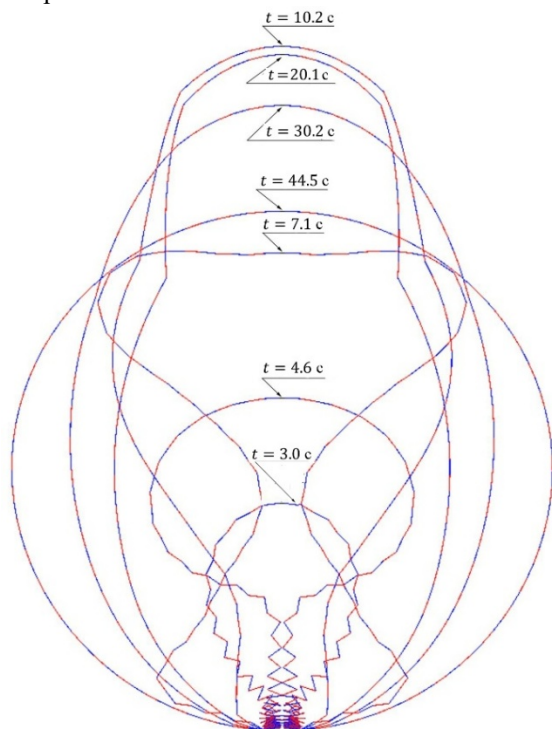


Рис. 2.

Исследование процесса раскрытия данного силового каркаса показало, что возможно соударение элементов конструкции, поэтому необходимо изменить схему её укладки в транспортном плотноупакованном состоянии. Надо отметить, что при раскрытии несущего силового каркаса диаметром 5 м соударения элементов конструкции не происходило.

Напряженно-деформированное состояние (НДС) элементов несущих силовых каркасов при раскрытии определяется ударными нагрузками при установке смежных звеньев конструкции на упоры. Ударные нагрузки определяются из анализа кинематики процесса раскрытия каркасов. В качестве расчетных случаев для определения НДС элементов конструкции при раскрытии принимаются моменты времени, когда относительные скорости смежных звеньев максимальны, а форма каркаса считается кинематически неизменяемой.

В результате расчета процесса раскрытия несущего силового каркаса диаметром 5 м в пакете моделирования динамики многокомпонентных механических систем MSC.ADAMS с шагом по времени $\Delta t = 10^{-3}$ с получены координаты, скорости и ускорения центров масс элементов конструкции, а также их угловые скорости и ускорения.

В качестве расчетных случаев выбраны два момента времени: $t = 1.8$ с и $t = 2.6$ с. Однако при

$t = 1.8$ с только часть элементов конструкции достигает своего рабочего положения, тогда как при $t = 2.6$ с почти все элементы уже встают на упоры. Расчет НДС проведен для этих двух моментов времени (рис. 3).

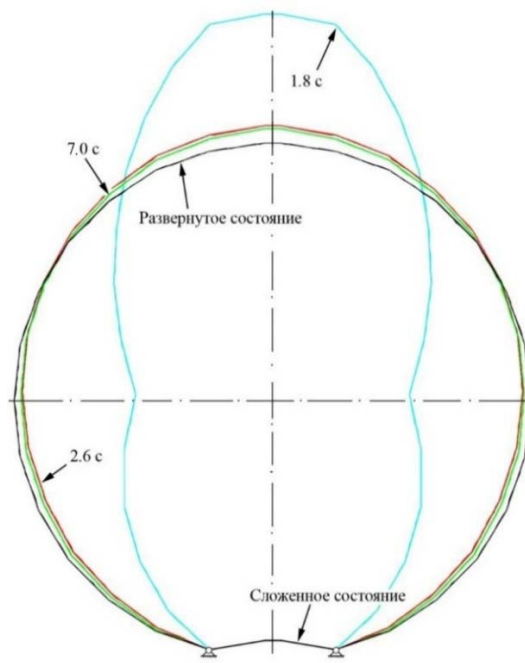


Рис. 3

Расчетная модель основана на методе конечных элементов, и анализ её динамики сводится к решению задачи Коши для системы обыкновенных линейных дифференциальных уравнений второго порядка

$$M\ddot{u} + D\dot{u} + Ku = 0$$

при начальных условиях

$$u(0) = u_0, \quad \dot{u}(0) = \dot{u}_0,$$

где M , D , K – соответственно матрицы масс, демпфирования и жесткости конструкции; u , $\dot{u}$, $\ddot{u}$ – векторы узловых перемещений, скоростей и ускорений.

Численный анализ НДС проведен в программном комплексе MSC.NASTRAN. В результате получены зависимости пиковых и осредненных эквивалентных напряжений, возникающих в элементах конструкции, от времени. Максимальные пиковые напряжения в конструкции несущего силового каркаса при $t = 1.8$ с составляют $\sigma = 163$ МПа, а при $t = 2.6$ с – $\sigma = 50$ МПа.

Литература

1. Механика больших космических конструкций / Н.В. Баничук, И.И. Карпов, Д.М. Климов им др. М.: Изд-во «Факториал», 1997. 302 с.
2. Пономарев С.В. Трансформируемые рефлекторы антенн космических аппаратов // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика, 2011. № 4 (16). С. 110-119.
3. Лидов М.Л. Курс лекций по теоретической механике. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. 496 с.
4. Виттенбург Й. Динамика систем твердых тел. М.: Изд-во «Мир», 1980. 292 с.

РАЗРАБОТКА АВТОНОМНОГО НАТЯЖИТЕЛЯ ВАНТОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ РЕФЛЕКТОРА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

С.В. Пономарев¹, С.А.Кузнецов², С.В.Рикконен¹, А.В. Азин¹, А.М. Храмцов³

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики
Томского государственного университета,
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36, стр.27

²АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М.Ф. Решетнёва»,
662972, Россия, г. Железногорск, Красноярский край, ул. Ленина, 52

³АО «Научно-исследовательский институт «Элпа» с опытным производством»
124460, г.Москва, Зеленоград, Панфиловский проспект, 10
E-mail: azinanton@niipmm.tsu.ru

Анализ современных тенденций развития крупногабаритных трансформируемых антенных рефлекторов с вантовой формообразующей системой показывает постоянную необходимость увеличения габаритов антенных рефлекторов и точности настройки отражающей поверхности (ОП) [1-2]. Увеличение размеров и усложнение конструкций рефлекторов приводит к увеличению веса конструкции и усложняет процесс настройки формы отражающей поверхности.

В течение срока активного существования космического аппарата форма ОП антенного рефлектора искажается, в результате чего ухудшаются его радиотехнические характеристики. Причиной искажения ОП являются:

1. перепады температуры,
2. возможны повреждения отдельных элементов формообразующей структуры антенного рефлектора в результате столкновений с микрометеоритами и космическим мусором.

3. вязкоупругое поведение материалов конструкции антенного рефлектора.

Действие любого из этих факторов, или их совокупности может привести к недопустимым искажениям формы ОП, которые необходимо оперативно скорректировать в процессе орбитальной эксплуатации.

Настройка рефлектора происходит за счет ряда устройств, в число которых входит система регулирования длины вант. Существуют несколько способов орбитальной юстировки ОП (Рис.1):

1. Регулировка длины каждой оттяжки в отдельности.
2. Регулировка ОП путем коррекции положения ключевых точек ОП.
3. Регулировка ОП путем коррекции натяжения периферийного шнура.
4. Регулировка ОП путем коррекции натяжения главных радиальных шнуров.
5. Регулировка ОП путем поворота рефлектора на малый угол относительно точки крепления к штанге.

Для каждого способа орбитальной юстировки будет создаваться уникальное устройство (натяжитель), отличающееся по массе, габаритам и силе натяжения вантового элемента. Это необходимо, потому что натяжитель будет работать на разные нагрузки.

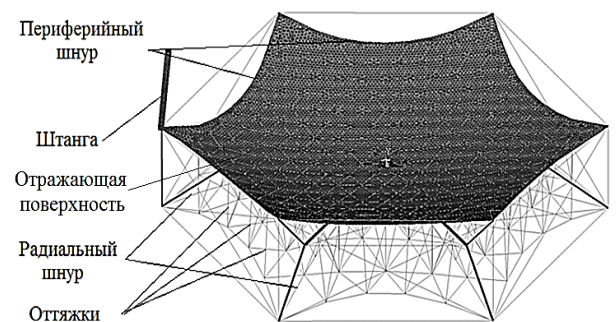


Рис. 1. Пример конструкции рефлектора

Определены следующие варианты системы регулировки формы ОП рефлектора:

1. Проводная система питания и управления от КА;
2. Автономная энергетически независимая от КА беспроводная система;
3. Система с беспроводной передачей энергии от КА на рефлектор и далее разводкой к каждому исполнительному устройству;
4. Система с беспроводной передачей энергии от КА к каждому исполнительному устройству.

По проведенной оценке, массогабаритных показателей представленных вариантов системы регулировки ОП, наиболее выгодной является автономная энергетически независимая от КА беспроводная система.

Целью исследования является разработка комплекса научно-технических решений для создания энергетически автономного натяжителя вантовых элементов рефлектора космического аппарата.

Для реализации автономной системы регулировки формы ОП рефлектора разработана концепция натяжителя вантовых элементов рефлектора, схема которого представлена на рис.2.

Натяжитель содержит: солнечную батарею, емкостный накопитель, преобразователь напряжения, инвертор напряжения, электрический обогреватель, блок управления и привод.

Порядок преобразования энергии в устройстве: солнечная панель запитывает емкостный накопитель. Далее с помощью преобразователя напряжения достигается необходимое значение по уровню напряжения для инвертора напряжения. На инверторе напряжения происходит преобразование энергии по нужному уровню напряжения и частоте для работы привода. Количество энергии, получаемой от солнечной батареи ограничено. Основная часть энергии будет затрачиваться на

поддержание температурного режима внутри натяжителя. В разы меньше энергии затрачивается на работу привода.

Управление устройством, происходит следующим образом: по беспроводному сигналу на блок управления (БУ) приходит сигнал о начале работы устройства. БУ замыкает цепь между инвертором и приводом. При работе уровень заряда емкостного накопителя будет уменьшаться, следовательно инвертор не сможет выдавать необходимые параметры тока для работы привода. При критическом уровне заряда емкостного накопителя, БУ отключает привод. При полном заряде накопителя, БУ включает привод.

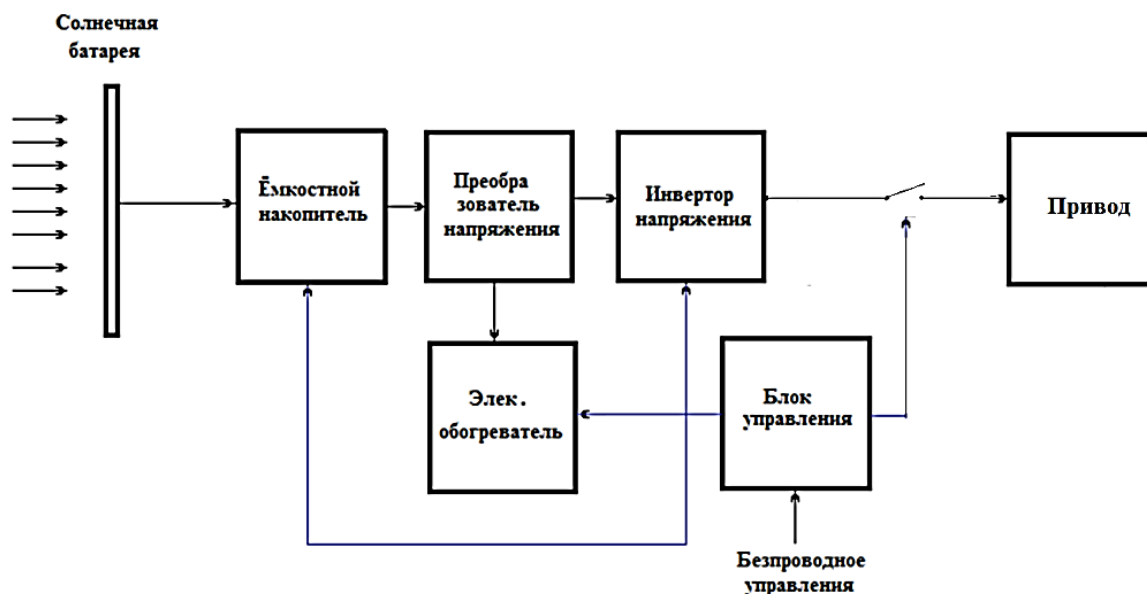


Рис. 2. Схема автономного натяжителя вантовых элементов рефлектора

Для разработки прецизионного пьезопривода, обладающего малыми массогабаритными показателями, авторами разработана методика проектирования и расчета конструкции пьезопривода. Данная методика включает ряд математических моделей:

1. Математическая модель расчета механоакустической системы МЛП с целью определения оптимальных режимов работы по максимальным коэффициентам преобразования энергии. Модель основана на предположении дуальности передачи энергии механическим и акустическим способом. Конструкция пьезопривода и его компоненты представлены в виде аналоговой электрической схемы. Расчет производится символическим методом по формулам Киргофа. Данная математическая модель реализована в программном пакете Mathcad. Подробное описание математической модели представлено в [3].

2. Математическая модель расчета механической системы пьезопривода с целью выбора материала контактных механических пар. Разработана трехмерная конечно-элементная модель колебательной системы пьезопривода при помощи программного комплекса Ansys. Данная модель позволяет подобрать материалы элементов привода для его эффективной и надежной работы. Подробное описание математической модели представлено в [4].

3. Математическая модель расчета переходного процесса пуска и останова пьезопривода. Разработана трехмерная конечно-элементная модель колебательной системы пьезопривода при помощи программного комплекса Ansys. Модель позволяет определить временные характеристики возникновения и затухания колебаний в системе разрабатываемого пьезопривода. Полученные данные позволяют выбрать оптимальный (безударный) режим работы привода с учетом нагрузки и организовать мультипликационный режим работы нескольких пьезоактюаторов в

составе привода. Подробное описание математической модели представлено в [5].

Разработанная методика проектирования и расчета конструкции пьезопривода позволяет конструктору подобрать материалы элементов привода, выбрать оптимальные рабочие характеристики привода в соответствии со сферой его использования.

Дальнейшие исследования связаны с разработкой математической модели накопления и преобразования энергии источника питания автономного натяжителя и математической модели системы управления и взаимодействия элементов автономного натяжителя. Данные модели позволят определить оптимальные параметры элементов автономного натяжителя и перейти к изготовлению прототипа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0257.

Литература

1. Wang Z., Li T., Deng H. Form-Finding Analysis and Active Shape Adjustment of Cable Net Reflectors with PZT Actuators // *Journal of aerospace engineering*. 2014. pp. 575–586.
2. Zhang Y., Yang D., Li S. An integrated control and structural design approach for mesh reflector deployable space antennas // *Mechatronics*. 2016. Vol. 35. pp. 71–81.
3. Пономарев С.В., Рикконен С.В., Азин А.В. Моделирование колебательных процессов пьезоэлектрического преобразователя // *Вестник Томского государственного университета. Математика и механика*. Томск. Издательство научно-технической литературы. 2015. № 2 (34). С. 86–95.
4. A. V. Azin, S. V. Rikonen, S. V. Ponomarev, A. M. Khramtsov Development of Microlinear Piezo-Drives for Spacecraft Actuators // *Proceedings of the Scientific-Practical Conference "Research and Development - 2016"*. 2017. pp. 247–254
5. A. V. Azin, E. P. Bogdanov, S. V. Rikonen, S. V. Ponomarev, A. M. Khramtsov Modeling startup and shutdown transient of microlinear piezo drive via ANSYS // *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*. 2016. Vol. 177. 6 p.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛИМОРФНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

К.К. Маевский

Институт гидродинамики СО РАН им. М.А. Лаврентьева

630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 15

E-mail: konstantinm@hydro.nsc.ru

Ударно-волновой синтез и компактирование с использованием порошковых смесей являются перспективным направлением создания новых материалов. Интенсивные исследования сжимаемости смесей для создания материалов с необходимыми свойствами, в частности термостойкие и высокопрочные керамики, проводятся в этом направлении. Существенное изменение объема в области фазового перехода (ФП) компонентов, входящих в состав смесей, позволяет расширить диапазон изменения термодинамических параметров смесей при ударно-волновом нагружении.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для описания термодинамических параметров смесей при ударно-волновом воздействии использовалась термодинамически равновесная модель ТЕС, учитывающая наличие газа в порах [1 – 3]. Данная модель позволила описать термодинамические параметры в широком диапазоне давлений при ударно-волновом нагружении, в том числе и тех смесей, компоненты которых испытывают полиморфный ФП. Модель основана на предположении, что все компоненты смеси, включая газ в порах, при ударно-волновом нагружении находятся в термодинамическом равновесии. Для описания поведения конденсированных фаз используются уравнение состояния типа Ми-Грюнайзена в следующем виде:

$$P(\rho, T) = P_C(\rho) + P_T(T),$$

$$P_T(\rho, T) = \Gamma \rho E_T(T), \quad E_T(T) = c_V(T - T_0),$$

где P_C – потенциальная компонента давления; P_T , E_T – тепловые компоненты давления и удельной энергии; c_V – теплоемкость; T_0 – начальная температура. Холодная составляющая давления P_C описывается уравнением типа уравнения Тэта. 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. Для смеси, в состав которой входят n твердых компонентов, имеющих начальные объемные доли μ_{i0} , можно получить следующее выражение:

$$P = \frac{\sum_{i=1}^n A_i \frac{\mu_{i0}}{\sigma_i} \left[\left(h_i - \frac{k_i + 1}{k_i - 1} \right) \sigma_i^{k_i} + \frac{2k_i \sigma_i}{k_i - 1} h_i - 1 \right]}{\sum_{i=1}^n \frac{\mu_{i0}}{\sigma_i} h_i + \left(\frac{h_g}{\sigma_g} \right) \left(1 - \sum_{i=1}^n \mu_{i0} \right) - 1}$$

$$h_i = \frac{2}{\Gamma_i} + 1, \quad h_g = \frac{2}{\gamma - 1} + 1 \quad \text{и} \quad \Gamma = \frac{P_T V}{E_T}$$

Здесь ρ , ρ_0 – текущая и начальная плотность конденсированного компонента, а $\sigma_i = \rho_i/\rho_{i0}$, $\sigma_g = \rho_g/\rho_{g0}$ – степени сжатия соответствующего компонента $i = 1 \dots n$, а ρ_g , ρ_{g0} – текущая и начальная плотности газа, $\gamma = 1.41$ (показатель адиабаты). Для описания поведения порошковых материалов в рассматриваемой модели вводится функция $\Gamma(T)$, определяющая вклад тепловых компонентов, которая зависит в явном виде только от температуры [1 – 3]. С учетом равенства температур и уравнениями состояния каждого компонента находятся зависимости типа $P(U)$ или $D(U)$ (P , U , D – давление, массовая и волновая скорости, A , k – коэффициенты в уравнениях состояния конденсированного компонента), которые можно трактовать как ударную адиабату многокомпонентной смеси.

Наличие возможности расчета поведения смеси по модели ТЕС позволило описать термодинамические параметры материалов в области полиморфного ФП. Исследуемый материал рассматривается в этой области как смесь фазы низкого давления и фазы высокого давления. Уравнения динамической совместности выписываются на фронте ударной волны с учетом ФП [4, 5]. В области ФП предполагается, что при фазовом переходе объемная доля α фазы низкого давления перешла в фазу высокого давления. Начало процесса ФП определяется из соответствия данным, полученным на основании экспериментов. Зависимость доли фазы низкого давления α , перешедшего в фазу высокого давления в области ФП близка к линейной (рис. 1.) и может быть определена следующим выражением: $\alpha = \Delta E/kf$, где $kf = E_f - E_b$, а $\Delta E = E - E_b$, при этом E – текущая энергия. Здесь E_b – внутренняя энергия в начале фазового перехода, E_f – внутренняя энергия в конце ФП, когда произошел полный переход фазы низкого давления в фазу высокого давления. Сравнение расчетов с экспериментом показало, что значение kf , определенное для одной пористости, позволяет описать все значения пористости графита известные авторам [4]. В результате при расчетах ударной адиабаты для материалов, испытывающих ФП, задаются 3 участка в зависимости от значения α

Значение параметра kf и давление начала ФП для ряда материалов приведены в таблице 1. В результате при расчетах ударной адиабаты для материалов, испытывающих ФП, задаются 3 участка в зависимости от значения α

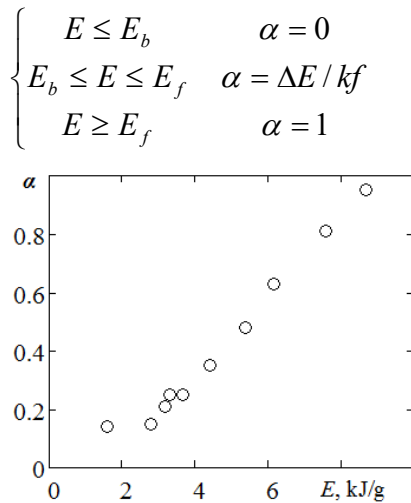


Рис. 1. Доля графита $\rho_0=1.52 \text{ г/см}^3$ перешедшего в алмаз в зависимости от внутренней энергии.

Таблица 1. Параметр kf

Материал	P(begin) GPa	kf(faz) kJ/g
C	P*	6.5
SiO ₂	11	2.5
ZiO ₂	42	0.5
AlN	20	1.35
Si ₃ N ₄	30	6.0
MgO	250	15.0

Для определения начала фазового перехода графита используется аппроксимация $T(K) = 5388 - 231 \cdot P$, справедливая в области $P \approx 15 \div 20$ ГПа. Данная аппроксимация была предложена в работе [6]

Расчет ударной адиабаты (УА) для кварца с учетом ФП в координатах давление – массовая скорость приведен на рис. 2. До начала ФП при значении давления 11 ГПа расчет совпадает с УА кварца без учета ФП (фаза низкого давления). При давлении выше 40 ГПа считаем, что ФП закончен.

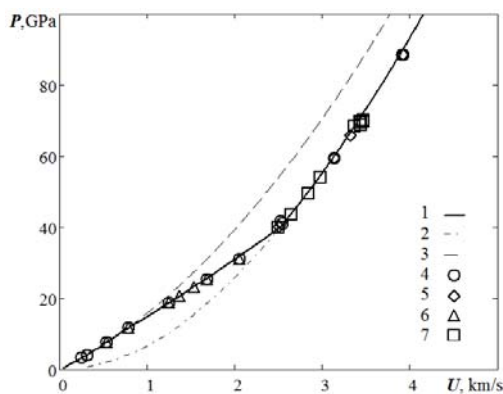


Рис. 2. Ударная адиабата кварца $\rho_0 = 2.65 \text{ г/см}^3$. Расчет: 1 – кварц с учетом ФП, 2 – кварц без учета ФП (пунктирная линия), 3 – стешовита $\rho_0 = 2.65 \text{ г/см}^3$ (штрих пунктирная линия). Данные [7].

Расчет для стешовита той же начальной плотности, что и у кварца, соответствует экспериментальным данным. В этом случае рассматриваем стешовит как фазу высокого давления кварца. Соответственно, значение пористости m (отношение плотности

монолитного образца к плотности пористого) для стешовита будет 1.63. В первом приближении считаем, что кварц переходит в стешовит, минуя промежуточную фазу коэсит. Расчет термодинамических параметров для кварца с учетом ФП выше 40 ГПа практически совпадает с расчетом для стешовита.

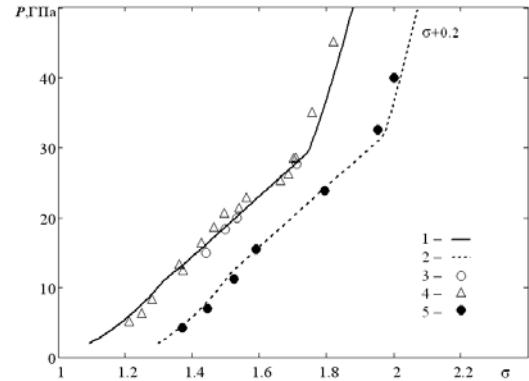


Рис. 3. Ударные адиабаты в координатах давление – сжатие. Смесь кварца с парафином.

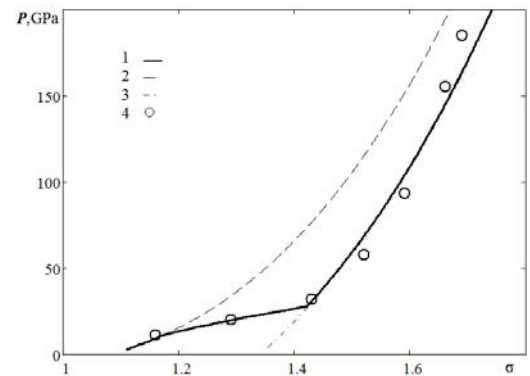


Рис. 4. Ударные адиабаты в координатах давление – сжатие. Смесь кварца с вольфрамом.

Модель ТЕС позволяет описывать УА в области ФП смесей кварца с компонентами существенно различными, в частности, по плотности при различных концентрациях последних. На рис. 3 показан расчет смесей кварца с парафином и кварца с вольфрамом рис. 4, а также данные экспериментов из [7]. Расчеты проводились для смесей следующих составов на рис 3. смесь парафин с кварцем $\rho_0 = 1.78 \text{ г/см}^3$, wt% Paraffin (25.5) SiO₂ (74.5) (сплошная линия 1) и смесь $\rho_0 = 1.92 \text{ г/см}^3$, wt% Paraffin (18.7) SiO₂ (81.3) (пунктирная линия 2). Для наглядности ударные адиабаты отображены со сдвигом. На рис. 4 смесь кварца с вольфрамом $\rho_0 = 10.19 \text{ г/см}^3$, wt% W(88) SiO₂ (12).

Предполагается, что ФП компонентов смеси начинается при тех же условиях, что и для чистых веществ. Данное предположение получило свое подтверждение при расчетах смесей с двумя компонентами, испытывающими ФП [5] В [8, 9] приведены экспериментальные результаты для нитрида кремния Si₃N₄ с $m=1$ и $m=1.046$. Диаграмма состояний Si₃N₄, на которую нанесены расчетные ударные адиабаты для данных значений m , приведена на рис. 5. Расчетные линии и данные,

полученные на основании эксперимента, показаны со сдвигом по P для $m=1.046$

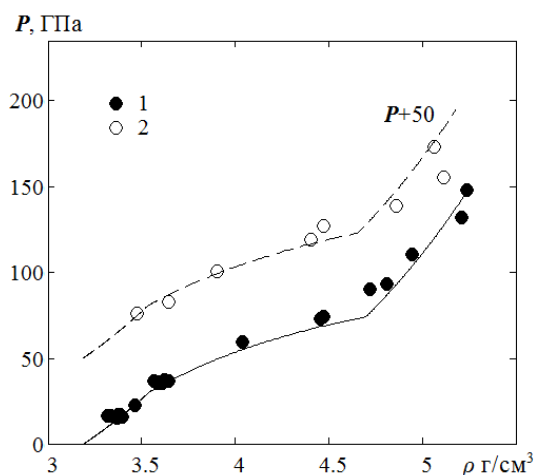


Рис. 5. Ударная адиабата Si_3N_4 . Расчет: сплошные линии $m=1$, пунктирные линии – $m=1.046$. Данные [8, 9].

Подобные расчеты термодинамических параметров были проведены для нитрида алюминия AlN , также испытывающих ФП при ударно-волновом нагружении. Полученные результаты позволили моделировать термодинамические параметры смеси, которая содержит нитриды в качестве компонентов, используя параметры модели для чистых нитридов [5]. Предполагается, что ФП компонентов смеси начинается при тех же условиях, что и для чистых веществ. Для непористой смеси с монолитной плотностью, предполагаемые значения давления для начала ФП можно считать оправданными.

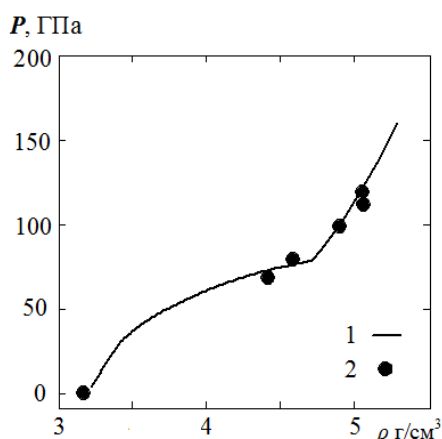


Рис. 6. Ударная адиабата смеси Si_3N_4 и периклаза MgO . Данные [10].

Учитывая большой интерес к Si_3N_4 и его смесям, были также проведены расчёты смесей с несколькими компонентами, испытывающими ФП. Моделировались термодинамические параметры смесей Si_3N_4 с оксидами, которые также претерпевают ФП при ударно-волновом нагружении. Расчет проведен, в частности, для периклаза MgO , используя для проверки

адекватности описания данные, полученные на основании экспериментов из [10]. На рис. 6 показан расчет смеси Si_3N_4 и периклаза MgO . Рассматривалась смесь с массовыми долями в процентах $\text{Si}_3\text{N}_4(95) \text{MgO}(5)$ и плотностью $\rho_0 = 3.164 \text{ g/cm}^3$, $m = 1$.

Дополнительные перспективы использования материалов с фазовым переходом с учетом их уникальных свойств были показаны в [3]. Появляется возможность с их помощью изменять значения давления и температуры исследуемых материалов в более широком диапазоне, расширяя область достижимых термодинамических параметров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Уравнение состояния типа Ми-Грюнайзена вместе с условием термодинамического равновесия компонентов смеси при ударно-волновом нагружении дает замкнутую систему уравнений, определяющую параметры при ударно-волновом нагружении. Предположение о термодинамическом равновесии позволяет учитывать взаимодействие компонентов между собой, что становится существенным особенно в случае пористых сред. Выбранные параметры модели позволяют на основе имеющихся экспериментальных данных достоверно описывать термодинамические параметры материалы и смеси, в том числе с несколькими компонентами, испытывающими ФП при ударно-волновом нагружении

Литература

1. С.А. Кинеловский, К.К. Маевский, Модель поведения смеси с различными свойствами компонентов при высокой концентрации энергии // ПМТФ. 2013. Т. 54. № 4. С. 13.
2. С.А. Кинеловский, К.К. Маевский, Моделирование ударно-волнового нагружения многокомпонентных материалов, включающих в свой состав висмут // ТВТ. 2016. Т. 54. Вып. 5. С. 716.
3. С.А. Кинеловский, К.К. Маевский, Оценка термодинамических параметров ударно-волнового воздействия на высокопористые гетерогенные материалы // Журнал технической физики. 2016. Т. 86. Вып. 8. С. 125
4. С.А. Кинеловский, С.Н. Кульков, К.К. Маевский, Расчет ударных адиабат для материалов, испытывающих фазовый переход // Вест. НГУ. Сер. Физика. 2011. Т. 6. Вып. 3. С. 40.
5. K.K. Maevskii, S.A. Kinelovskii, Model of behavior of nitrides and their mixtures under high dynamic loads // AIP Conf. Proc., 2014, V.1623, pp. 391.
6. Молодец А.М., Молодец М.А., Набатов С.С. Термодинамические потенциалы углерода. // ФГВ. 2000. Т. 36. №2. С. 88.
7. <http://www.ficp.ac.ru/rusbank/>.
8. А.А. Баканова, В.А. Бугаева, И.П. Дудолодов, Р.Ф. Трунин, Ударная сжимаемость нитридов и карбидов металлов // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1995, №6, С. 58.
9. He Hongliang, T. Sekine, T. Kobayashi, H. Hirotsaki, Shock-induced phase transition of $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$ to $\epsilon\text{-Si}_3\text{N}_4$ // Phys. Rev. B., 2000, V.62(17), pp. 11412.
10. LASL Shock Hugoniot Data / Ed. Marsh S.P. Berkeley: Univ. of California Press, 1980, 658 p.

РАЗРАБОТКА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ КОНЕЧНОЭЛЕМЕНТНОЙ МОДЕЛИ КУПОЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ КРУПНОГАБАРИТНОГО КОСМИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА

**С. В. Белов, А. В. Бельков, А. П. Жуков, М. С. Павлов, В. С. Пономарев,
С. В. Пономарев**

Обособленное структурное подразделение «Научно-исследовательский институт прикладной математики и
механики Томского государственного университета»
634050, г. Томск, пр. Ленина 36, стр.27
E-mail: mcpavlov@niipmm.tsu.ru

Космические аппараты, оснащенные крупногабаритными рефлекторами, выполняют функции предоставления телекоммуникационных услуг, дистанционного зондирования Земли, а также используются в военных целях. Рефлектор является элементом антенны космического аппарата, основной характеристикой которой является коэффициент усиления, определяемый как

$$G = e^{-\left(\frac{4\pi\delta_{\text{СКО}}}{\lambda}\right)^2} \frac{\pi D^2}{\lambda}, \quad (1)$$

где G – коэффициент усиления, $\delta_{\text{СКО}}$ – среднеквадратическое отклонение формы отражающей поверхности, λ – длина волны, D – диаметр апертуры рефлектора.

Таким образом, для повышения коэффициента усиления следует одновременно увеличивать диаметр апертуры, повышать точность формы отражающей поверхности и использовать частотные диапазоны с малой длиной волны.

Самый большой из запущенных к настоящему моменту в космос рефлектор имеет диаметр апертуры 22 метра. Это рефлектор космического аппарата «SkyTerra-1», изготовленный компанией Harris. Такой рефлектор в силу ограничений, налагаемых размерами транспортных отсеков ракет носителей должен быть трансформируемым – доставляться на орбиту в сложенном состоянии, после чего раскрываться в рабочее состояние.

Обеспечение необходимой точности, надежности раскрытия и жесткости конструкции в сочетании с ограничениями массы и размеров в транспортном положении, является сложной инженерной задачей. На сегодняшний день только США и Япония имеют успешный опыт запуска космических аппаратов с рефлекторами диаметром более 5 м. При этом практически весь рынок крупногабаритных космических рефлекторов занимают американские компании Harris и Northrop Grumman (подразделение Astro Aerospace), имеющие в распоряжении удачные конструктивные схемы рефлектора со складывающимися спицами и ободного рефлектора Astro Mesh. Основные конструктивные решения, применяемые в этих конструкциях запатентованы указанными производителями, поэтому задача разработки оригинальных конструктивных схем крупногабаритных космических рефлекторов, способных к патентной защите, является актуальной задачей для многих государств, имеющих

собственную космическую программу. Так, например, компания Large Space Structures (Германия) ведет разработку оригинальной конструкции ободной антенны. Коллектив сотрудников Сианьского университета (КНР) предложил концепцию рефлектора с жестким силовым каркасом в виде купола [1]. На рис. 1 показана конструктивная схема такого рефлектора

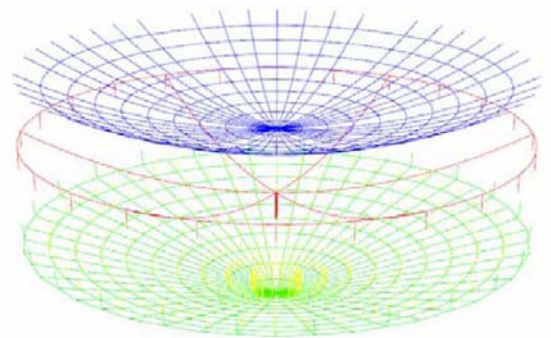
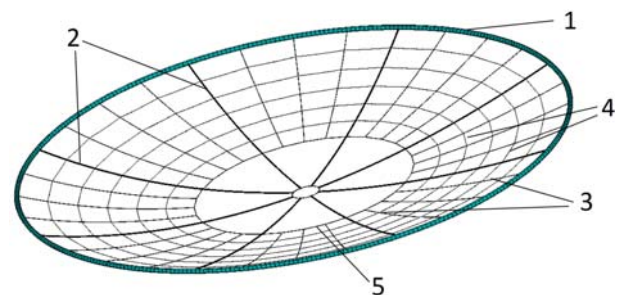


Рис. 1. Конструктивная схема рефлектора, предложенная Сианьским университетом

Купольный каркас имеет на внешнем ободе зубья и штангу в центральной части, к которым крепится тыльная сеть, соединенная вертикальными оттяжками с фронтальной сетью, задающую параболическую форму отражающей поверхности из металлического трикотажного сетеполотна.

В настоящей работе рассматривается конструктивная схема купольного рефлектора, показанная на Рис.2



1 – внешний обод, 2 – основные спицы,
3 – дополнительные спицы, 4 – тангенциальные
шнуры, 5 – внутренний обод
Рис. 2. Конструктивная схема купольного
рефлектора

Основным силовым элементом является внешний обод, на который опираются основные спицы, соединенные друг с другом в центральной части рефлектора. Внутренний обод соединяет спицы в центральной части рефлектора. Между внешним и внутренним ободами расположены дополнительные спицы и тангенциальные шнуры. Все спицы имеют параболический профиль, отражающая поверхность формируется металлическим сетеполотном, закрепленным на спицах и ободах.

Для оценки возможности достижения рефлектора с такой конструктивной схемой характеристик, соответствующих современным требованиям разработана параметрическая конечноэлементная модель. Варьируемые параметры:

- фокус;
- диаметр вырезающего цилиндра;
- клиренс;
- число основных спиц;
- число дополнительных спиц;
- число тангенциальных шнуров;
- коэффициент размера центральной втулки;
- коэффициент длины дополнительных спиц;
- толщина сетеполотна;
- диаметр спиц основных;
- диаметр спиц дополнительных;
- диаметр элементов обода;
- диаметр шнуров;
- физические свойства материалов;
- натяжение сетеполотна и шнуров.

Основным фактором, вызывающим искажения формы отражающей поверхности, являются внутренние усилия конструкции, определяемые натяжением сетеполотна и шнуров. Для оценки достижимых характеристик рефлектора с такой конструктивной схемой проведена серия расчетов, целью которых являлось определение оптимального набора параметров конструкции при заданных значениях диаметра и параметров параболоида, описывающего форму отражающей поверхности.

На Рис. 3 показаны искажения формы отражающей поверхности (для наглядности перемещения увеличены), вызванные натяжением сетеполотна и шнуров.

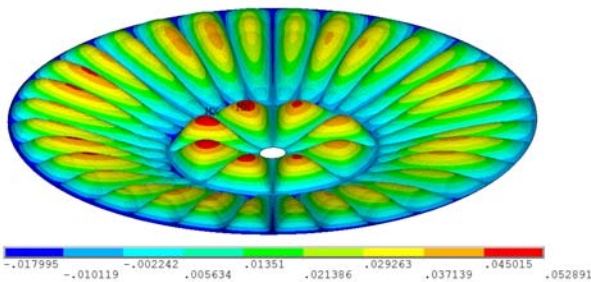


Рис.3. Искажения отражающей поверхности под действием внутренних сил

На Рис. 4 показано деформированное состояние спиц и ободьев рефлектора (перемещения увеличены)

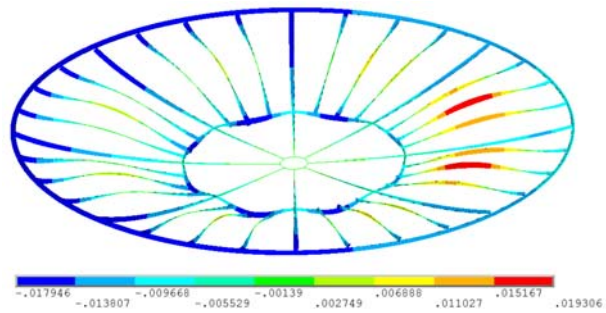


Рис.4. Деформированные ободья и спицы

При изготовлении и сборке крупногабаритного рефлектора погрешности монтажа, погрешности, обусловленные допусками изготовления отдельных деталей и погрешности, обусловленные отклонениями от проектных натяжений гибких элементов. Нивелирования эти погрешности, возможно с помощью процедуры настройки рефлектора. Для рефлекторов, имеющих фронтальную и тыльную сети, такая регулировка, как правило, заключается в изменении длин оттяжек, соединяющих эти сети. Рассматриваемая конструкция имеет отражающую поверхность, закрепляемую непосредственно на силовом каркасе, поэтому такой способ регулировки невозможен. Одним из способов, позволяющих скорректировать искажения фронтальной сети, является изменение длин участков внешнего обода. На Рис. 5 показан деформированный внутренними силами внешний обод и направления перемещений его точек.

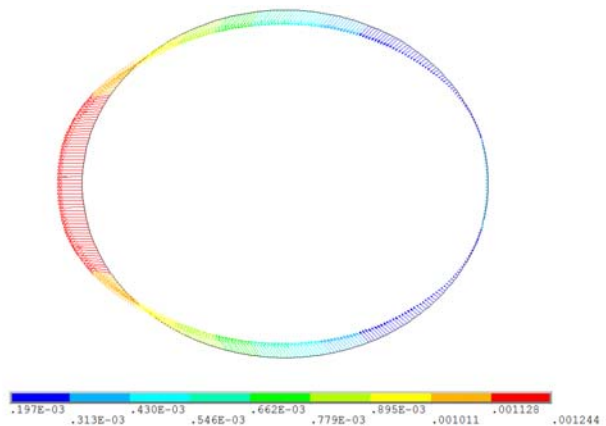


Рис.5. Деформированный внешний обод

На рис. 6 показан внешний обод после увеличения длин каждого участка на 0,01 %. Улучшение СКО для рефлектора диаметром 30 м, при этом составило 0,8 мм. Повысить эффективность такого способа регулировки возможно подбором индивидуальных значений изменения длины для каждого элемента обода.

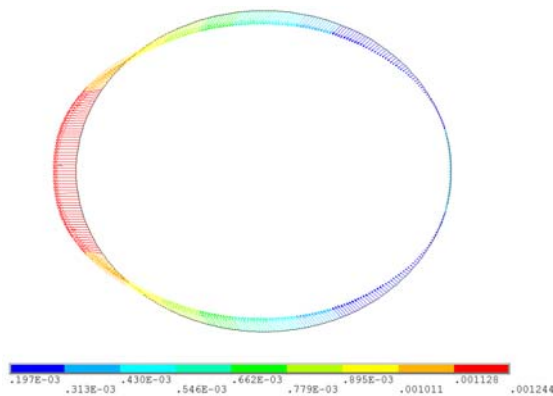


Рис.6. Внешний обод после коррекции

Сравнение результатов моделирования конструкции купольной антенны проводилось по известным характеристикам антенны Astro Mesh [2], считающейся наиболее удачной на сегодняшний день и конструкции Сианьского университета, как наиболее близкой конструктивно. Рассмотрены варианты диаметром 12 м и 30 м.

В таблице 1 приведены результаты сравнения конструкций по точности

Таблица 1. Точность формы отражающей поверхности

Конструкция	СКО, мм	
	12 м	30 м
Astro Mesh	1,4	4 мм
Конструкция Сианьского университета	-	5 мм
Купольная конструкция	3,8	11

В таблице 2 приведены результаты сравнения конструкций по удельной массе отражающей поверхности

Таблица 2. Сравнение конструкций по массе

Конструкция	Удельная масса отражающей поверхности, кг/м ²	
	12 м	30 м
Astro Mesh	0,48	—
Конструкция Сианьского университета	-	0,28
Купольная конструкция	0,52	0,25

В таблице 3 приведены результаты сравнения конструкций по жесткости

Таблица 3. Сравнение конструкций по жесткости

Конструкция	Минимальная собственная частота, Гц	
	12 м	30 м
Astro Mesh	0,8	—
Купольная конструкция	3,94	0,62

Как видно из таблиц 1 – 3, рассматриваемая в настоящей работе купольная конструкция имеет удельную массу, на 8 % большую чем у Astro Mesh и на 10 % меньшую, чем у конструкции Сианьского университета. По жесткости купольная конструкция практически в 5 раз превосходит Astro Mesh, данных по жесткости для конструкции Сианьского университета не предоставлено. Достижимая точность отражающей поверхности купольной конструкции несколько ниже, чем точность других рефлекторов, участвующих в сравнении, что объясняется сравнительно малыми возможностями настройки. Проработка вопросов регулировки формы отражающей поверхности купольного рефлектора является предметом дальнейших исследований. Тем не менее, теоретическая точность отражающей поверхности купольного рефлектора диаметром до 35 метров достаточна для работы в L-диапазоне, характерном для антенн космических аппаратов, оснащенных крупногабаритными рефлекторами.

Таким образом, можно сделать вывод о перспективности дальнейшей проработки купольной конструкции крупногабаритного космического рефлектора.

Литература

1. Fei Zheng, Mei Chen? Jie He Analyses of a New Simplified Large Deployable Reflector Structure // Proceedings of the Aerospace Conference, 2013 IEEE. 2-9 March 2013. Big Sky, MT. – 2013. – 7 p. – DOI: 10.1109/AERO.2013.6497346
2. AstroMesh Unfurable Mesh Antenna [Электронный ресурс]. – Электрон. дан. — [б. м.], 2017. – URL: http://www.northropgrumman.com/BusinessVentures/AstroAerospace/Products/Documents/pageDocs/AstroMesh_DataSheet.pdf

КОНТАКТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХСЛОЙНОГО ПАКЕТА ГИБКИХ ФИЗИЧЕСКИ НЕЛИНЕЙНЫХ БАЛОК

Крысько А.В.^{1,2}, Папкова И.В.¹

¹СГТУ имени Гагарина Ю.А. Россия;
Россия, Саратов, ул. Политехническая, 77
E-mail: anton.krysko@gmail.com

²Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, г. Томск, пр. Ленина, 30
E-mail: ikravzova@mail.ru

Балки и балочные структуры широко применяются как элементы микроэлектромеханических систем (МЭМС). Часто такие структуры подвергаются различным внешним динамическим воздействиям. Исследование нелинейной динамики и контактного взаимодействия балочных структур является очень важным вопросом на современном этапе развития науки в области приборостроения. Весьма актуальным и полностью еще не решённым остается вопрос зависимости частот сигнала от учета контакта между элементами и учета неоднородности материала.

Необходимо отметить, что в настоящее время в мировой научной литературе многие работы посвящены исследованию нелинейной динамики составляющих элементов микромеханических систем (балок, пластин, оболочек) [1 - 6], гироскопов [4-14], МЭМС [15 - 30], учету контактного взаимодействия элементов [28-33]. Но нет работ, по построению математических моделей элементов МЭМС, объединяющих в себе учет всех типов нелинейностей: геометрическую, физическую, конструктивную нелинейности. В известных публикациях этот вопрос не рассмотрен.

Постановка задачи. Рассмотрим двумерный двухслойный пакет из двух балок одинаковой длины a , постоянной толщины h_l ($l = 1$ для балки 1, $l = 2$ для балки 2), изготовленных из изотропного материала. Балки занимают области $\Omega_l = \{(x, z) | 0 \leq x \leq a, \alpha_l \leq z \leq \beta_l\}$, где $\alpha_1 = -h_1/2$, $\alpha_2 = h_2/2 + \delta$, $\beta_1 = h_1/2$, $\beta_2 = h_1/2 + \delta + h_2$, δ - зазор между балками.

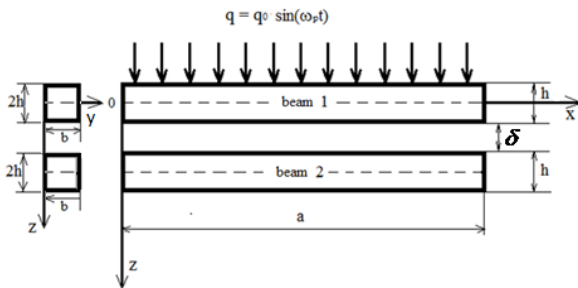


Рис. 1 Расчетная схема

Введем обозначения: h_{0l} - толщина балки, $w_l(x, t)$ - прогиб балки, $u_l(x, t)$ - перемещения в срединной линии, $E_l = E_l(x, z)$ - модуль Юнга материала балок, $G_l = G_l(x, z)$ - модуль сдвига, причем, e_{il} согласно методу переменных параметров

упругости Биргера [34], ν_l - коэффициент Пуассона, ε_l - коэффициент демпфирования, e_{il} и σ_{il} - интенсивности деформаций и напряжений, e_{sl} и σ_{sl} - интенсивности деформаций и напряжений текучести, зависящие от продольной (x) и поперечной координаты (z), γ_l - удельный вес материала, g - ускорение силы тяжести, b_{0l} - толщина балки, $M_{x,l}$ - момент, $N_{x,l}$ - напряжение, $Q_{x,l}$ - перерезывающие силы.

Для каждой из балок применяется гипотеза Бернулли-Эйлера. Выбор классической теории для каждой балки Эйлера-Бернулли обусловлен тем, что на напряженно-деформированное состояние и распределение контактного давления деформация поперечного сдвига влияет значительно слабее, чем поперечное обжатие в зоне контакта. Учет последнего фактора - одна из основ предлагаемого подхода. Геометрическая нелинейность учитывается по модели Кармана. Для учета физической нелинейности материала балок применяются деформационная теория пластичности и метод переменных параметров упругости. Разработанное компьютерное моделирование позволяет использовать произвольные способы представления зависимости $\sigma_l(e_{li})$. Диаграмма деформирования $\sigma_{li}(e_{li})$ может быть произвольна, но в численных примерах принята для идеально упруго-пластического материала в виде $\sigma_{li} = 3Ge_{li}$ при $e_{li} < e_s$, $\sigma_{li} = \sigma_s$ при $e_{li} \geq e_s$.

Уравнения движения балок следуют из вариационного принципа Гамильтона-Остроградского и при переходе к безразмерным величинам $x = \bar{x}a$,

$$t = \bar{t} \frac{a^2}{h_{0l}} \sqrt{\frac{\gamma_l}{G_l b_{0l} g}}, \quad E_{li} = b_l \int_{\alpha_l}^{\beta_l} E_l z^i dz, \quad z = \bar{z} h_{0l},$$

$$h_l = \bar{h}_l h_{0l}, \quad w_l = \bar{w}_l h_{0l}, \quad u_l = \frac{\bar{u}_l h_{0l}^2}{a}, \quad E_l = \bar{E}_l G_l,$$

$$b_l = \bar{b}_l b_{0l}, \quad \varepsilon_l = \bar{\varepsilon}_l \frac{a^2}{h_{0l}^2} \sqrt{\frac{\gamma_l}{G_l b_{0l} g}}, \quad \text{имеют вид}$$

$$b_l h_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial t^2} = \frac{\partial F_l}{\partial x},$$

$$b_l h_l \frac{\partial^2 w_l}{\partial t^2} + \varepsilon_l \frac{\partial w_l}{\partial t} = \tilde{q}_l + \frac{\partial^2 F_l}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial w_l}{\partial x} F_l \right\}, \quad (1.1)$$

$$F_l = E_l \left(\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w_l}{\partial x} \right)^2 \right) - E_l \frac{\partial^2 w_l}{\partial x^2}$$

(черточка над безразмерными величинами отбрасывается). Нагрузка $\tilde{q}_l = q + q_{cl}$, действующая на балку, определяется суммой внешней периодической нагрузки $q = q_0 \sin(\omega_p t)$ и контактных усилий q_{cl} , которые, согласно гипотезе Винклера имеют вид

$$q_{cl} = (-1)^j k \frac{E_1}{h_1} (w_1 - \delta - w_2) \psi, \text{ где}$$

$$\psi = \frac{1}{2} [1 + \text{sign}(w_1 - \delta - w_2)] = \begin{cases} 1, & \text{в зоне контакта} \\ 0, & \text{вне зоны контакта} \end{cases}$$

Здесь k – коэффициент пропорциональности между контактным давлением и обжатием.

Наличие множителя ψ в уравнениях движения балок приводит к новому типу нелинейности, а задача становится конструктивно нелинейной, т.е. расчетная схема задачи меняется в процессе деформирования.

К системе (1.1) добавляются граничные

$$\text{условия } w_l(0, t) = u_l(0, t) = \frac{\partial w_l(0, t)}{\partial x} = 0, \quad (1.2)$$

и начальные условия

$$w_l = \frac{\partial w_l}{\partial t} = u_l = \frac{\partial u_l}{\partial t} = 0 \text{ при } t = 0 \quad (1.3)$$

2. Метод решения. Интегрирование уравнений (1.1) с граничными (1.2) и начальными (1.3) условиями проводится методом конечных разностей.

Исследована сходимость метода по пространственной координате. Установлено, что для получения результатов с необходимой степенью точности достаточно разбить интервал интегрирования $[0, 1]$ на 120 частей, т.е. приходится решать обширную систему уравнений, в которых присутствует функция $\psi(x, t)$, характеризующая контактное взаимодействие между балками, являющаяся дискретной функцией координат и времени и тем самым определяющая зону контакта балок. На каждом временном слое строится итерационная процедура метода переменных параметров упругости Биргера, т.е. уточняются значение модуля Юнга в пространственной сетке по $\{x, z\}$ и итерационная процедура по уточнению функции $\psi(x, t)$.

Достоверность численных результатов обеспечивается полным совпадением решений, полученных описанным выше методом, с результатами, полученными при применении метода конечных элементов по пространственной координате в форме Бубнова, с последующим решением задачи Коши методами типа Рунге–Кутты от второго до восьмого порядка точности.

Численный эксперимент. Исследовано влияние учета типа нелинейности на частотные характеристики сигнала при соприкосновении балок, на одну из которых равномерно действует поперечная распределенная по поверхности знакопеременная нагрузка вида $q_l = q_0 \sin(\omega_p t)$, где частота $\omega_p = \omega_0 = 2.19$ и амплитуда вынуждающей нагрузки количество узлов разбиения отрезка $n=120$, зазор между балками равен $\delta = 0.1$, коэффициент сопротивления среды $\varepsilon = 1$, а отношение длины балки к ширине $\lambda = 50$. Балки защемлены на концах.

Таблица 1 Анализ частотного спектра колебаний с помощью спектра Фурье ($\lambda = 50$)

№ балки	Для 1 и 2 балки – уравнения линейные	Для 1 и 2 балки – уравнения физически нелинейные
1		
2		
№ балки	Для 1 и 2 балки – уравнения геометрически нелинейные	Для 1 и 2 балки – уравнения физически и геометрически нелинейные
1		
2		

Рассмотрены четыре задачи (таблица 1): 1. Для 1 и 2 балки – уравнения линейные, 2. Для 1 и 2 балки – уравнения физически нелинейные, 3. Для 1 и 2 балки – уравнения геометрически нелинейные, 4. Для 1 и 2 балки – уравнения физически и геометрически нелинейные.

Численный эксперимент показал, что конструктивная нелинейность (контактное взаимодействие) меняет частоты сигнала, т.е. появляется частота $\frac{\omega_p}{2}$. Учет физической нелинейности усиливает хаотизацию сигнала. Геометрическая нелинейность вносит в частотный спектр появление независимой частоты. При учете всех нелинейностей (конструктивной, физической и геометрической) наблюдается появление всех указанных выше частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-19-10290.

Литература

- Меркурьев И.В., Подалков В.В. Динамика микромеханического и волнового твердотельного гироскопов. – М.: Физматлит, 2009. – 228 с.
- Андрюшин В.А., Недбай А.А. Вынужденные колебания слоистой цилиндрической оболочки, соединенной точечными упругими связями со слоистой балкой // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2003. – Том 9. – № 1. – С. 33-41
- С.И. Денисов, Е.А. Бондарь Новый класс индуцируемых шумом переходов // Фізика, електроніка, електротехніка : матеріали та програма науково-технічної конференції, м. Суми, 21-26 квітня 2014 р. / Відп. за вип. С.І. Проценко. – Суми : СумДУ, 2014. – С. 52.
- Awrejcewicz J. et al. On the methods of critical load estimation of spherical circle axially symmetrical shells // Thin-Walled Structures. – 2015. – Т. 94. – С. 293-301.
- Лестев А. М., Попова И. В. Современное состояние теории и практических разработок микромеханических гироскопов // Гироскопия и навигация. – 1998. – №. 3. – С. 81-94.
- Попова, И. В., Лестев, А. М., Луковатый, Ю. С., Семенов, А. А., Зюзин, С. В., Пяташев, Е. Н., & Шабров, А. А. (2006). Микромеханические датчики и системы, практические результаты и перспективы развития. Гироскопия и навигация, (1), 52.
- Мартыненко Ю.Г. Тенденции развития современной гироскопии // Соросовский образовательный журнал. 1997. №11. С. 120–127.
- Демидов А.Н., Демидова Е.С., Ландау Б.Е., Шарыгин Б.Л. Двухстепенной поплавковый гироскоп // Патент №2229100. Российская Федерация. 2004 г.
- Никитин Е.А., Балашова А.Л. Проектирование дифференцирующих и интегрирующих гироскопов и акселерометров. М.: Изд-во Машиностроение, 1969. 215 с.
- Пельпор Д.С., Матвеев В.А., Арсеньев В.Д. Динамически настраиваемые гироскопы М.:Машиностроение,1988.264 с.
- Шереметьев А.Г. Волоконный оптический гироскоп. – М.: Радио и связь, 1987. – 152 с.: ил.
- Журавлев В.Ф., Климов Д.М. Волновой твердотельный гироскоп. – М.: Наука, 1985. 125 с.
- Меркурьев И.В., Подалков В.В. Динамика микромеханического и волнового твердотельного гироскопов. – М.: Физматлит, 2009. – 228 с.
- Брозгуль Л.И., Смирнов Е.Л. Вибрационные гироскопы. – М.: Машиностроение, 1970. – 215 с.
- De Martini B.E., Rhoads J.F., Turner K.L., Shaw S.W., and Moehlis J. (2007) Linear and nonlinear tuning of parametrically excited mems oscillators. J. MEMS
- Wang Y.C. et al. Chaos in MEMS, parameter estimation and its potential application. IEEE transactions on circuits and systems. 1. Fundam Theory Appl 1998;45(10):1013–20.
- Haghighi H.S., Markazi A.H. Chaos prediction and control in MEMS resonators. Commun Nonlinear Sci Numer Simul 2010;15(10) : 3091–9.
- Aghababa M.P. Chaos in a fractional-order micro-electro-mechanical resonator and its suppression. Chin Phys B 2012;21(10): 100505
- Ye W.J., Mukherjee S. Optimal shape design of three-dimensional MEMS with applications to electrostatic comb drives. Int. J. Numer. Methods Eng. 1999, 45, 175-194.
- Rhoads J., Shaw S.W., Turner K.L. Nonlinear Dynamics and Its Applications in Micro- and Nano-Resonators. In Proceedings of DSCC 2008: The 2008 ASME Dynamic Systems and Control Conference, Ann Arbor, Michigan, USA, 20-22 October 2008.
- Busta H., Amantea R., Furst D., Chen J.M., Turowski M., Mueller C. A. MEMS shield structure for controlling pull-in forces and obtaining increased pull-in voltages. J. Micromech. Microeng. 2001, 11, 720-725.
- Bao M.H., Yang, H., Yin H., Shen S.Q. Effects of electrostatic forces generated by the driving signal on capacitive sensing devices. Sensor Actuator A-Phys. 2000, 84, 213-219.
- McCarthy B., Adams G.G., McGruer N.E., Potter D. A dynamic model, including contact bounce, of an electrostatically actuated microswitch. J. Microelectromech. Syst. 2002, 11, 276-283.
- Lin R.M., Wang W.J. Structural dynamics of microsystems—Current state of research and future directions. Mech. Syst. Sig. Process. 2006, 20, 1015-1043.
- Mahmoodi S.N. Modeling, nonlinear dynamics, and identification of a piezoelectrically actuated microcantilever sensor. IEEE/ASME Trans. Mechatron. 2008, 13, 58. Sensors 2010, 10 6167
- Zhang W.M., Meng G. Nonlinear dynamic analysis of electrostatically actuated resonant MEMS sensors under parametric excitation. IEEE Sens. J. 2007, 7, 370-380.
- Leus V., Elata D. On the dynamic responses of electrostatic MEMS switches. J. Microelectromech. Syst. 2008, 17, 236-243.
- Кантор Б.Я., Богатыренко Т.Л., Метод решения контактных задач нелинейной теории оболочек // Докл. АН УССР. сер. А. - 1986. - №1. - С.18-151.
- Антуфьев Б.А., Смиян А.Б., Экспериментальное исследование деформации пластин, дискретно соединенных с цилиндрической оболочкой // Известия ВУЗов. Авиационная техника. -2012. - № 4. - С. 8-10.
- Яковлева Т.В., Крылова Е.Ю., Баженов В.Г., Крысько В.А. Сложные колебания и контактное взаимодействие пластины, подкрепленной балкой с зазором между ними, в условиях экстремальных режимов нагружения // Известия высших учебных заведений. Строительство. -2016. - №3. - с. 13-23.
- Яковлева Т.В., Баженов В.Г., Крысько В.А., Крылова Е.Ю. Контактное взаимодействие пластины с системой балок при наличии зазоров с учетом белого шума // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Механика. 2015. - № 4. - с. 259-272.
- J. Awrejcewicz, V.A. Krysko-jr, T.V. Yakovleva, V.A. Krysko Alternating chaos versus synchronized vibrations of interacting plate with beams // International Journal of Non-Linear Mechanics. - V 88. - 2017. – P. 21–30.
- Awrejcewicz J., Krysko A.V., Yakovleva T.V., Zelenchuk D.S., Krysko V.A. Chaotic synchronization of vibrations of a coupled mechanical system consisting of a plate and beams // Latin American Journal of Solids and Structures. – 2013. -№ 10. - P. 161-172.
- Биргер И.А. Некоторые общие методы решения задач теории пластичности // ПММ. 1951. Т.15. Вып. 6. С. 766 - 770.

ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА РАЗМЕРНО-ЗАВИСИМЫХ ГИБКИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

И. В. Папкина¹, Е.Ю. Крылова²

¹Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

410054, г. Саратов, ул. Политехническая, 77

²Национальный исследовательский саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83

E-mail: ikravzova@mail.ru

В работе построена математическая модель нелинейных колебаний сетчатой гибкой размерно-зависимой цилиндрической пологой оболочки, занимающей в пространстве R^3 область $\Omega = \{0 \leq x \leq a; 0 \leq y \leq b; -h/2 \leq z \leq h/2\}$. С учетом гипотез Кирхгофа-Лява отличные от нуля компоненты тензора деформаций примут вид:

$$e_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad e_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \frac{w}{R} - z \frac{\partial^2 w}{\partial y^2},$$

$$e_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} - z \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \quad \text{здесь } u, v, w - \text{осевые}$$

смещения срединной поверхности. Будем рассматривать неклассическую континуальную модель оболочки на основе среды Коссера со стесненным вращением частиц (псевдоконтинуум). При этом предполагаем, что поля перемещений и вращений не являются независимыми [1]. Тогда компоненты симметричного тензора изгиба – кручения χ запишется следующим образом:

$$\chi_{yz} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad \chi_{xx} = \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}; \quad \chi_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right);$$

$$\chi_{xz} = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right); \quad \chi_{yy} = -\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}. \quad \text{Для материала}$$

оболочки определяющие соотношения примем в виде [33]: $\sigma_{xx} = \frac{E}{1-\nu^2} [e_{xx} + \nu e_{yy}]$, $x \rightleftharpoons y$, $m_{ij} = \frac{El^2}{1+\nu} \chi_{ij}$, $i, j = x, y, z$, $\sigma_{xy} = \frac{E}{(1+\nu)} e_{xy}$, где σ – тензор Коши, m –

симметричный тензор момента высшего порядка, E – модуль Юнга, ν – коэффициент Пуассона. Параметр l представляет собой дополнительный независимый материальный параметр длины связанный с симметричным тензором градиента вращения. [2].

Разрешающие уравнения движения сплошной цилиндрической оболочки граничные и начальные условия получим из вариационного принципа Остроградского – Гамильтона.

Допустим, оболочка состоит из n семейств ребер, $\alpha_j, \delta_j, \varphi_j$ – расстояние между ребрами, толщина ребер и угол между осью x и осью ребер j -ого семейства. Положим, что деформация оси какого-либо стержня равна деформации линии, совпадающей с осью этого стержня в расчетной модели. Будем считать, что одна из главных центральных осей поперечных сечений стержней оболочки совпадает с направлением нормали к срединной поверхности оболочки. Выражения для

классических напряжений и напряжений высшего порядка в j -ом семействе ребер по теории Пшеничнова [3] будут иметь вид:

$$\{\sigma^j, m^j\} = \frac{E}{1-\nu^2} \left(\{e_{xx}, \chi_{xx}\} \cos^2 \varphi_j + \{e_{yy}, \chi_{yy}\} \sin^2 \varphi_j \right);$$

$$\sigma_z^j = \frac{E}{2(1+\nu)} (e_{xz} \cos \varphi_j + e_{yz} \sin \varphi_j). \quad (1)$$

Здесь компоненты без индекса j относятся к сплошной оболочке. Отличные от нуля напряжения и напряжения высшего порядка для сетчатой оболочки Кирхгофа, состоящей из n семейств стержней будут иметь вид:

$$\{\sigma_{xx}, m_{xx}\} = \sum_{j=1}^n \frac{\{\sigma^j, m^j\} \delta_j \cos^2 \varphi_j}{a_j}, \quad m_{xz} = \sum_{j=1}^n \frac{m_z^j \delta_j \cos \varphi_j}{a_j},$$

$$\{\sigma_{yy}, m_{yy}\} = \sum_{j=1}^n \frac{\{\sigma^j, m^j\} \delta_j \sin^2 \varphi_j}{a_j}, \quad m_{yz} = \sum_{j=1}^n \frac{m_z^j \delta_j \sin \varphi_j}{a_j}, \quad (2)$$

$$\{\sigma_{xy}, m_{xy}\} = \sum_{j=1}^n \frac{\{\sigma^j, m^j\} \delta_j \cos \varphi_j \sin \varphi_j}{a_j}$$

С учетом обозначения: $A_{sk} = \sum_{j=1}^n \frac{\delta_j \cos^s \varphi_j \sin^k \varphi_j}{a_j}$,

$s, k = \overline{0, 4}$ и (1-2) легко получить выражения для усилий и моментов сетчатой цилиндрической оболочки. Подставляя их в уравнения движения сплошной оболочки, полученные на основании вариационного принципа, будем иметь систему уравнений движения микрополярной цилиндрической оболочки сетчатой структуры.

В данной модели жесткость стержней на изгиб в плоскости, касательной к срединной поверхности оболочки, не учитывается, поэтому порядки систем дифференциальных уравнений, описывающих поведение сетчатых и сплошных оболочек совпадают. При этом совпадают и формулировки граничных условий соответствующих краевых задач [3]. Будем рассматривать динамический процесс без учета распространения упругих волн. В таком случае становится возможным отбросить инерционные члены в уравнениях соответствующих δu и δv . Они будут удовлетворяться, в условиях отсутствия продольных нагрузок, если ввести функцию усилий в срединной поверхности F по формулам [4]: $N_{xx} = h \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}$; $N_{yy} = h \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}$; $T = -h \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}$.

В таком случае уравнение движения элемента сетчатой цилиндрической оболочки примет вид:

$$\begin{aligned}
& (A_{40} - 2A_{22}) \frac{\partial^3 F}{\partial x \partial y^2} \frac{\partial w}{\partial x} + A_{22} \frac{\partial^3 F}{\partial x^3} \frac{\partial w}{\partial x} + (2A_{13} - A_{31}) \frac{\partial^3 F}{\partial x^2 \partial y} \frac{\partial w}{\partial x} + \\
& + A_{22} \frac{\partial^3 F}{\partial y^3} \frac{\partial w}{\partial y} + 2A_{31} \frac{\partial^3 F}{\partial y^3} \frac{\partial w}{\partial x} + 2A_{13} \frac{\partial^3 F}{\partial x^3} \frac{\partial w}{\partial y} + (A_{04} - 2A_{22}) \frac{\partial^3 F}{\partial x^2 \partial y} \frac{\partial w}{\partial y} + \\
& + (2A_{31} - A_{13}) \frac{\partial^3 F}{\partial x \partial y^2} \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \left[A_{40} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + A_{22} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - A_{31} \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \right] + \\
& + \left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{1}{R} \right] \left[A_{22} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + A_{04} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - A_{13} \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \right] + 4A_{31} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \\
& + 4 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \left[A_{13} \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} - A_{22} \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y} \right] - \frac{Eh^2}{12} \frac{(3A_{13} + 2A_{31}\nu)}{(1+\nu)} \frac{\partial^4 w}{\partial x \partial y^3} - \\
& - \frac{Eh^2}{12} \left[\frac{(A_{40} + \nu)}{(1-\nu^2)} \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \frac{(A_{40}\nu + 4A_{22} + A_{04}\nu)}{(1+\nu)} \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} \right] + \frac{3(A_{31} - A_{13})}{2} \frac{\partial^4 w}{\partial x^3 \partial y} - \\
& - \frac{Eh^2}{12} \left[\frac{(3A_{31} + 2A_{13}\nu)}{(1+\nu)} \frac{\partial^4 w}{\partial x^3 \partial y} + \frac{(A_{22}\nu + A_{04})}{(1-\nu^2)} \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right] - \frac{Eh^2 l^2}{12(1+\nu)} \frac{A_{22}}{2} \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + \\
& + \frac{Eh^2 l^2}{12(1+\nu)} \left[(3A_{22} - A_{04} - A_{40}) \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} - \frac{3(A_{13} - A_{31})}{2R^3} \frac{\partial^4 w}{\partial \alpha \partial \beta^3} - \frac{A_{22}}{2R^2} \frac{\partial^4 w}{\partial \beta^4} \right] = \\
& = 2\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2\varepsilon \rho \frac{\partial w}{\partial t} - 2 \frac{q}{h},
\end{aligned}$$

К нему следует присоединить уравнение неразрывности деформаций:

$$\begin{aligned}
& \frac{A_{40} - A_{22}\nu}{E} \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} + \frac{(4+2\nu)A_{22} - \nu(A_{04} + A_{40})}{E} \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} + \\
& + \frac{A_{13}\nu - (3+2\nu)A_{31}}{E} \frac{\partial^4 F}{\partial x \partial y^3} + \frac{(A_{04} - A_{22}\nu)}{E} \frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + \\
& + \frac{A_{31}\nu - (3+2\nu)A_{13}}{E} \frac{\partial^4 T}{\partial x^3 \partial y} = \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}
\end{aligned}$$

К уравнения следует присоединить граничные и начальные условия.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 18-38-00878 мол_а, № 16-08-01108а, № 16-01-00721а, № 18-01-00351а, 18-41-700007 р_а

Литература

1. Ерофеев В. И. Волновые процессы в твердых телах с микроструктурой. - М.: Изд-во Моск. Ун-та, 1999. - 328с.
2. F. Yang, A. C. M. Chong, D. C. C. Lam, and P. Tong, "Couple stress based strain gradient theory for elasticity", Int. J. Solids Struct. 39 (2002), 2731-2743.
3. Пшеничников Г. И. Теория тонких упругих сетчатых оболочек и пластинок. М.: Наука, 1982. 352 с.
4. Вольмир А.С., Нелинейная динамика пластин и оболочек, Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1972г., 432 стр.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ МЕЖДУ ПЛЕНКОЙ И ПОДЛОЖКОЙ ПРИ НАГРЕВЕ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Е. С. Парфенова, А. Г. Князева

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Инженерная школа новых производственных технологий
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, д. 30.
E-mail: Linasergg@mail.ru

Введение. На сегодняшний день процессы взаимодействия концентрированных потоков энергии с материалами исследуются достаточно активно. К основному преимуществу данных методов можно отнести возможность получения новых материалов с уникальными свойствами, которые отвечают современным технологическим требованиям и которые затруднительно получить другими способами. Поверхностная обработка металлов потоком электронов способствует нагреву поверхности мишени и может использоваться для модификации предварительно нанесенного покрытия [1] и улучшения адгезии системы покрытие/пленка-подложка [2]. В работе [3] показано, что изменения в поверхностных слоях обрабатываемых материалов могут происходить при достаточно низких температурах, т.е. в режиме отсутствия плавления. Однако при этом наблюдаются значительные изменения состава и структуры.

Установлено, что процесс поверхностной обработки, в частности, потоком электронов, сопровождается многочисленным физико-химическими процессами: нагрев, фазообразование, перемешивание, генерация упругих волн механических возмущений [4]. Экспериментальное исследование указанных процессов затруднено, поскольку они протекают одновременно. Кроме того, известные экспериментальные методы не позволяют исследовать процессы, протекающие на достаточно малых временах. В отличие от экспериментальных работ, математическое моделирование позволяет детально исследовать процесс обработки на всех его стадиях, изучить роль каждого возникающего явления в отдельности и выявить взаимосвязь между интересующими процессами. В работах [5-6], например, представлены математические модели, описывающие эволюцию механических возмущений, возникающих при взаимодействии пучков заряженных частиц с поверхностью металла, но собственно процесс внедрения частиц (начальная стадия обработки) не рассматривается. Без учета динамических эффектов анализируется процесс электронно-лучевого воздействия на систему покрытие-подложка в работах [7-8]. Взаимосвязь разномасштабных процессов - диффузии примеси и распространения упругих волн в изотермическом приближении - изучается в [9].

Цель данной работы исследовать начальную стадию процесса взаимодействия потока электронов с поверхностью металла с предварительно нанесенной тонкой пленкой. Модель позволяет изучать взаимодействие нелинейных волн разной физической природы, распространяющихся совместно в неизотермических условиях. Предполагается, что частицы обладают энергией, достаточной для генерации упругих волн механических возмущений в поверхности мишени, и приводят к изменению температуры.

Математическая постановка. Предположим, что возникающие напряжения - упругие, скорости, ускорения и деформации малы, тогда для описания взаимодействия волн концентрации, тепловых волн и волн напряжений (деформаций) при воздействии потока электронов необходимы уравнение баланса массы, уравнение теплопроводности и уравнение движения. Определяющие соотношения соответствуют теории обобщенной термоупругой диффузии [10]. За основу возьмем разработанную ранее модель [11], описывающую процесс внедрения частиц в поверхность мишени с покрытием в приближении одноосного нагружения. Внутренняя граница разделяет материалы с разными свойствами (покрытие - А, подложки - В).

Уравнения в безразмерных переменных для первого материала (в пленке) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 S_A}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2 \Theta_A}{\partial \tau^2} + \gamma \frac{\partial^2 C_A}{\partial \tau^2} &= \frac{\partial^2 S_A}{\partial \xi^2}, \\ \frac{\partial C_A}{\partial \tau} + \tau_{DA} \frac{\partial^2 C_A}{\partial \tau^2} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left[F(\Theta_A) \frac{\partial C_A}{\partial \xi} \right] - M\omega\gamma \frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_A \frac{F(\Theta_A)}{\Theta_A + \sigma_A} \frac{\partial S_A}{\partial \xi} \right], \\ \tau_{qA} \frac{\partial^2 \Theta_A}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \Theta_A}{\partial \tau} &= \\ &= \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 \Theta_A}{\partial \xi^2} - \omega(\sigma_A + \Theta_A) \frac{\partial S_A}{\partial \tau} - \\ &\quad - \tau_{qA} \omega \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(\sigma_A + \Theta_A) \frac{\partial S_A}{\partial \tau} \right]. \end{aligned}$$

Уравнения для материала подложки В:

$$\begin{aligned} \frac{1}{K_E} \frac{\partial^2 S_B}{\partial \tau^2} + K_{\alpha T} \frac{\partial^2 \Theta_B}{\partial \tau^2} + K_{\alpha \gamma} \frac{\partial^2 C_B}{\partial \tau^2} &= \frac{1}{K_{\rho}} \frac{\partial^2 S_B}{\partial \xi^2}, \\ \frac{\partial C_B}{\partial \tau} + \tau_{DB} \frac{\partial^2 C_B}{\partial \tau^2} &= \\ &= \frac{\partial}{\partial \xi} \left[F(\Theta_B) \frac{\partial C_B}{\partial \xi} \right] - \frac{M \omega \gamma K_{\alpha}}{K_{\rho}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_B \frac{F(\Theta_B)}{\Theta_B + \sigma_B} \frac{\partial S_B}{\partial \xi} \right], \\ \frac{K_{\rho} K_C}{\alpha T} \tau_{qB} \frac{\partial^2 \Theta_B}{\partial \tau^2} + \frac{\partial \Theta_B}{\partial \tau} &= \\ &= \frac{K_{\lambda}}{Le K_{\alpha T}} \frac{\partial^2 \Theta_B}{\partial \xi^2} - \omega (\sigma_B + \Theta_B) \frac{\partial S_B}{\partial \tau} - \\ &\quad - \tau_{qB} \omega \frac{\partial}{\partial \tau} \left[(\sigma_B + \Theta_B) \frac{\partial S_B}{\partial \tau} \right]. \end{aligned}$$

Граничные и начальные условия:

$$\xi = 0: \bar{J}_A = 0, \bar{J}_q = \mu \varphi(\tau), S_A = S_0 \varphi(\tau),$$

$$\xi \rightarrow \infty: C_k = 0, S_k = 0,$$

$$\tau = 0: C_k = \begin{cases} 1.0, & 0 \leq \xi \leq h \\ 0.0, & \xi > h \end{cases},$$

$$S_k = 0, \Theta_k = \Theta_0, \frac{\partial C_k}{\partial \tau} = 0, \frac{\partial S_k}{\partial \tau} = 0,$$

$$\xi = h: \bar{u}_A = \bar{u}_B, S_A = S_B, C_A = C_B, \bar{J}_A = \bar{J}_B, \bar{J}_{qA} = \bar{J}_{qB}.$$

где C_k - концентрация диффузанта в покрытии ($k=A$) и в подложке ($k=B$); S_k - компонента тензора напряжений в материалах $k=A$ и $k=B$ в направлении облучения; Θ_k - температура, $k = A, B$.

Наличие внутренней границы приводит к появлению параметров модели, характеризующих отношение свойств материала покрытия и основного материала:

$$\begin{aligned} K_E &= E_B / E_A, \\ K_{\alpha T} &= \alpha_{TB} / \alpha_{TA}, & K_{\alpha} &= \Delta \alpha_B / \Delta \alpha_A, \\ K_{\rho} &= \rho_B / \rho_A, & K_{\lambda} &= \lambda_B / \lambda_A, & K_C &= C_{\sigma B} / C_{\sigma A}, \end{aligned}$$

где α_{Tk} - коэффициент теплового расширения; $C_{\sigma k}$ - теплоемкость; λ_{Tk} - коэффициент теплопроводности; $\Delta \alpha_k = \alpha_k - \alpha_0$ - разность коэффициентов концентрационного расширения диффузанта α_k и основного материала α_0 ; E_k - модуль упругости.

Остальные параметры модели - τ_{Dk} , M , ω ,

$$\tau_{qk}, \gamma, Le, \mu, S_0.$$

Поставленная задача была решена численно по невязной разностной схеме.

Результаты. Полагаем, что граница раздела материалов соответствует точке $h = 0.025$; на поверхность мишени действует одиночный синусоидальный импульс:

$$\varphi(\tau) = \begin{cases} 0.02 \sin\left(\frac{\pi \tau}{\tau_{imp}}\right), & \tau \leq \tau_{imp}, \quad \tau_{imp} = 0.025. \\ 0.0, & \tau > \tau_{imp} \end{cases}$$

В работе представлены решения связанной задачи, полученные для системы Mo(Ni), значения основных параметров модели: $\tau_D^{Ni} = 0.03$, $\tau_D^{Mo} = 0.015$, $\tau_q^{Ni} = 0.0006$, $\tau_q^{Mo} = 0.0001$, $\omega = 0.001$, $\gamma = -0.003$.

На рис. 1 показаны распределения температуры для времен, сравнимых со временами релаксации потока массы. Видно, что в момент времени 1 на границе раздела материалов присутствует перегиб температуры: незначительное понижение. В дальнейшем, температурное распределение выравнивается, но на границе имеется искажение.

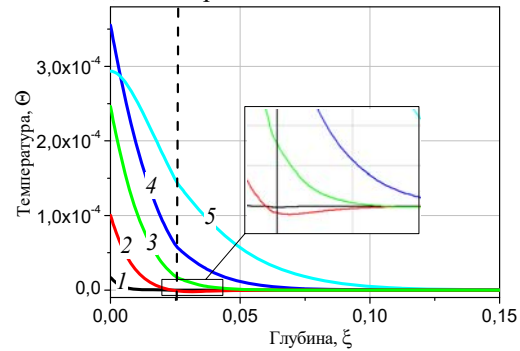


Рис. 1. Распределение температуры в разные моменты времени. Моменты времени τ : 1 - 0.0015; 2 - 0.005; 3 - 0.01; 4 - 0.015, 5 - 0.025

Примеры распределения концентраций и деформаций представлены на рис. 2.

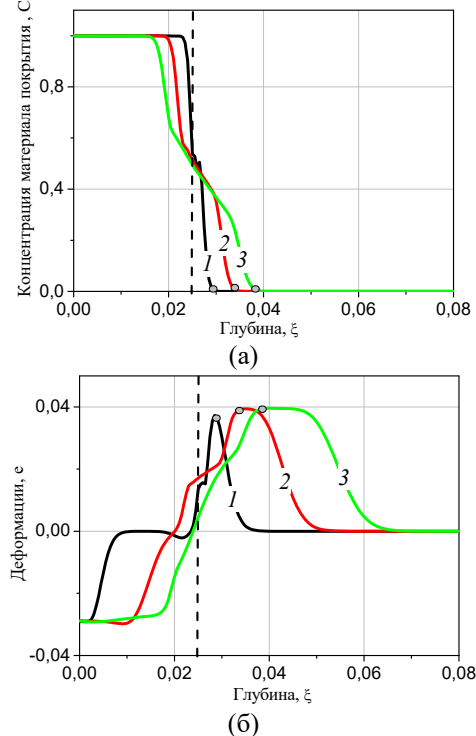


Рис.2. Пример решения связанной задачи для системы Mo(Ni): а - распределение концентрации диффузанта Ni; б - распределения деформации. Моменты времени τ : 1 - 0.005, 2 - 0.015, 3 - 0.025

После того, как волна деформаций доходит до границы раздела, что соответствует времени $\tau \approx 0.013$, она частично отражается от этой границы, а частично проходит во второй материал. С этими явлениями связаны смена знака деформаций и перегибы на кривых (рис. 2, б, серые точки). Поскольку скорость механической волны выше, чем диффузионной, первая со временем убегает вперед.

Пока действует внешний импульс, продолжается нагрев, затем нагрев прекращается, и материал покрытия проникает в материал подложки вследствие не диффузионного механизма переноса, а из-за наличия градиента деформаций (напряжений) в окрестности границы раздела материалов. Для моментов времени, меньших, чем относительное время релаксации $\tau_D^{Mo} = 0.015$, точка положения переднего фронта волны концентрации соответствует экстремуму деформации. Далее в этих же точках наблюдается искажение профиля упругой волны.

Заключение. Показано, что взаимодействие волн концентрации материала покрытия и деформации приводит к искажению последней. После прекращения действия импульса перераспределение материалов происходит благодаря наличию градиента деформаций. В зависимости от исследуемой системы материалов искажение профиля распределения тепловой волны в области раздела материалов может усиливаться.

Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РФФИ, грант № 16-01-00603.

Литература

1. Алонцева Д.Л., Красавин А.Л., Погребняк А.Д., Рахметуллина С.Ж., Русакова А.В. Модификация электронным облучением структурно-фазового состояния и свойств плазменно-детонационных покрытий на основе Ni-Cr // Перспективные материалы. – 2013. – №1. – С. 5-12.
2. Ласковнев А.П., Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А. и др. Модификация структуры и свойств эвтектического силумина электронно-ионно-плазменной обработкой. Минск: Беларус. навука, 2013. 287 с.
3. Степанова Е.Н., Грабовецкая Г.П., Тересов А.Д., Мишин И.П. Эволюция структуры и спектра разориентировок границ зерен субмикроструктурного молибдена при облучении импульсным электронным пучком // Изв. Вузов. Физика. – 2018. – №1. – С. 1-7.
4. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортон В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М.: Физматлит, 2003. 288 с.
5. Амиханов И.В., Пузынин И.В., Пузынина Т.П., Сархадов И. Исследование термоупругих эффектов в металлах в рамках модифицированной модели термического пика // Вестник РУДН. Серия Математика. Информатика. Физика. – 2013. – №2. – С. 77-84.
6. Бойко В.И., Данейкин Ю.В., Пименов Э.Ю., Лисов В.И. Характеристики ударно-волнового возмущения в металлах при облучении ионными пучками // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2014. – Т.57. – №11/2. – С. 151-156.
7. Sorokova S.N., Knyazeva A.G. Solid phase synthesis of coating on the base under the electron beam surfacing // Applied Mechanics and Materials. – 2013. – Vol. 379. – P. 60-65.
8. Иванов Ю.Ф., Петрикова Е.А., Иванова О.В., Иконникова И.А., Тересов А.Д., Шугуров В.В., Крысина О.В. Модификация интенсивным импульсным электронным пучком системы покрытие (TiN) – подложка (BT1-0) // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т.58. – №3. – С.75-81.
9. Демидов В.Н., Князева А.Г., Ильина Е.С. Особенности моделирования диффузионных процессов в упругом теле при его поверхностной модификации частицами // Вестник ПНИПУ. Механика, Сборник «Математическое моделирование систем и процессов». – 2012. – №3. – С.25-49.
10. Sherief H.H., Hamza F., Saleh H. The Theory of Generalized Thermoelastic Diffusion // Int. J. Eng. Sci. – 2004. – V.42. – P. 591-608.
11. Parfenova E.S. The Mathematical Modeling of the Initial Stage of Ion Implantation into the Target with Coating // Key Engineering Materials. – 2017. – Vol.743. – P. 138-141.

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К МОДЕЛИРОВАНИЮ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

С.В. Пашков

Научно-исследовательский институт Прикладной математики и механики Томского государственного университета

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

E-mail: s300@ngs.ru

Для большинства задач разрушения трещинообразование и фрагментация являются существенно вероятностным процессом, который определяется стохастическим характером распределения неоднородностей внутренней структуры материала [1]. Особенно наглядно это проявляется для осесимметричных задач (например, разрушение оболочек вращения под действием продуктов взрыва [2-4]).

Долгое время вероятностный подход для подобных задач ограничивался аналитическими зависимостями параметров осколочного спектра от скорости деформации, определяемых моделью Мотта и её вариантами [1]. В настоящее время развитие компьютерных технологий делает наиболее перспективным подход, позволяющий при численном моделировании учесть неоднородность внутренней структуры тела путём распределения физико-механических характеристик, отвечающих за прочность [3, 4].

Основным препятствием для вероятностного характера трещинообразования при классическом подходе к моделированию является то, что в структуре материала отсутствуют неоднородности, в реальной ситуации обеспечивающие образование микротрещин и локальную релаксацию напряжений в прилегающем объёме на более ранних этапах деформирования. Следовательно, для придания процессу вероятностного характера, приближенного к реальности, распределение прочностных характеристик по объёму образца (узлам и ячейкам расчетной области) должно обеспечивать некий разброс предельных состояний материала, при которых начинается образование микротрещин. При этом информация о реальной внутренней структуре становится избыточной и даже для композитов при численном моделировании становится возможным использовать эффективные значения физико-механических и прочностных характеристик.

Авторы предлагают распределять предел текучести и предельное значение параметра поврежденности, которое используется в качестве критерия разрушения. Если используемая модель накопления и роста поврежденности не предполагает явной связи между выбранными параметрами, то их распределения считаются независимыми, поскольку они зависят от разных дефектов структуры (например, дефекты на межзеренной границе могут препятствовать пластическим деформациям, но, в то же время, приводить к более раннему образованию микротрещин).

Вопрос выбора закона распределения (нормальное, экспоненциальное, распределение Вейбулла и прочие многопараметрические распределения) для описываемого вероятностного подхода может вызвать дискуссию, однако численные эксперименты с разрушением толстостенных цилиндрических оболочек [2] показали, что на формирование осколочного спектра дисперсия начального распределения прочностных свойств оказывает более сильное влияние, чем его форма, что снижает требования, предъявляемые к выбору закона распределения и позволяет в аналитических и численных расчетах с одинаковым успехом использовать практически любой унимодальный закон. Определяющее влияние дисперсии распределения вполне согласуется с теоретическими представлениями – реализоваться в макротрещины смогут не все неоднородности и дефекты структуры, а лишь те, чьё отклонение от среднего значения превышает определенную величину. Другими словами, формирование осколочного спектра для конкретной задачи определяется ограниченным участком (рис. 1) функции распределения предельных значений. Ширина этого участка зависит от скорости деформации и определяется исходя из условия распространения волн разгрузки (от первых микротрещин) на весь объём разрушаемого образца. В дальнейшем происходит локализация деформаций, рост и слияние трещин и вид функции распределения на оставшемся диапазоне уже практически не влияет на крупную фракцию осколочного спектра.

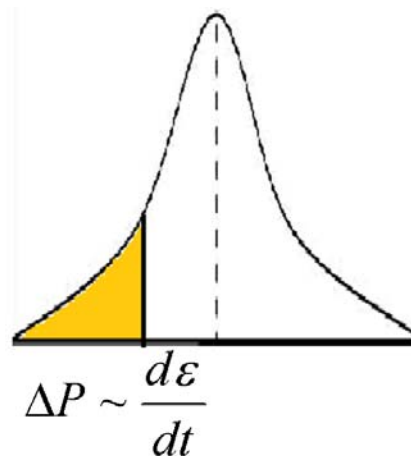


Рис. 1. Участок функции распределения предельных значений, определяющий формирование осколочного спектра, ограничен и зависит от скорости деформации.

Поскольку речь идет о неоднородностях на микроуровне, на их распределение влияет большое количество относительно независимых параметров, что, фактически, является определением нормального закона распределения в теории вероятности. Поэтому авторы предлагают использовать нормальное (гауссовское) распределение, как более обоснованное теоретически и удобное для моделирования в отличие от работ [3, 5], в которых используется распределение Вейбулла, вытекающее из степенной «функции катастроф» в теории Мотта.

При отсутствии привязки к эксперименту используется, как правило, дисперсия, соответствующая 10-процентному практическому интервалу (99% значений случайной величины попадают в интервал $\pm 10\%$ от номинального значения [2]). Использование нормального закона для распределения позволяет достаточно легко математически выделить интересующий интервал и исключить нефизические значения случайных величин.

Рассмотрим предлагаемый вероятностный подход более подробно, на примерах моделирования задач динамического разрушения.

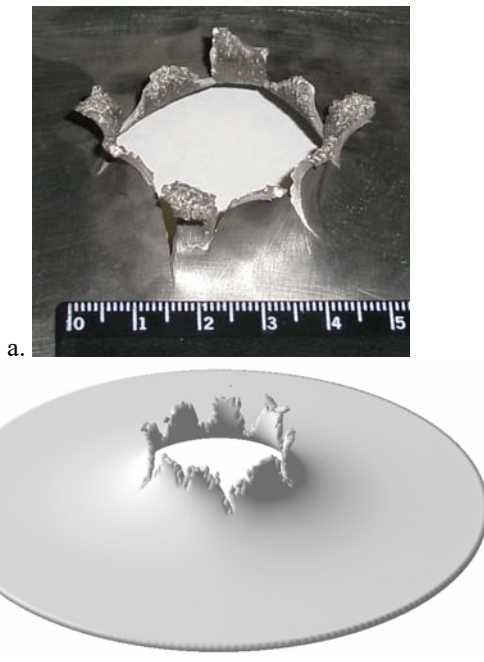


Рис. 2. Пробитие пластины толщиной 1,7 мм из сплава АМг6 алюминиевым сферическим ударником диаметром 9 мм, скорость соударения 800 м/с; а – эксперимент, б - численное моделирование.

На рис. 2а представлен результат эксперимента по пробитию тонкой металлической преграды, проведенного в НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета на легкогазовой пушке [6]. Эксперимент показывает характерные рваные края, «лепестки», количество которых в общем случае зависит от скорости соударения и прочностных характеристик материала.

Численное моделирование данной задачи проводилось в лагранжевой постановке на тетраэдрической сетке. В качестве параметра поврежденности для критерия разрушения использовалась эквивалентная пластическая деформация (1).

$$d\varepsilon^{экв} = \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p} \quad (1)$$

где $d\varepsilon_{ij}^p$ – тензор приращения пластических деформаций.

При выполнении критерия разрушения (2) материал считался разрушенным и происходило образование микротрещины.

$$\varepsilon^{экв} \geq \varepsilon_{max}^{экв} \quad (2)$$

Начальные неоднородности структуры моделировались распределением предела текучести и предельных значений эквивалентной пластической деформации (используемых в критерии разрушения) по ячейкам расчетной области с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего случайную величину, подчиняющуюся нормальному закону распределения (3) с математическим ожиданием x_0 и дисперсией σ^2 :

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (-\infty \leq x \leq \infty) \quad (3)$$

Поскольку нормальное распределение определено на $(-\infty, \infty)$, в практических приложениях требуется ограничить интервал, исключив области, вероятность попадания в которые близка к нулю. Многие исследователи ограничивают интервал распределения, исходя из «правила трёх σ », но в инженерных расчётах часто используется другой вариант записи нормального закона распределения (4), позволяющий явно выделить область 50% вероятности:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\rho}{E\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\rho^2(x-x_0)^2}{E^2}} \quad (4)$$

где $E = \rho\sqrt{2\sigma}$, $\rho \approx 0.477 = \text{const}$.

В интервал $[x_0-E; x_0+E]$ попадает 50% случайных величин, в интервал $[x_0-2E; x_0+2E]$ – около 82%, в интервал $[x_0-3E; x_0+3E]$ – около 96%, в интервал $[x_0-4E; x_0+4E]$ – более 99%. В силу этого на практике, как правило, для распределения случайных величин по нормальному закону используют «практический интервал» $[x_0-4E; x_0+4E]$. Это позволяет уменьшить объём вычислений и исключить нефизические значения случайных величин.

В рамках описываемого вероятностного подхода считалось, что каждая ячейка имеет независимое значение предельной эквивалентной пластической деформации. Модифицированный генератор случайных чисел, используемый для генерации в ячейке предельного значения эквивалентной

пластической деформации, выдавал нормальное распределение:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}})^2}{2\sigma^2}} \quad (5)$$

на интервале

$$x \in [\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}} - 0.1\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}; \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}} + 0.1\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}] \text{ со}$$

средним арифметическим, равным $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ и дисперсией 10% практического интервала (учитывая $4E=0.1 \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$):

$$\sigma = \frac{0.1\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}}{4\sqrt{2}\rho} \quad (6)$$

Аналогичный подход использовался для распределения предела текучести по ячейкам расчётной области.

Сравнение экспериментальных и численных результатов, показывает, что применение вероятностного подхода в данном случае позволило в геометрически осесимметричной задаче описать локализацию деформаций на радиальных трещинах и обеспечить хорошее совпадение с экспериментом по числу и форме «лепестков».

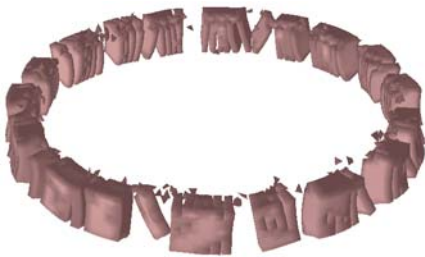


Рис. 3. Фрагменты разрушенного кольца, надетого на заполненную взрывчатим веществом медную трубу.

Разрушение стального кольца, надетого на заполненную взрывчатим веществом металлическую трубу (exploding cylinder test) [3, 4] также является хорошей иллюстрацией вероятностного подхода, так как схема эксперимента обеспечивает достаточно равномерную радиальную скорость по всей окружности. В связи с тем, что скорость деформации практически одинакова для всех точек кольца, разделение его на фрагменты происходит благодаря наличию внутренних неоднородностей и локализации деформаций на самых крупных из них (рис. 3).

На рис. 4 видно, что итоговый осколочный спектр, полученный для расчёта с использованием 10% практического интервала, качественно и количественно согласуется с результатами экспериментов [4] как по количеству формируемых фрагментов, так и по их массам. Стоит отметить, что в [4] авторы также приходят к выводу, что

выбор закона распределения не оказывает на осколочный спектр существенного влияния.

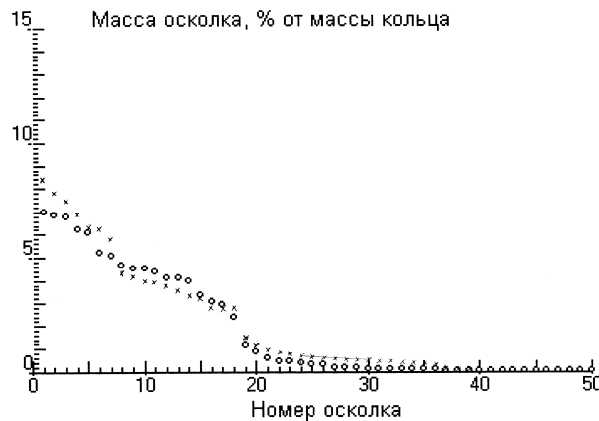


Рис. 4. Масса фрагмента кольца в зависимости от номера фрагмента, x - эксперимент [4], o - расчет.

Таким образом, введение в модель материала всего одного дополнительного параметра (дисперсии распределения прочностных свойств) позволяет придать процессу трещинообразования вероятностный характер, что соответствует экспериментальным данным и позволяет повысить точность расчетов без предварительного исследования структуры материала. Предложенный вероятностный подход может использоваться при любом шаге сетки и на любом уровне многоуровневого моделирования, обеспечивая распределение неоднородностей характерного размера. Подход может применяться при использовании любых моделей материала и критериев разрушения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №16-19-10264).

Литература

1. Наймарк О.Б., Уваров С.В., Давыдова М.М., Банникова И.А. Многомасштабные статистические закономерности динамической фрагментации // Физическая мезомеханика, 2017, том 20, № 1, с. 94-105.
2. Пашков С.В. Влияние распределения дефектов структуры на осколочный спектр при моделировании взрывного разрушения толстостенных цилиндрических оболочек // Труды ТГУ. Серия физико-математическая. (Под ред. Орлова М.Ю.) Том 302. Изд-во ТГУ, 2018.
3. Lambert D.E., Weiderhold J., Osborn J., Hopson M.V. Explosively driven fragmentation experiments for continuum damage modeling // Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME, 2012, Vol. 134, Issue 3, 031209.
4. Diep Q.B., Moxnes J.F., Nevstad G. Fragmentation of projectiles and steel rings using 3D numerical simulations // Proc. 21th Int. Symp. on Ballistics, 19–23 April 2004, Adelaide, Australia, 2004. P. 752.
5. Elek P., Jaramaz S. Modeling of fragmentation of rapidly expanding cylinders // Theoretical and Applied Mechanics, 2005, Vol. 32, Issue 2, p. 113-130.
6. Герасимов А.В., Добрица Д.Б., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф. Теоретико-экспериментальное исследование способа защиты космических аппаратов от высокоскоростных частиц // Космические исследования, 2016, том 54, № 2, с. 126–134.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОФРИРОВАННЫХ СЕТОЧНЫХ ЗАЩИТНЫХ ПРОТИВОМЕТЕОРИТНЫХ ЭКРАНОВ

Д.Б. Добрица¹, С.В. Пашков², Ю.Ф. Христенко²

¹Акционерное общество «Научно-производственное объединение им. С.А. Лавочкина»
141402, Московская область, г. Химки, Ленинградская ул., д. 24

E-mail: dobrica@laspace.ru

²Научно-исследовательский институт Прикладной математики и механики Томского государственного университета

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

E-mail: s300@ngs.ru

Проектирование космических аппаратов предполагает проведение комплекса мероприятий, в числе которых возможна экранная защита объекта или его отдельных систем для отражения угрозы высокоскоростного воздействия микрометеоритов и космического мусора. Повышение эффективности противометеоритной защиты связано с оптимизацией ее массы, поскольку перетяжеление конструкции космического аппарата, как правило, недопустимо из-за массовых ограничений, закладываемых при его проектировке.

Основное назначение защитного экрана – минимизация воздействия высокоскоростных частиц на основные системы космического аппарата. В зависимости от скорости взаимодействия, баллистическая кривая условно делится [1] на три участка: баллистический участок (скорость < 3 км/с), когда ударник движется недостаточно быстро для фрагментации и стойкость защитного экрана определяется прочностными свойствами; участок дробления (3–7 км/с), где ударник полностью или частично разрушается при соударении, превращаясь в расширяющееся облако фрагментов; и участок плавления/испарения (> 7 км/с), когда ударник плавится или испаряется при соударении. Наиболее опасным с точки зрения баллистического предела является участок 3–7 км/с, так как за защитным экраном облако фрагментов движется достаточно компактно и с достаточно высокой скоростью, чтобы повредить защищаемый объект. Учитывая высокую скорость столкновения (скорость частиц космического мусора находится в диапазоне 1–16 км/с, скорость микрометеоритов – 11–72 км/с), прочностные характеристики защитных экранов отходят на второй план и основной их задачей становится максимальное рассеивание импульса запреградного облака фрагментов.

Первый защитный экран (основанный на применении двойной стенки, так называемый щит Уиппла), был предложен ещё до начала космических полётов, в 1947 году [2]. Первоначально были разработаны соотношения, описывающие работоспособность экранов с двойной стенкой при воздействии метеорных частиц [3], в дальнейшем появились концепции многослойных щитов («Multishock») [1], а также сеточных экранов с двойным бампером (MDB) [4].

Высокая эффективность сеточных защитных экранов показана в работах [4–11]. Существуют многочисленные примеры щитов на космических

аппаратах [5], которые содержат металлические сетки.

В качестве примера исследования наклонных структур можно привести работу [12], где проводилось численное моделирование воздействия высокоскоростных частиц на алюминиевый ячеистый контейнер.

В настоящей работе предлагается концепция защитного экрана, которая объединяет достоинства использования сеточных экранов и наклонных поверхностей.

Рассмотрим удар по сеточной преграде под углом. Нет никаких сомнений, что эффективность защитных свойств экрана, расположенного под наклоном, будет выше. Поэтому, чтобы сравнение выглядело более корректным, будем рассматривать варианты сеточных экранов равной приведенной (по направлению удара) удельной массы. Идентичная удельная масса экрана достигается изменением одного из параметров базового типоразмера сетки (a_0 , d_0), где (a_0 – шаг сетки, d_0 – диаметр проволоки).

Для исследования эффективности наклонного сеточного защитного экрана проведено численное моделирование. В лагранжевой 3D-постановке рассматривается процесс взаимодействия сеточной преграды с компактным ударником в виде алюминиевого шарика, соответствующим по размеру характерным метеорным частицам, обладающим способностью пробить защитный экран. Тканый сеточный экран моделируется проволоками, уложенными слоями.

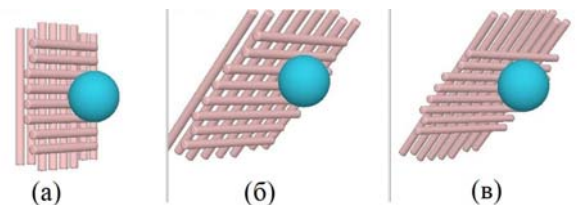


Рис. 1. Варианты сеточного защитного экрана равной удельной массы: а) экран расположен по нормали; б) экран расположен под углом 45° к нормали (шаг сетки увеличен); в) экран расположен под углом 45° к нормали (диаметр проволоки уменьшен).

На рис. 1 показаны варианты воздействия ударника на сеточный защитный экран равной приведенной удельной массой. В варианте (а) экран расположен перпендикулярно направлению движения

ударника (базовый типоразмер сетки a_0, d_0). В варианте (б) экран представляет собой сетку под наклоном (под углом 45° к нормали), с увеличением шага сетки в $\sqrt{2}$ раз ($a_0/\cos \varphi, d_0$). В варианте (в) соответствие удельной массы прямого и наклонного экранов достигается уменьшением диаметра проволоки в $2^{1/4}$ раза ($a_0, d_0\sqrt{\cos \varphi}$).

Для численного моделирования были выбраны следующие базовые размеры стальной сетки: шаг $a_0 = 0.5$ мм, диаметр проволоки $d_0 = 0.32$ мм. Диаметр алюминиевого ударника составлял 1.7 мм. Скорость удара во всех вариантах была 5 км/с.

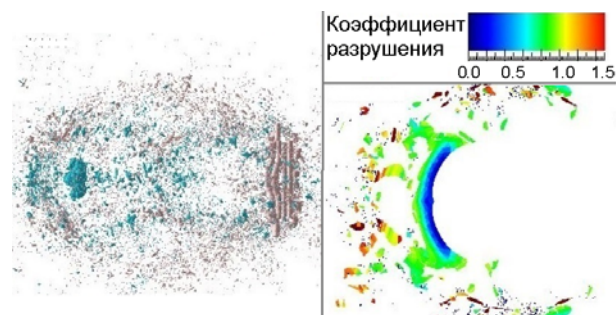


Рис.2. Облако фрагментов и степень поврежденности ударника для удара по нормали (схема на рис.1, а). Время = 5мкс.

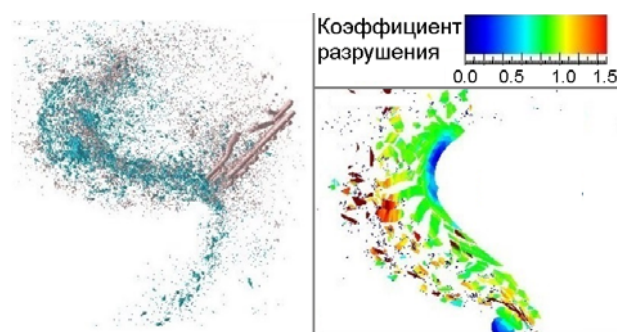


Рис.3. Облако фрагментов и степень поврежденности ударника при ударе под углом 45° с увеличением шага сетки в $\sqrt{2}$ раз (схема на рис.1,б). Время = 5мкс.

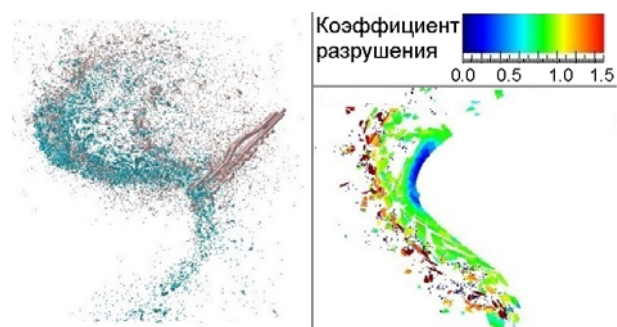


Рис.4. Облако фрагментов и степень поврежденности ударника при ударе под углом 45° с уменьшением диаметра проволоки в $2^{1/4}$ раз (схема на рис.1, в). Время = 5мкс.

Система уравнений, описывающая математическую модель движения упругопластической сплошной среды, приведена в

[13]. Определяющие соотношения брались в форме Прандтля-Рейса при условии пластичности Губера-Мизеса, уравнения состояния – в форме Ми-Грюнайзена.

Для описания разрушения использовался метод раздвоения разностной сетки по узлам [13] в сочетании с критерием разрушения по максимальным пластическим деформациям. При срабатывании критерия разрушения в окрестности узла, происходит разделение сетки и образуется свободная поверхность. При взаимодействии осколков и для контактных поверхностей использовалось условие идеального скольжения и непротекания по нормали.

На рисунках 2-4 приводятся результаты моделирования для каждого из трех вариантов защитного экрана, представленных на рисунке 1.

Таблица 1. Значения некоторых параметров, полученных по результатам численного моделирования

Параметр	Варианты сетки		
	(а)	(б)	(в)
Остаточная скорость, %	56	55	58
Процент разрушения ударника	31	71	76

В таблице 1 представлены параметры, по которым можно сравнить эффективность защитных свойств экрана: остаточная скорость и степень разрушения ударника (масса осколков, т.е. разрушенной части ударника, в процентах от его первоначальной массы).

При ударе по нормали (рис. 2), ударник в результате прохождения сетки был расплюснут, однако он в итоге сохранил свою целостность. В расчётах с расположением защитного экрана под углом (рис. 3-4), компактная, неразрушенная часть ударника оказалась значительно меньше, причём с достаточно высоким уровнем накопленной поврежденности, наблюдается рикошет части осколков.

Данные результаты полностью соответствуют ожиданиям – наклонная сеточная преграда эффективней прямой (равной приведенной массы) для всего диапазона размеров и скоростей:

- Для подавляющего диапазона углов подлёта увеличивается вероятность существенного изменения траектории.

- Увеличивается площадь и время контакта, соответственно, увеличивается передаваемый экрану импульс.

- Взаимодействие ударника с наклонной сеткой аналогично эффекту тёрки, что приводит к усилению фрагментации и уменьшению неразрушенной части ударника.

- Направление удара и увеличение интервала между взаимодействием с отдельными проволоками (струнами) способствует размазыванию импульса разрушенной части. Что является главной задачей защитного противометеоритного экрана.

- Для сетки, расположенной под наклоном, существенно уменьшается эффективный просвет,

что, при равной приведенной удельной массе позволяет эффективно улавливать частицы в более широком диапазоне размеров.

С технологической точки зрения наклонный экран, конечно, не имеет смысла, но можно предложить ряд конструктивных решений, позволяющих использовать этот эффект.

- штамповка, рельефная формовка (незначительный эффект при минимальных затратах);
- волнистая сетка с приданием поверхности экрана синусоидальной структуры;
- гофрированная сетка (рис.5);
- гофрированная или волнистая сетка, заключенная между слоями тонкой фольги или сетки с минимальной удельной массой (данный вариант достаточно технологичен с точки зрения изготовления и монтажа, его жесткость будет достаточна для удержания формы и упростит крепление к корпусу космического аппарата);
- гофрированная или волнистая сетка, заполненная пеной, обеспечивающей технологическую жесткость экрана;
- сложенные вместе два слоя гофрированной сетки (заполненной пеной), с ориентацией гофр во взаимно перпендикулярных направлениях образуют «сэндвич», который, по аналогии с фанерой, будет обладать повышенной жесткостью при максимальной технологичности (а ортогональность наклона гофр обеспечит максимальное размазывание импульса).

Отметим, что во всех случаях речь идет о ширине складок, соответствующей нескольким диаметрам ($4 \div 6d$) типовых наиболее опасных частиц, воздействующих на защитную конструкцию (в случае метеорно-техногенных воздействий ширина составит 8–12 мм).

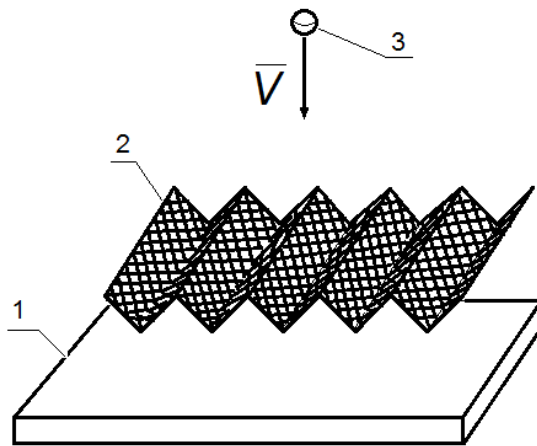


Рис. 5. Защитный экран из гофрированной сетки. 1 – Стенка космического аппарата; 2 – гофрированная сетка; 3 – микрометеорит.

Результаты численного моделирования в приведенных примерах подтверждают, что практически по всем показателям (эффективный просвет, остаточная скорость и процент разрушения) гофрированные сеточные экраны эффективнее обычных сеток при одинаковой

удельной массе. Конструкция защитных экранов на основе гофрированной металлической сетки (рис. 5) была запатентована авторами [14]. Она может с успехом применяться для защиты критичных элементов космических аппаратов от метеорно-техногенных воздействий. Перспективным направлением работ является исследование работоспособности многослойных разнесенных преград с использованием гофрированных металлических сеток в качестве одного из слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №16-08-00037а.

Литература

1. Christiansen, E., Design and Performance Equations for Advanced Meteoroid and Debris Shields, International Journal of Impact Engineering, 1993, Vol.14, pp.145-156.
2. Whipple, F.L., Meteorites and Space Travel, Astronomical Journal, 1947, No. 1161, p.131.
3. Cour-Palais, B.G. Meteoroid Protection by Multi-Wall Structures. AIAA Hypervelocity Impact Conference, AIAA, 1969, pp. 69-372.
4. E.L. Christiansen and J.H. Kerr, Mesh Double-Bumper Shield: A low-weight alternative for spacecraft meteoroid and orbital debris protection, International Journal of Impact Engineering, 1993, Vol.14, pp.169-180.
5. Protection Manual / IADC-WD-00-03. Inter-Agency Space Debris Coordination Committee, 2004.
6. Higashide M., Tanaka M., Akahoshia Y., Harada S., and Tohyama F., Hypervelocity impact tests against metallic meshes, International Journal of Impact Engineering, 33, 2006, 335–342.
7. G. S. Guan and R. T. Niu, Numerical Simulation of Hypervelocity Impact on Mesh Bumper Causing Fragmentation and Ejection, Key Engineering Materials, 2013, Vols. 525-526, pp. 401-404.
8. П.Н.Калмыков, Н.В.Лапичев, И.А.Михайлов, Н.Н.Мягков, А.В.Сальников, Т.А.Шумихин. Экспериментальные исследования фрагментации сферических алюминиевых ударников на сплошных и сеточных экранах при скоростях удара до 7 км/с. Мех. комп. матер. и констр, 2018 г., том 24, № 1.
9. M. Lin et al., Experimental and Numerical Study on the Mesh Bumper by Hypervelocity Impact, Advanced Materials Research, 2012, Vols. 457-458, pp. 108-112.
10. G. S. Guan and R. T. Niu, Numerical Simulation of Hypervelocity Impact on Mesh Bumper Causing Fragmentation and Ejection, Key Engineering Materials, 2013, Vols. 525-526, pp. 401-404.
11. Герасимов А.В., Добрица Д.Б., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф. Теоретико- экспериментальное исследование способа защиты космических аппаратов от высокоскоростных частиц// Космические исследования, 2016, т. 54, №2, с.126-134.
12. Xiaotian Zhang, Tao Liu, Xiaogang Li, & Guanghui Jia J. Hypervelocity impact performance of aluminum egg-box panel enhanced Whipple shield. Acta Astronautica, 2016, 119, 48–59. DOI: 10.1016/j.actaastro.2015.10.013.
13. Герасимов А.В. Высокоскоростной удар. Моделирование и эксперимент / А.В. Герасимов [и др.]. Томск: Изд-во НТЛ, 2016. 568 с.
14. Экран для защиты космического аппарата от высокоскоростного ударного воздействия частиц космической среды. Добрица Д.Б., Герасимов А.В., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф. Патент на изобретение № 2623782. 29.06.2017.

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОТРАБОТКИ ПРОЧНОСТИ ИЗДЕЛИЙ ИЗ НАПОЛНЕННЫХ ПОЛИМЕРОВ

Л.С. Поддьякова, д.т.н. И.И. Анисимов, к.т.н. Е.А. Чашихин, к.т.н. В.И. Степанов,
Н.М. Карманов, Д.Е. Торопов, Н.Ю. Демидов, Г.А. Бубнов

Акционерное общество «Федеральный научно-производственный центр «Алтай»
659322, г.Бийск, Алтайский край, ул. Социалистическая, 1

Для повышения конкурентоспособности крупногабаритных топливных элементов (ТЭ) энергетических установок (ЭУ) в коммерческом секторе экономики необходима оптимизация сроков и стоимости их экспериментальной отработки [1].

Современный аппарат компьютерного моделирования позволяет исследовать сложные закономерности поведения ТЭ и особенности структурно-механического состояния используемых в изделиях конструктивных материалов и сред. Для его успешного использования на практике необходима разработка методологии верификации расчетных моделей, решаемой посредством модельного и натурального эксперимента.

Многолетний опыт работы с полимерными материалами и изделиями из них позволил выделить факторы, определяющие работоспособность ТЭ, которые необходимо учитывать уже на начальном этапе проектирования. Среди них можно выделить неоднородность механических характеристик (МХ) полимерного материала в зонах контакта с конструктивными материалами и рабочими средами ЭУ, немонокотонность изменения МХ и газовыделение в объеме ТЭ при длительном хранении, эффекты нестационарного контактного взаимодействия раскрепленных торцов с корпусом в локальных зонах.

Использование нелинейно-вязкоупругих и термопластичных составов усложняет оценку НДС от комплекса одновременно действующих нагрузок и существенно увеличивает набор анализируемых вариантов. Дополнительно требуется экспериментальная проверка допустимости применения принципа суперпозиции НДС (оценка ошибки прогноза, вызванной данным упрощением).

Моделирование влияния вышеперечисленных факторов реализуется с использованием сопряженных задач механики деформируемого тела, газодинамики, термодинамики, что позволяет получать более точные оценки основных характеристик ТЭ и ЭУ на фазе проектирования [2].

Верификация моделей, описывающих основные эксплуатационные параметры полимерного материала проводится на модельных изделиях (МИ) массой до 100-300 кг.

Экспериментальная проверка достоверности расчетных схем и методов оценки НДС, используемых для прочностных расчетов ТЭ, проводится на полномасштабном инертном макете, оснащенном средствами измерения параметров деформирования корпуса и наполнителя, а также датчиками разработки ФНПЦ "Алтай" для измерения напряжений на границе скрепления ТЭ с корпусом.

Подтверждение работоспособности ТЭ и правильности принятых конструктивно-технологических ре-

шений осуществляется путем натурального эксперимента. Методология прочностной отработки базируется на проведении комплекса целевых испытаний (предельных, ресурсных, имитационных), позволяющих выявлять наиболее нагруженные зоны в разрабатываемой конструкции, а также закономерности механического поведения натурального объекта, не воспроизводимые в МИ. На этапе ОКР активно используются методы циклического и ступенчатого термостатирования, тепловой удар ТЭ, наддувы, методы проворотов и кантования, длительное хранение, ускоренные климатические испытания.

Многоциклового наддув позволил проводить экспериментальную проверку влияния на ТЭ предварительных нагрузжений (эффект Маллинза, необратимое деформирование, остаточные деформации корпуса) и соотносить их с результатами лабораторных экспериментов и численного моделирования. Уникальный по своей реализации динамический наддув обеспечивает проверку функционирования заманжетных зазоров и реализации штатной схемы скрепления ТЭ с корпусом на начальном этапе работы ЭУ.

В связи с возросшим приоритетом транспортных нагрузок разработан способ [3] моделирования длительного воздействия вибронгрузок на специальном стенде (рис.1). Также проводятся прямые транспортные испытания с замером параметров нагружения и НДС натурального изделия. Проверка на ударные воздействия осуществляется методом сброса ТЭ на жесткое основание.

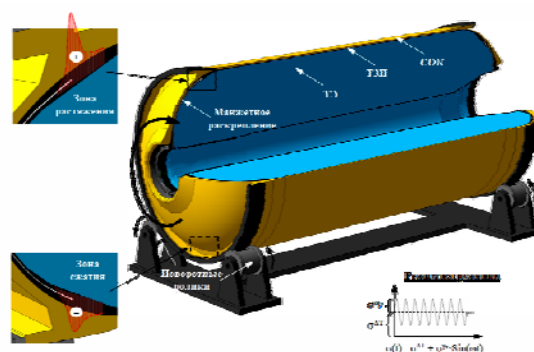


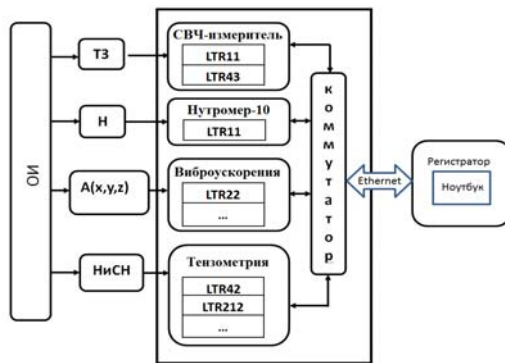
Рис. 1. Установка для моделирования длительного действия на ТЭ вибронгрузок

В целом объем наземной экспериментальной отработки прочности состоит из одного инертного и 4-5 натуральных испытаний общей длительностью 2-3 года. При условии предварительной отработки наполнителя на укрупненных образцах и модельных ДУ длительность и объем натуральных испытаний можно сократить на 20-30%.

Практическая реализация разработанной методологии отработки прочности потребовала совершенствова-

ния технических средств измерений (СИ) целого комплекса параметров ТЭ в процессе натурного эксперимента. В 2014-2015 годах для обеспечения работ с модельными и полномасштабными ЭУ разработаны автоматизированные измерительно-вычислительные комплексы (ИВК) «Стенд» и «Спектр».

ИВК «Спектр» (рис.2) предназначен для экспериментального определения параметров нагружения и прочностной работоспособности ТЭ в условиях длительных транспортировок, кантования, перегрузок. В его состав входят четыре измерительные системы для измерения виброускорений (ИС «Виброускорения»), нормальных и сдвиговых напряжений на границе ТЭ-корпус (ИС «Тензометрия»), относительных изменений торцевых зазоров (ИС «СВЧ-измеритель») и внутренних геометрических параметров изделия (ИС «Нутромер-10»).

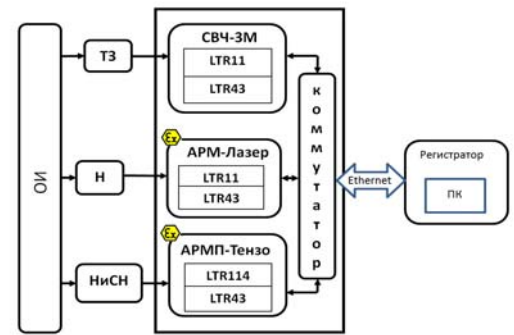


ОИ – объект измерений, ТЗ – торцевые зазоры,
Н – геометрические параметры,
А (х, у, z) – виброускорения,
НиСН – нормальные и сдвиговые напряжения

Рис.2. Структурная блок-схема ИВК «Спектр»

Параметры виброударного нагружения по трем направлениям определяются акселерометрами типа АНС. Для измерения НДС и изменений геометрических параметров изделия применяются датчики нормальных (ДНН) и сдвиговых (ДСН) напряжений, датчики перемещения контура канала (нутромеры), автодинные СВЧ-датчики для измерения перемещений раскрепленных торцов при динамическом нагружении.

ИВК «Стенд» (рис.3) предназначен для работы с модельными ЭУ при изготовлении, сборке и отработке эксплуатационных характеристик ТЭ. Основная цель создания ИВК «Стенд» – повышение информативности и достоверности экспериментальных данных о закономерностях нагружения и деформирования элементов конструкции при различных сочетаниях внешних силовых и температурных факторов, а также многократном воздействии нагрузок. Полученная информация также обеспечивает отработку и оптимизацию расчетно-экспериментальных моделей прогнозирования параметров прочности натуральных изделий. ИВК «Стенд» состоит из трёх измерительных систем: ИС «СВЧ-3М» для измерения изменений торцевых зазоров; ИС «АРМП-Тензо» для измерения нормальных и сдвиговых напряжений и локальных деформаций; ИС «АРМ-Лазер» для определения перемещений корпуса, а также диаметра канала ТЭ в различных по длине сечениях.



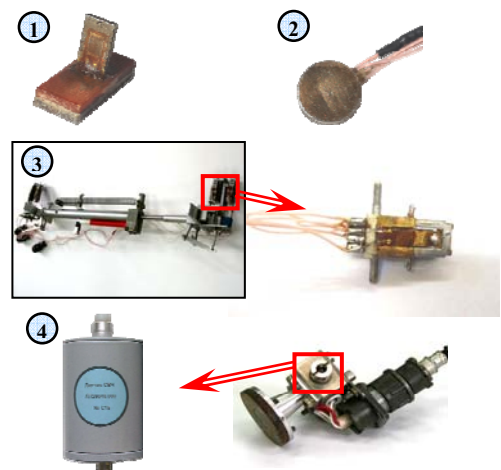
* ⚡ – прибор выполнен в искрозащищённом исполнении
ОИ – объект измерений, ТЗ – торцевые зазоры,
Н – геометрические параметры,
НиСН – нормальные и сдвиговые напряжения

Рис.3. Структурная блок-схема ИВК «Стенд»

Для работы в составе ИВК «Стенд» разработан ряд малогабаритных измерительных средств (рис.4) с требуемыми показателями точности: датчики локальных деформаций ДЛДТ с малой измерительной базой до 4 мм, датчики перемещения контура канала с диапазонами 83-105 мм и 130-190 мм, датчики перемещений торцов, малогабаритные датчики напряжений ДНН и ДСН.

Рассматриваемые ИВК работают под управлением специально разработанного ПО «АРМ-Универсал», обеспечивающего автоматизированное управление подготовкой и проведением измерений, регистрацией и обработкой сигналов СИ согласно методикам измерений, документирование результатов в виде, удобном для анализа. Вся информация по проведенным измерениям накапливается и хранится в базах данных.

Особенностью рассматриваемых ИВК является их модульная архитектура, позволяющая компоновать и использовать отдельные блоки, основанные на различных физических принципах измерений (потенциометрия, тензометрия, лазерная оптика, СВЧ, УЗИ, пьезомеханика), в зависимости от объемов и целевого назначения конкретного эксперимента.



1, 2 - датчики сдвиговых и нормальных напряжений;
3 - датчики локальных деформаций;
4 - СВЧ датчик перемещений

Рис.4. Малогабаритные датчики для измерения параметров ТЭ

Отработка ПО и верификация СИ, входящих в комплектацию ИВК, проводилась на этапе изготовления модельных, макетных и натурных ТЭ, что позволило получить уникальную экспериментальную информацию о напряженности изделий на различных фазах изготовления, эффектах ползучести композитных корпусов и особенностях формирования торцевых зон в натурных изделиях.

С помощью данных ИВК проведен большой комплекс экспериментальных работ с макетами разрабатываемых изделий трех типов, натурным малогабаритным изделием вспомогательной ЭУ и модельными ТЭ типа ОП-27. Это позволило оценить: фактический уровень транспортных вибронагрузок на элементы ЭУ и ТЭ при железнодорожной и автомобильной транспортировке; АЧХ и параметры формоизменения ТЭ; особенности механического поведения ТЭ и конструктивных элементов ЭУ в условиях различных температурных и силовых воздействий, перепадов давления.

Полученные результаты позволили оптимизировать конструктивные параметры наполнителя, обосновать требования по МХ натурных изделий и избежать необоснованной отбраковки ТЭ при контроле их качества.

Автоматизация измерений при помощи разработанных ИВК обеспечивает сокращение трудоемкости испытаний приблизительно в 1,5 раза и существенно уменьшает время пребывания людей, работающих с ЭУ, во вредных и опасных условиях.

В целом создание ИВК позволило в полной мере реализовать новые технологии изготовления и испытаний натурных и модельных изделий.

В заключение отметим, что в связи с необходимостью дальнейшего повышения конкурентоспособности твердотопливного направления в коммерческом секторе давно назрела необходимость создания единого подхода к проектированию и отработке ТЭ ЭУ, отличающегося пониженной себестоимостью и, в то же время, имеющего высокую информативность.

Для достижения качественно нового уровня экспериментальных и теоретических методов первоочередным является развитие следующих новых наукоемких задач и направлений:

- визуализация деформирования и выгорания ТЭ при работе ЭУ;

- применение новых физических принципов при разработке технических СИ параметров ТЭ;

- создание и применение специальных функциональных материалов для беспроводной бесконтактной диагностики структуры и оценки НДС изделия в процессе жизненного цикла;

- оценка технологических напряжений в конструкции ТЭ;

- определение топологии сливов массы при многосливной технологии изготовления ТЭ с целью дифференцированного назначения нормативов по МХ и сокращение отработки наполнителя.

Выводы:

1. В АО «ФНПЦ «Алтай» реализован большой комплекс методов эксплуатационных испытаний, имитирующих воздействие различных нагрузок и проводить верификацию моделей механического поведения ТЭ из наполненных полимеров.

2. Создано новое поколение измерительных систем и средств диагностики ТЭ ЭУ, отвечающее современным требованиям по информативности прочностных испытаний и полноте измеряемых параметров натурных изделий и нагрузок;

3. Указанные методические разработки и измерительные средства позволяют оптимизировать сроки и сократить объемы экспериментальной отработки прочности изделий.

Литература

- 1 Яскин А.В. Конструкции и отработка ракетных двигателей на твердом топливе /А.В. Яскин; Алт. гос. техн. ун-т, БТИ. – Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2010. – 200 с.

- 2 Жарков А.С. и др. Особенности деформирования и формоизменения ТЭ при эксплуатационном нагружении изделий РКТ /А.С. Жарков, А.В. Литвинов, И.И. Анисимов, Е.А. Чашихин, В.И. Степанов, Л.С. Поддякова //Высокоэнергетические материалы: демилитаризация, антитерроризм и гражданское применение: Тезисы XII Международной конференции «НЕМs-2016». – Томск: Издательский дом ТГУ, 2016. – С.80-83.

- 3 Пат. 2607202 РФ МПК F02/K 9/96. Способ испытаний скрепленных с корпусом зарядов РДТТ /А.С. Жарков, И.И. Анисимов, А.В. Литвинов, Е.А. Чашихин, В.И. Степанов, С.П. Огородников. Заявлено 23.07.2015. Опубл. 10.01.2017. Бюл.№1. – 12 с.: ил.

МНОГОСЛОЙНЫЕ МЕТАЛЛО-ИНТЕРМЕТАЛЛИДНЫЕ КОМПОЗИТЫ ДЛЯ ЗАЩИТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

А. А. Попов^{1,2}, А. С. Зелепугин^{1,2}, С. А. Зелепугин^{1,2}

¹ Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

² Томский научный центр СО РАН

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

E-mail: popov.alexey1997@gmail.com

Металло-интерметаллидные слоистые композиционные материалы (МИСКМ) в настоящее время являются перспективными конструкционными материалами. Заданный набор структурных и функциональных свойств делает эти материалы полезными для применения в качестве элементов защитных конструкций [1].

МИСКМ представляют собой многослойную композицию из взаимно чередующихся слоев интерметаллида и металла или сплава. Среди возможных МИСКМ выделяются системы титан-триалюминид титана (Ti-Al₃Ti), так как они обладают уникальным и наиболее оптимальным сочетанием физико-механических свойств вследствие комбинации высокой твердости и жесткости интерметаллидных слоев Al₃Ti и высокой трещиностойкости и пластичности слоев титана. Данный металло-интерметаллидный композит обладает повышенными удельными прочностными характеристиками, сравнимыми со сталью и керамическими материалами [1].

В исследованиях поведения МИСКМ при динамическом нагружении преобладают экспериментальные работы, однако в условиях высокоскоростного удара сложно регистрировать динамику процесса, что существенно затрудняет выявление механизмов разрушения. В то же время численное моделирование позволяет исследовать особенности деформирования и разрушения взаимодействующих тел во времени [2, 3].

В данной работе численно моделируются процессы деформирования и разрушения МИСКМ Ti-Al₃Ti при высокоскоростном ударе. Разрушение слоев из титанового сплава описывается с помощью кинетической модели активного типа, интерметаллидных слоев – с помощью модели хрупкого разрушения [2, 3]. Используется также модель разрушения эрозионного типа [4]. В расчетах варьировалась начальная скорость ударника с целью оценки прочностных характеристик МИСКМ и возможности их использования в качестве элементов защитных конструкций.

Постановка задачи

В работе используется модель, характеризующаяся наличием в материале микрополостей (трещин, пор). Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом микроповреждений:

$$V_f = \frac{W_f}{\rho_c W_c}, \quad (1)$$

где W_f – объем, занимаемый микрополостями, ρ_c – плотность неповрежденной части, W_c – объем, занимаемый неповрежденной частью.

Система основных уравнений, описывающая нестационарные адиабатические движения прочной сжимаемой среды с учетом зарождения и роста микрополостей состоит из уравнения неразрывности, движения, энергии, являющихся следствием законов сохранения массы, импульса и энергии [2]. Уравнение состояния типа Ми-Грюнайзена (с выделением «холодной» и «тепловой» частей) определяет давление в неповрежденном веществе во всем диапазоне условий нагружения как функцию удельного объема, удельной внутренней энергии и удельного объема повреждений:

$$P_c = \rho_0 a^2 \mu + \rho_0 a^2 \left[1 - \frac{\gamma_0}{2 + 2(b-1)} \right] \mu^2 + \rho_0 a^2 \left[2 \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) (b-1) + 3(b-1)^2 \right] \mu^3 + \gamma_0 \rho_0 E, \quad (2)$$

где $\mu = \frac{V_0}{V - V_f} - 1$, γ_0 – коэффициент Грюнайзена, V_0 и V – начальный и текущий удельные объемы, a и b – константы адиабаты Гюгонио, описываемой линейным соотношением $u_s = a + v_p$, где u_s – скорость ударной волны, v_p – массовая скорость вещества за фронтом ударной волны.

На изменение пористости влияет только шаровая компонента напряжения или давление, а компоненты девиатора напряжений ограничены независимой девиаторной функцией текучести:

$$2G \left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) = \frac{ds_{ij}^0}{dt} + \lambda s_{ij}, \quad (3)$$

где $\frac{ds_{ij}^0}{dt} = \frac{ds_{ij}}{dt} - S_{ik} W_{jk} - S_{jk} W_{ik}$ – производная по Яуманну, G – модуль сдвига.

Параметр λ тождественно равен 0 при упругой деформации, а при наличии пластической – определяется с помощью условия текучести Мизеса:

$$S_{ij} S_{ij} = \frac{2}{3} \sigma^2, \quad (4)$$

где σ – динамический предел текучести.

Учитывается влияние температуры и уровня поврежденности материала на прочностные характеристики среды (модуль сдвига и динамический предел текучести) [2, 3].

Для моделирования разрушения слоев из титанового сплава используется кинетическая модель разрушения активного типа, разработанная в ИПХФ РАН (Черноголовка) на основе экспериментальных данных [5], модель хрупкого разрушения используется для слоев из интерметаллида [6].

Указанные выше модели работают в областях растяжения и сжатия. В областях интенсивного взаимодействия и деформирования контактирующих тел применяется модель разрушения эрозионного типа. В качестве критерия разрушения используется критическое значение удельной энергии сдвиговых деформаций. Текущее значение этой энергии вычисляется по формуле:

$$\rho \frac{dE_{sh}}{dt} = S_{ij} \varepsilon_{ij}, \quad (5)$$

где E_{sh} - текущее значение энергии сдвиговых деформаций.

Критическая величина удельной энергии сдвиговых деформаций зависит от условий взаимодействия и задается функцией начальной скорости удара:

$$E_{sh}^c = a_{sh} + b_{sh} v_0, \quad (6)$$

где a_{sh} и b_{sh} - константы материала.

Когда $E_{sh} > E_{sh}^c$ в расчетной ячейке в области контактных границ, эта ячейка считается разрушенной и удаляется из дальнейшего расчета, а параметры соседних корректируются с учетом законов сохранения, то есть масса расчетных узлов также должна быть уменьшена на величину массы разрушенного материала.

Рассматривается задача взаимодействия ударника из высокопрочной стали, имеющего оживальную форму головной части, с многослойной композиционной преградой при высокоскоростном ударе. Задача решается в осесимметричной постановке. Для решения задачи используется модифицированный метод конечных элементов без построения глобальной матрицы жесткости, предназначенный для решения задач высокоскоростного нагружения [7].

Численные результаты

Численно моделировался процесс взаимодействия ударника из высокопрочной стали с многослойной преградой. Диаметр ударника равен 4.2 мм, длина 14.5 мм. Преграда состояла из 6 композиционных слоев, каждый из которых состоял из слоя интерметаллида Al_3Ti толщиной 0.94 мм и слоя титанового сплава ВТ6 толщиной 0.23 мм. Среденная плотность преграды 3513.32 кг/м³.

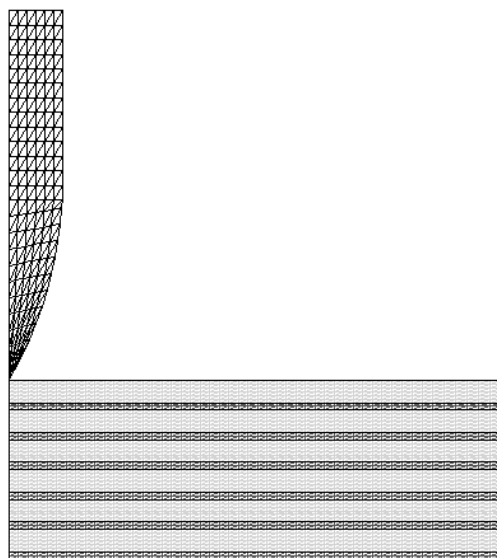


Рис. 1. Расчетная конечно-элементная сетка в начальный момент времени

Рис. 1 иллюстрирует расчетную конечно-элементную сетку. В преграде реализовано неравномерное разбиение вдоль радиуса с увеличением размера элементов по мере удаления от области взаимодействия.

Начальная скорость движения ударника варьировалась. Расчеты проводились при трех различных скоростях: 760 м/с, 900 м/с, 1100 м/с. К моменту времени, равному 60 мкс после начала взаимодействия, во всех трех случаях ударник уже изменил направление движения на противоположное, т.е. имеет место отскок ударника.

Таблица 1. Глубина проникания и время отскока ударника

Скорость, м/с	Глубина проникания, мм	Время отскока, мкс
760	3.44	20.81
900	5.21	26.92
1100	9.47	51.08

Рис. 2 представляет результаты расчета к моменту времени 60 мкс после начала взаимодействия при трех различных начальных скоростях ударника.

Видно, что ударник в ходе процесса деформируется, слоистая преграда выдерживает удар при 760 и 900 м/с, хотя и значительно разрушается. На тыльной поверхности преграды формируется выпуклость, но сквозного пробития преграды не наблюдается. При начальной скорости ударника 1100 м/с преграда хоть и разрушается, но препятствует дальнейшему движению ударника в направлении удара.

Графики изменения координаты осевой точки головной части ударника во временном диапазоне от 0 до 60 мкс для трех различных начальных скоростей ударника представлены на рис. 3.

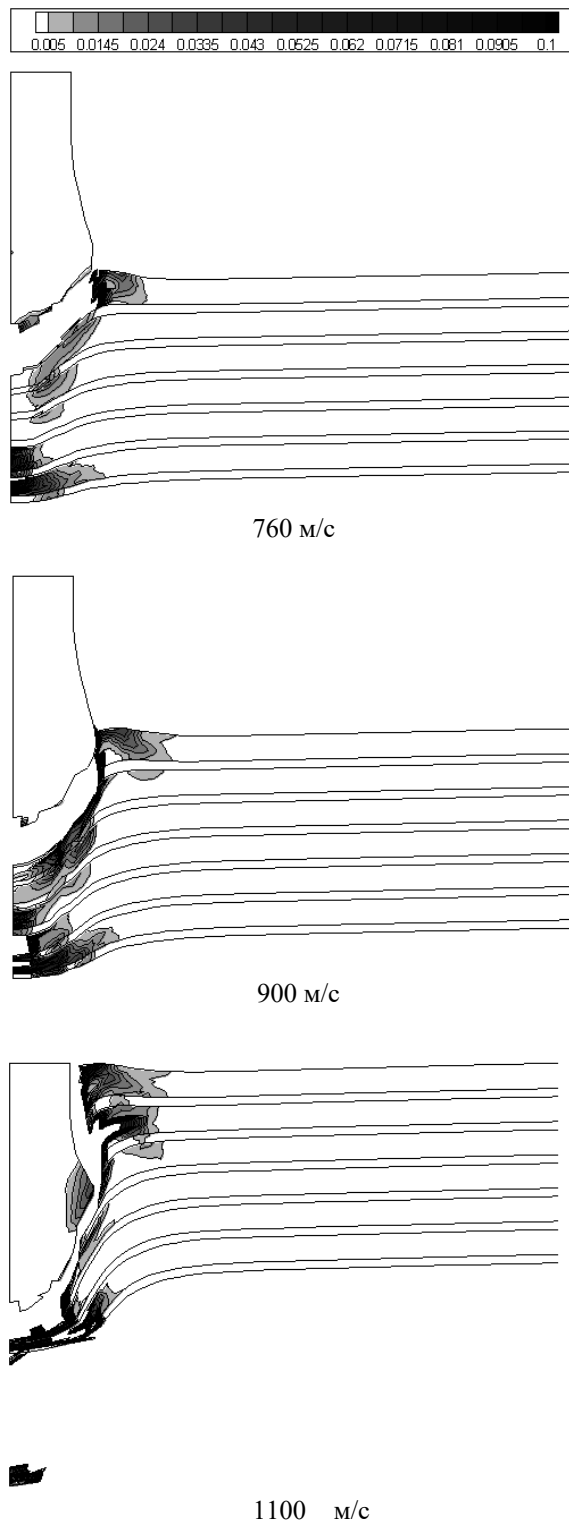


Рис. 2. Поля удельного объема микроповреждений ($\text{см}^3/\text{г}$) во взаимодействующих телах в момент времени 60 мкс, при различных начальных скоростях движения ударника.

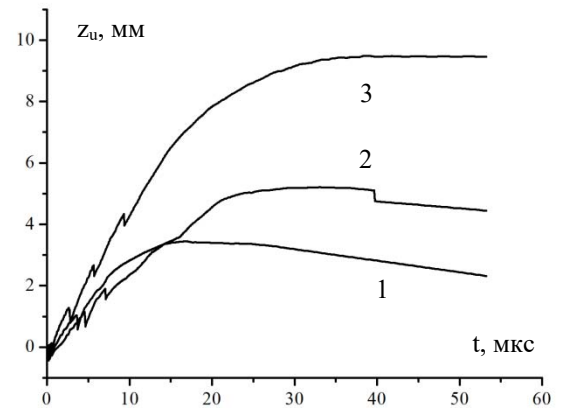


Рис. 3. Координата осевой точки головной части ударника при трех различных начальных скоростях удара: 1 – 760 м/с, 2 – 900 м/с, 3 – 1100 м/с.

Заключение

Результаты численного моделирования деформирования и разрушения МИСКМ $\text{Ti-Al}_3\text{Ti}$ показали, что данные металло-интерметаллидные слоистые композиционные материалы перспективны для применения в качестве элементов защитных конструкций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 16-08-00037).

Литература

1. Vecchio K.S. Synthetic multifunctional metallic – intermetallic laminate composites // JOM. – 2005. – March. – P. 25–31.
2. Зелепугин С.А., Зелепугин А.С. Численное моделирование разрушения многослойных композитов титан-триалюминид титана при высокоскоростном ударе // Международный журнал прикладных и фундаментальных исследований. – 2017, – № 11-2. – С. 194–198.
3. Зелепугин С.А., Шпаков С.С. Разрушение металло-интерметаллидного многослойного композита при высокоскоростном ударе // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2009. – Т. 15, – № 3. – С. 369–382.
4. Зелепугин С.А. Численное моделирование высокоскоростного взаимодействия тел с учетом модели разрушения эрозийного типа // Вычислительные технологии. – 2001, – Т. 6, ч. 2, – С. 163–167.
5. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Исследования механических свойств материалов при ударно-волновом нагружении // Известия РАН. МТТ. – 1999, – № 5. – С. 173 – 188.
6. Zelepugin S.A., Zelepugin A.S., Khristenko Yu.F. Computational modeling of brittle fracture under dynamic loading // ARPN Journal of engineering and applied sciences. – 2016. – V. 11, no. 24. – P. 14560–14565.
7. 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.

О БАЛЛИСТИЧЕСКОМ ПРЕДЕЛЕ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ О ТОНКИЙ МЕТАЛЛИЧЕСКИЙ ЭКРАН

В.И. Пусев¹, А.М. Кусля², В.А. Марков¹, Ю.В. Попов¹, С.И. Сычев²

¹ Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,

г. Москва, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1,

² АО «Корпорация «ТРВ», Московская обл., г. Королёв,

E-mail: mva_2805@mail.ru

Изучение кинетического (ударно-проникающего) действия летательных аппаратов (ЛА) связано с исследованием процессов пробития (пробитие означает полный проход ЛА через преграду), которые наряду с расчетными методами изучаются в силу своей сложности с привлечением экспериментальных методов [1-3].

Одной из задач при изучении явлений соударения является определение предельной скорости сквозного пробития преград. Эту скорость обычно называют критической скоростью соударения, предельной баллистической скоростью или баллистическим пределом [3]. Вопросы динамического нагружения тонких металлических преград [4, 5] рассматриваются в конечной (терминальной – за рубежом) баллистике. К тонким преградам относятся такие, которые имеют толщину менее полу диаметра ударника $h/d < 0,5$ (h , d – соответственно толщина преграды и диаметр ударника) [6, 7]. Из бронебаллистики известно [8], что относительная толщина преграды определяет вид деформирования и пробития преграды (рис. 1 [2, 3]). Для тонких преград ($h/d < 0,5$) – образование лепестковой пробоины (рис. 1 а), для средних преград ($0,5 < h/d < 1,5$) – пластическое расширение пробоины или выбивание пробки (рис. 1 б, в), а для толстых или полубесконечных преград ($h/d > 1,5$) – образование радиальных трещин и хрупкое разрушение (рис. 1 г, д).

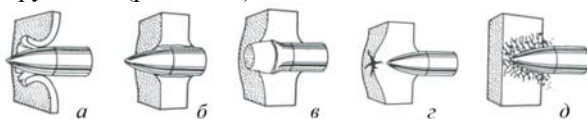


Рис. 1 Классификация видов деформирования и пробития преград.

В работе используется квазидинамический подход к расчету ударно-проникающего действия. Тогда для недеформируемых (малодеформируемых) ударников оживально-цилиндрической формы работу по разрушению преграды можно представить в виде [4, 9]:

$$W = \pi R^2 h \left[\frac{1}{2} \sigma_{\text{тд}} + \frac{1}{16} \rho_{\text{п}} \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где W – работа по разрушению преграды; R – радиус ударника; h – толщина преграды; $\sigma_{\text{тд}}$ – динамический предел текучести материала преграды при растяжении; $\rho_{\text{п}}$ – плотность

материала преграды; V_0 – скорость удара; L – длина оживальной части.

Приравняв работу из выражения (1) к кинетической энергии ударника, получим выражения для определения предельной толщины пробиваемой преграды, баллистического предела и остаточной скорости:

$$h_{\text{пр}} = \frac{8m_{\text{с}} V_0^2 L^2}{\left[\pi R^2 (8\sigma_{\text{тд}} L^2 + \rho_{\text{п}} \pi^2 V_0^2 R^2) \right]}, \quad (2)$$

$$V = 2RL \sqrt{\frac{2\pi h \sigma_{\text{тд}}}{(8m_{\text{с}} L^2 - \pi^3 h R^4 \rho_{\text{п}})}}, \quad (3)$$

$$V_{\text{ост}} = \sqrt{V_0^2 - \frac{\pi R^2 h}{m_{\text{с}}} \left[\sigma_{\text{тд}} + \frac{1}{8} \rho_{\text{п}} \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right]}. \quad (4)$$

где $m_{\text{с}}$ – масса ударника; $h_{\text{пр}}$ – предельная толщина пробиваемой преграды; V – баллистический предел; $V_{\text{ост}}$ – остаточная скорость.

Квазидинамический подход позволяет учитывать прочностное и инерционное сопротивление преграды. Такой подход, как любая расчетная модель, требует сравнения результатов расчета с экспериментальными данными (верификации). Для верификации был выбран случай наиболее удачного применения первой управляемой авиационной бомбы (УАБ) РС-1400 FX («Фриц-Х», Германия).

Следует отметить, что относительные толщины пробиваемых преград или тонкие ($h/d < 0,5$), или очень тонкие ($h/d < 0,1$), а суммарные толщины пробиваемых преград находятся в области тонких преград ($h/d < 0,5$). Можно рассчитать время движения УАБ внутри корабля с учетом потери скорости при пробитии преград. Если пренебречь, ввиду относительной малости, временем пробития преград, то получим время замедления срабатывания взрывателя УАБ: $t_1 > 0,082$ с (так как не учитывалось движение в воде) и $t_2 = 0,084$ с.

В отличие от первых УАБ, современные управляемые ракеты (УР) являются деформируемыми. Процессы пробития при высокоскоростном ударе из-за своей сложности изучаются с применением экспериментальных результатов. Для проведения верификации предлагаемой модели необходимы экспериментальные данные, но по отношению к противокорабельным ракетам (ПКР) в литературе такие данные малочисленны. Однако,

предшественниками современных ПКР были самолеты с подвешенными авиационными бомбами (АБ). В этом случае в качестве системы управления был пилот (камикадзе), а в качестве боевой части (БЧ) – АБ. Причем АБ взаимодействовала с преградой вместе с носителем и заносилась во внутренний объем цели типа боевого надводного корабля военно-морских сил (ВМС) США и других союзников.

В связи с этим был рассмотрен истребитель «Мицубиси» А6М «Зеро» («Зики»), который был основным морским истребителем ВМС Японии во Второй мировой войне. Истребители «Зики» оснащались радиальным двигателем воздушного охлаждения, которые до настоящего времени широко применяются в одномоторных поршневых самолетах [10]. Это предопределило их конструктивно-компоновочную схему с практически плоским передним торцом носовой части фюзеляжа. По этой же причине аналогичную конструктивно-компоновочную схему имели самолеты других типов, которые использовались для камикадзе.

Тогда для расчета ударно-проникающего действия ЛА можно представить в виде эквивалентного цилиндра с диаметром, равным диаметру миделевого сечения фюзеляжа (корпуса) ЛА (рис. 2 [11]).

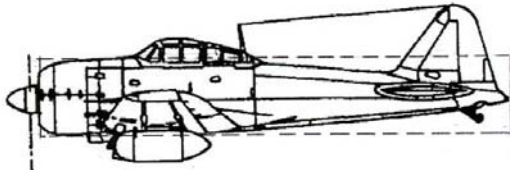


Рис. 2 Схема цилиндра, эквивалентного истребителя «Мицубиси» А6М «Зеро» (Япония)

Рассмотрим математическую модель соударения цилиндрического стержня, эквивалентного ЛА, с тонкой металлической преградой. В первом приближении на основе квазидинамического подхода [9], где учитывается наряду с прочностным инерционное сопротивление преграды, работа по пробитию тонкой металлической преграды может быть определена следующим образом [11]:

$$W = \frac{1}{2} \pi d h^2 \tau_{\text{тд}} + \frac{1}{8} \pi d^2 h \rho_{\text{п}} V_0^2, \quad (6)$$

где W – работа, необходимая для разрушения преграды толщиной h недеформируемым цилиндром диаметром d в квазидинамическом приближении; $\tau_{\text{тд}}$ – динамический предел текучести материала преграды при сдвиге; $\rho_{\text{п}}$ – плотность материала преграды; V_0 – скорость удара.

Приравняв к уравнению (6) кинетическую энергию цилиндра E , можно получить выражение для баллистического предела при пробитии тонкой металлической преграды. Кроме того, можно получить выражение для максимальной толщины пробиваемой тонкой металлической преграды. Однако, очевидно, что эти выражения справедливы для недеформируемого цилиндра, а ЛА являются

деформируемыми при высокоскоростном ударе. При решении аналогичных задач путем численного моделирования с применением метода конечных разностей получено, что работа, затрачиваемая на деформирование и разрушение тонкой металлической преграды, с точностью до 10 % соответствует работе, затрачиваемой на деформирование ударника. Тогда деформирование конструкции ЛА можно учесть следующим образом [16]:

$$W = E / 2, \quad (7)$$

$$V = 2 \sqrt{\pi d h^2 \tau_{\text{тд}} / (2m - \pi d^2 h \rho_{\text{п}})}, \quad (8)$$

$$h_{\text{пр}} = (\sqrt{\pi^2 d^4 \rho_{\text{п}}^2 V_0^4 + 32m V_0^2 \pi d \tau_{\text{тд}}} - \pi d^2 \rho_{\text{п}} V_0^2) / 8 \pi d \tau_{\text{тд}}, \quad (9)$$

$$V_{\text{ост}} = \sqrt{V_0^2 - \pi d h (2h \tau_{\text{тд}} + 0,5 d \rho_{\text{п}} V_0^2) / m}, \quad (10)$$

где V – баллистический предел; m – приведенная масса ЛА; $h_{\text{пр}}$ – максимальная толщина пробиваемой тонкой металлической преграды; $V_{\text{ост}}$ – остаточная скорость при пробитии преграды.

В работе проведено сравнение результатов расчета по аналитическим зависимостям (8, 9) с экспериментальными данными (верификация) на основании имеющихся в сети Интернет данных о непробитии и пробитии самолетами для камикадзе корабельных преград. Расчетные значения баллистического предела не противоречат имеющимся данным о непробитии или пробитии корабельных преград применительно к одномоторным поршневым самолетам.

Рассмотренные ранее самолеты для камикадзе имеют по сравнению с УР гораздо меньшую скорость (до 120 м/с). Поэтому для полноты верификации рассмотрен случай сквозного пробития легкого крейсера «Красный Кавказ» при испытаниях ПКР (самолет-снаряд) КС-1 «Комета».

Результаты расчета остаточной скорости по формуле (10) подтверждают сквозное пробитие. Причем в результате пробития 2-х преград у ПКР остается значительный запас кинетической энергии – 67 % (остаточная скорость 257 м/с) от начального значения.

Таким образом, предлагаемый аналитический подход позволяет в первом приближении из энергетических соображений определить возможность пробития или непробития корабельных преград и оценить остаточную скорость деформируемого ударника.

Полученные аналитические зависимости, которые были верифицированы для одномоторных поршневых самолетов и ПКР «КС-1», применимы также для других ЛА, так как у этих процессов схожая механика.

Предлагаемая методика предварительного расчета реализована следующим образом.

Порядок (алгоритм) расчета.

1. Определение диаметра и массы цилиндра, эквивалентного ЛА.

d – диаметр миделевого сечения корпуса ЛА определяем по схеме (контурному чертежу) с

учетом масштаба или берем непосредственно из справочных данных.

$$d = \frac{L}{L_q} d_q, \quad (11)$$

где: L – длина ЛА; L_q – длина ЛА по контурному чертежу или компоновочной схеме; d_q – диаметр миделевого сечения корпуса ЛА по контурному чертежу или компоновочной схеме.

Масса цилиндра, эквивалентного ЛА, m определяется на основе справочных данных и расчета по компоновочным схемам

$$m = M_0 - M_T - kM_0, \quad (12)$$

где k – проектный коэффициент, учитывающий массу крыла и оперения, которые могут срезаться при пробитии.

2. Определение скорости удара.

За скорость удара принимаем маршевую скорость V_0 .

3. Определение предела текучести материала преграды при динамическом нагружении.

$\sigma_{\text{тд}}$ – динамический предел текучести материала экрана при растяжении может быть рассчитан по формуле

$$\sigma_{\text{тд}} = 1,25\sigma_T. \quad (14)$$

Это соотношение характерно для вязких броневых сталей.

$\tau_{\text{тд}}$ – динамический предел текучести материала преграды при сдвиге, который рассчитывается по формуле

$$\tau_{\text{тд}} = \sigma_{\text{тд}} / \sqrt{3}. \quad (15)$$

4. Расчет баллистического предела, максимальной толщины пробиваемой тонкой металлической преграды и остаточной скорости.

Для оценки ударно-проникающего действия ЛА используем выражения на основе квазидинамического подхода для тонких преград [6, 8, 9] с учетом деформируемости конструкции ЛА при высокоскоростном ударе (8-10).

Баллистический предел рассчитываем по формуле (8). При подходе ЛА под углом вместо h необходимо подставлять $h_{\text{эвб}}$, рассчитанную по формуле (5). Если скорость удара V_0 больше баллистического предела V (т.е. $V_0 > V$), то пробитие, а иначе – не пробитие.

Максимальная (предельная) толщина пробиваемой преграды рассчитывается по формуле (9). Если толщина преграды h (или $h_{\text{эвб}}$) больше рассчитанной предельной $h_{\text{пр}}$ (т.е. $h > h_{\text{пр}}$), то не пробитие, а иначе – пробитие.

Если происходит пробитие, то по формуле (10) может быть рассчитана остаточная скорость ЛА после пробития преграды. При подходе под углом вместо h необходимо подставлять $h_{\text{эвб}}$, рассчитанную по формуле (5). Рассчитанная

остаточная скорость принимается в качестве скорости удара при воздействии ЛА на следующую преграду и расчет повторяется.

В работе сформулирована методика, которая позволяет оценить ударно-проникающее действие ЛА, которые в результате чрезвычайных ситуаций или штатного функционирования могут взаимодействовать с тонкими металлическими преградами ($h/d < 0,5$). Проведена верификация методики для разных ЛА, имеющих скорости, которые находятся в широком диапазоне (от 79,3 м/с до 315 м/с). Рассмотрены как одномоторные поршневые самолеты, так и ПКР. Полученные результаты могут быть использованы для предварительных оценок при проектировании защитных сооружений, а также при оценке динамики ЛА на участке конечной баллистики.

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. под ред. С.С. Григоряна / Зукас Дж.А., Николас Т., Свифт Х.Ф. и др. М.: Мир, 1985. С. 110-168.
4. Brown A. A quasi-dynamic theory of containment // Int. J. Mech. Sci. 1964. Vol. 6. No 4. P. 257-262.
5. Пусев В.И. Использование теории тонких оболочек для расчета деформирования и разрушения 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. 42-43
6. Андрияшин А.А., Киселев В.М., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И. О фундаментальном значении относительной толщины металлических преград при пробитии // Материалы XIII Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А.Г. Горшкова. Ярополец, 12-16 февраля 2007 г. М.: Изд. МАИ. 2007. С. 25-26.
7. Родутовский В.И. Исторический очерк развития трубок и взрывателей от начала их применения до конца мировой войны 1914-1918 гг. М.: Оборонгиз. 1940. 240 с.
8. Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И. О фундаментальном значении относительной толщины преград в бронебаллистике // Сборник тезисов докладов Международной конференции «XVII Харитоновские тематические научные чтения». Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2015. С. 307-308.
9. Томсон В. Приближенная теория пробивания брони // Механика (сб. перев.). 1956. № 1. С. 134-139.
10. Макаров Ю.В. Летательные аппараты МАИ. М.: Изд. МАИ. 1994. 256 с.
11. Пусев В.И., Марков В.А. Оценка компоновки и ударно-проникающего действия одномоторных поршневых самолетов // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2009. № 5-6. С. 68-73.

О НАГРУЗКАХ НА СООРУЖЕНИЕ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ ПОДХОДА РИЕРЫ

В.И. Пусев, В.А. Марков, Ю.В. Попов, В.В. Селиванов

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана,
г. Москва, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1,
E-mail: mva_2805@mail.ru

Рассмотрим подход к определению нагрузок на сооружение при ударе летательного аппарата (ЛА), предложенный Дж. Риерой [1, 2]. Данный вопрос имеет важное практическое значение, так как конструкции зданий и сооружений атомных электростанций (АЭС) по нормам [3] необходимо рассчитывать с учетом возможного воздействия при падении самолета. Предложенный Дж. Риерой подход позволяет определить зависимость нагрузки от времени при взаимодействии «мягкого» (разрушающегося) ударника, такого как самолет на посадочной скорости, с жесткой преградой. Повторим вывод формулы Риеры, согласно [2].

Соотношение между силой и импульсом для системы такое же, как для одной частицы:

$$F_x = \frac{dQ_x}{dt}, \quad (1)$$

где F_x – проекция результирующей силы на ось x ;

Q_x – проекция полного импульса на ось x .

Пусть m – это масса, лежащая в пределах фиксированного контрольного объема S в произвольный момент времени t_a . После интервала времени $dt = t_b - t_a$ граница системы, в целом, уже не совпадает с S . Кроме того, пусть Q_{xa} и Q_{xb} обозначают импульс по оси x всей среды, заключенной в S при t_a и t_b соответственно, в то время как dQ_{xin} и dQ_{xout} представляют собой приток и отток импульса вдоль оси x за время dt .

Результирующая сила, действующая в контрольном объеме S , может быть выражена следующим образом:

$$F_x = \frac{Q_{xa} - Q_{xb}}{dt} + \frac{dQ_{xout} - dQ_{xin}}{dt}. \quad (2)$$

Упрощенная модель «мягкого» ударника, введенная в [1, 2], предполагает наличие двух зон: пренебрежимо тонкой «деформационной» зоны, прилегающей к поверхности преграды в пределах контрольного объема S_d и жесткой зоны в пределах контрольного объема S_r (рис. 1). Кроме того, пусть $S = S_d \cup S_r$. Если t_a теперь указывает момент контакта, а уравнение (2) применяется к S , то

$$Q_{xa} = mV, \quad (3)$$

$$Q_{xb} = (m - dm)(V - dV) + dQ_{x, dm}, \quad (4)$$

где V – скорость массы m в момент t_a ;

dm – часть массы, которая входит в зону деформации S_d за время dt ;

$dQ_{x, dm}$ – «остаточный» импульс вдоль оси x массы dm .

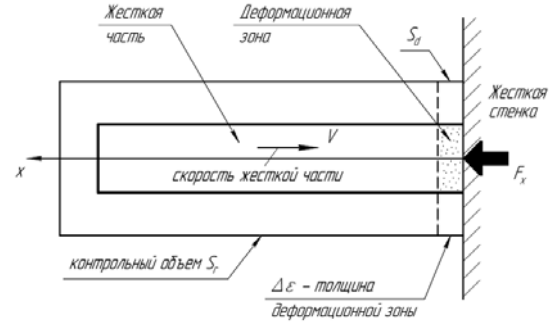


Рис. 1 Модель «мягкого» ударника

Вводим обозначения $dQ_{x, dm} = V_r dm$. Так как приток и отток массы через поверхность S равен нулю, получим:

$$F_x = m \frac{dV}{dt} + (V - V_r) \frac{dm}{dt}. \quad (5)$$

Основное допущение Риеры [1, 2] состоит в том, что «остаточная» скорость V_r равна нулю. Тогда применение второго закона Ньютона к жесткой части ударника позволяет приравнять mdV/dt к нагрузке P_c , необходимой для разрушения или деформации (смятия) ударника. Также запишем выражение:

$$\frac{dm}{dt} = \mu \frac{dx_c}{dt} = \mu V, \quad (6)$$

где μ – погонная масса самолета, то есть масса единицы длины.

Тогда из формулы (5) получим выражение [1, 2]:

$$F_x(t) = P_c[x_c(t)] + \mu[x_c(t)] \cdot V^2(t), \quad (7)$$

где $x_c(t) = \int_0^t V(\xi) d\xi$ – расстояние от носика ударника.

В зарубежной проектной практике зависимость нагрузки от времени находят непосредственно по (7), численно получая зависимости $x_c(t)$ и $V(t) = \dot{x}_c(t)$. В отечественной практике получило распространение решение А.Н. Бирбраера в квадратурах [4, 5]. При этом в [4, 5] рассматривается фюзеляж самолета, который в произвольный момент времени можно разделить на две области (рис. 2): примыкающую к преграде смятую часть 1 и несмятую часть 2, движущуюся со скоростью $V(t) = \dot{x}_c(t)$.

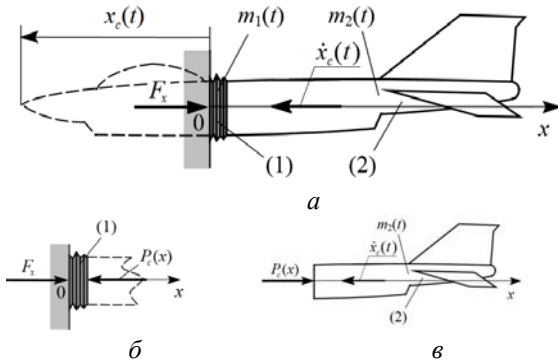


Рис. 2 Модель фюзеляжа самолета [4, 5]:
а – «мягкий» ударник; б – смятая часть фюзеляжа («деформационная» зона);
в – несмятая часть фюзеляжа

Масса смятой части 1:

$$m_1(t) = \int_0^{x_c(t)} \mu(x_c) dx_c = \int_0^t \mu[x_c(t)] \cdot \dot{x}_c(t) dt$$

Масса несмятой части 2:

$$m_2(t) = m_c - m_1(t), \quad (9)$$

где m_c – общая масса самолета.

Уравнение изменения количества движения [5]:

$$\frac{dQ_i}{dt} = \vec{F}_i^{\text{вн}} + \vec{v}_i \frac{dm_i}{dt} \quad (10)$$

где Q_i – количество движения i -й области ($i = 1, 2$); $\vec{F}_i^{\text{вн}}$ – главный вектор приложенных внешних сил; dm_i – масса области; $\vec{v}_i$ – абсолютная скорость присоединяющихся (отделяющихся) частиц.

Для несмятой части ударника из выражения (10) получаем дифференциальное уравнение движения [4, 5]:

$$\ddot{x}_c = - \frac{P_c[x_c(t)]}{m_c - m_1[x_c(t)]} \quad (11)$$

Начальные условия $x(0) = 0$, $\dot{x}(0) = v_0$.

Понизим порядок уравнения (11);

$$\ddot{x}_c = \frac{dz}{dt} = \frac{dz}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dz}{dx} \dot{x}_c = \frac{1}{2} \frac{dz^2}{dx^2} \quad (12)$$

Пусть $z = \frac{1}{2} \dot{x}_c^2$, тогда получим уравнение $\frac{dz}{dx} = - \frac{2P_c(x)}{m_c - m_1(x)}$ с начальным условием $z(0) = v_0^2$.

Интеграл этого дифференциального уравнения;

$$z = -2 \int_0^x \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)} + v_0^2 \quad (13)$$

Пусть $\Phi(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)}$, тогда

$$z = -2\Phi(x_c) + v_0^2, \quad \frac{dx_c}{dt} = \sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}, \quad (14)$$

$$t(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{d\xi}{\sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}}$$

Обратив $t(x_c)$, получаем искомый закон изменения длины смятой части $x_c(t)$. После этого можем определить $P_c[x_c(t)]$, $\mu[x_c(t)]$ и $F_x(t)$.

Рассмотрим пример расчета нагрузки от удара Phantom RF-4E массой 20 тонн со скоростью 200

м/с. Такой удар согласно нормам России [3] должны выдерживать наиболее ответственные здания и сооружения АЭС. Исходные данные и результаты данного расчета представлены на рис. 3-5.

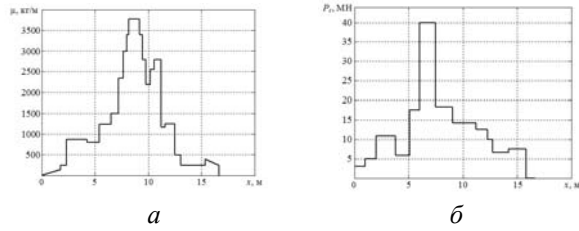


Рис. 3 Исходные данные из [4, 5]:
а – погонная масса; б – сила разрушения или деформации фюзеляжа

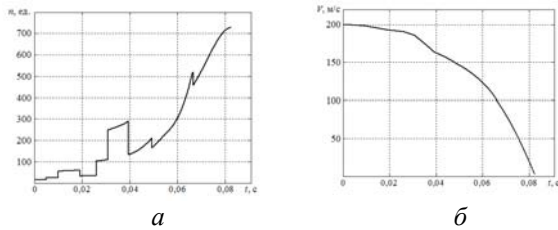


Рис. 4 Результаты расчета:
а – перегрузка при торможении; б – динамика замедления при ударе

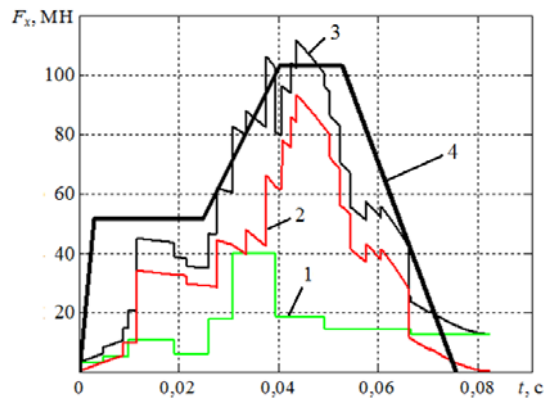


Рис. 5 Нагрузка на жесткую стенку:
1 – прочностная составляющая нагрузки; 2 – инерционная составляющая нагрузки; 3 – рассчитанная нагрузка на жесткую стенку;
4 – нагрузка по нормам [3]

Таким образом, нагрузка, содержащаяся в нормах России, близка к рассчитанной по подходу Риеры. Основным допущением [1, 2] является то, что конструкция (преграда) является малоподатливой и может быть идеализированно представлена как жесткая преграда. Конечно, в случае нежестких конструкций (преград) нагрузку, рассчитанную с помощью формулы (7), следует рассматривать как верхнюю границу к «точной» кривой [2]. Влияние деформации преграды, согласно [2], исследовалось в других работах с использованием той же модели для случая, когда преграда движется вдоль оси x со скоростью $V_a(t)$:

$$F_x(t) = P_c[x_c - x_a] + \mu[x_c - x_a](V - V_a) - M_a \frac{dV_a}{dt}$$

$$x_a(t) = \int_0^t V_a(\xi) d\xi \quad (17)$$

где M_a – масса деформированной (разрушенной) части на поверхности самолет-преграда.

Однако, нагрузка, рассчитанная по подходу Риеры для удара самолета по жесткой стенке, часто используется [6] для численных конечно-элементных расчетов зданий и сооружений без оценки влияния податливости конструкции и корректировок нагрузки. Пример результатов такого расчета представлен на рис. 6 [6]. В [6] рассматривается взаимодействие самолета Boeing-747-400 с защитной оболочкой АЭС. При этом контактное воздействие на оболочку заменялось импульсом по [5].

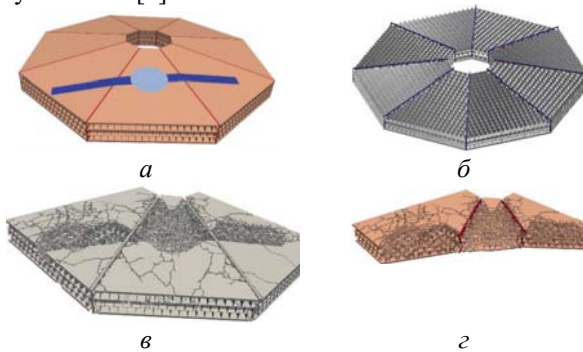


Рис. 6 Схема взаимодействие самолета и оболочки АЭС [6]:

a – зоны приложения нагрузки; b – внутренняя сотовая конструкция оболочки; c – лицевая поверхность оболочки при $t = 300$ мс; d – разрушение оболочки по толщине $t = 300$ мс

Отметим, что перемещение зоны приложения нагрузки в направлении удара составляет минимум 2-3 м. Таким образом, приложенная нагрузка должна быть скорректирована с учетом податливости преграды. Процесс корректировки нагрузки носит итерационный характер и требует повторения расчета при уточненном внешнем воздействии.

При анализе подхода Дж. Риеры установлено, что основное допущение подхода Дж. Риеры – это жёсткость конструкции (преграды) при ударе. При воздействии на податливую конструкцию необходима корректировка зависимости приложенной нагрузки от времени, которая приводит к ее снижению. Данный процесс уточнения может носить итерационный характер. Однако, раздельное рассмотрение нагрузки и отклика конструкции возможно только при малых смещениях преграды. Это позволяет использовать метод последовательных приближений, так как тогда реакция мало чувствительна к движению преграды.

Литература

1. Riera J. D. On the stress analysis of structures subjected to aircraft impact forces // Nucl. Engng. and Des. 1968. Vol. 8. P. 415–426.
2. Riera J. D. A critical reappraisal of nuclear power plant safety against accidental aircraft impact // Nucl. Engng. and Des. 1980. Vol. 57. P. 193–206.
3. Нормы строительного проектирования АС с реакторами различного типа. Правила и нормы в атомной энергетике. ПИН АЭ-5.6: Изд. Минатомэнерго СССР. 1986. 21 с.
4. Бирбраер А.Н., Шульман С.Г. Прочность и надежность конструкций АЭС при особых динамических воздействиях. М.: Энергоатомиздат, 1989. 304 с.
5. Бирбраер А.Н. Экстремальные воздействия на сооружения / А.Н. Бирбраер, А.Ю. Роледер. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. 594 с.
6. Радченко П.А., Балдин И.В., Плевков В.С. Моделирование разрушения сотовых конструкций при ударно-волновых нагрузках // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов (Казань, 20-24 августа 2015 г.) / Сост. Д.Ю. Ахметов, А.Н. Герасимов, Ш.М. Хайдаров, под ред. Д.А. Губайдуллина, А.М. Елизарова, Е.К. Липачёва. Казань: Изд-во: Казан. Ун-та, 2015. С. 1109-1111.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ДВУХКОНТУРНЫХ УПРУГИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В ПЬЕЗОПРИВОДАХ ТИПА «ЗАХВАТ»

А.В. Азин¹, С.В. Пономарев¹, С.В. Рикконен¹, Н.Н. Марицкий¹, С.А. Кузнецов²

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики

Томского государственного университета

Российская Федерация, 634050, г.Томск, просп. Ленина, 36

²АО «Информационные спутниковые системы» имени академика М.Ф. Решетнёва

Российская Федерация, 662972, г. Железногорск Красноярского края, ул. Ленина, 52

E-mail: antonazin@niipmm.tsu.ru

Анализ современных тенденций развития крупногабаритных трансформируемых антенных рефлекторов с вантовой формообразующей системой показывает постоянную необходимость увеличения габаритов антенных рефлекторов и точности настройки отражающей поверхности (ОП) [1–4]. Увеличение размеров и усложнение конструкций рефлекторов приводит к увеличению веса конструкции и усложняет процесс настройки формы ОП.

Для настройки формы ОП рефлектора предлагается использовать автономные натяжители вантовых элементов. Автономный натяжитель состоит из источника питания на основе солнечных батарей, блока управления и прецизионного пьезоэлектрического привода. Пьезоэлектрический привод (ПП) на основе многослойного пьезопакета обладает рядом преимуществ над остальными типами приводов для применения в условиях космоса: точность позиционирования, стабильность работы при динамическом режиме, развиваемое усилие, температурный диапазон работы, малый вес и габариты [5,6].

Линейные прецизионные пьезоп приводы (ПП) дорезонансного принципа действия предназначены для преобразования электрической энергии в механическую энергию. Для согласования источника энергии с нагрузкой необходимо использовать двухконтурные упругие преобразователи (ДКУП), которые преобразуют (увеличивают) вибро смещение и (уменьшают) усилия пьезопакета. Коэффициенты преобразования по вибро смещению и по усилию подбираются в соответствии с требованиями согласования колебательной системы ПП.

В НИИ ПММ ТГУ разработана физическая модель оригинальной конструкции прецизионного ПП типа «Захват», работающего в дорезонансном режиме и предназначенных для возвратно-поступательного движения направляющего штока. В состав ПП входит пьезопакет АПМ-2-22 фирмы АО «НИИ «Элпа» (Москва). Технические характеристики пьезопакета АПМ-2-22: сила $F_m = 1000$ Н, вибро смещение $X_m = 40$ мкм. Габаритные размеры ПП: 105x20x20 мм. Вес конструкции ПП составляет 105 гр. Конструкция ПП типа «Захват» представлена на рис.1.

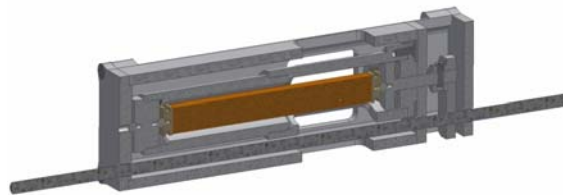


Рис. 1. Прецизионный пьезоп привод типа «Захват»

Все ПП имеют при высоких усилиях относительно малые перемещения. Расширению возможности и снижению массогабаритных показателей ПП служат одноконтурные и двухконтурные упругие преобразователи перемещений. На рис. 2 представлен двухконтурный упругий преобразователь для изменения энергетических параметров пьезопакета, выполненный на базе АПМ-2-7 (фирма-производитель АО «НИИ «Элпа»). Размеры преобразователя – 22.4 x 10.8 x 9.8 мм, материал – сталь. Вес преобразователя $G = 2.8$ гр. Выходные параметры преобразователя – перемещения $X = 85$ мкм при создаваемом усилии $F = 85$ Н.

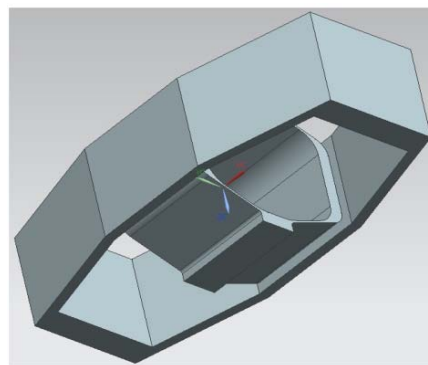
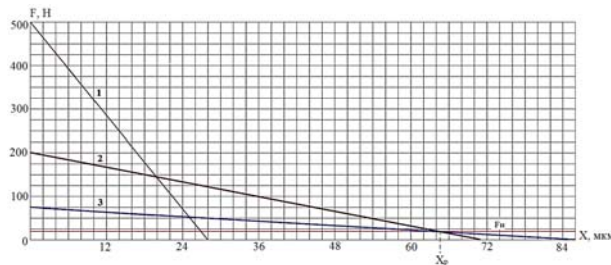


Рис. 2. Двухконтурный упругий преобразователь для изменения энергетических параметров пьезопакета

Проведены расчеты по варьированию параметров силы и перемещения двухконтурного упругого преобразователя (рис. 3). На графике прямые 1 и 2 отображают соотношение параметров силы и перемещения без учета потерь при коэффициентах преобразования i равном 2 и 5 соответственно. По результатам расчетов определено, что потери в конструкции (прямая 3) снижают эффективность преобразователя ($\eta = 51.6$

%), коэффициенты преобразования по силе и смещению существенно разнятся ($i_x = 6.07$, $i_F = 11.76$).

Одним из основных преимуществ конструкций с двухконтурным преобразованием является несовпадение оси силы предварительного поджатия и силы внутренней рамки, что существенно расширяет возможности ПП по смещениям.



прямые 1 и 2 – без учета потерь,
прямая 3 – с учетом потерь энергии
Рис.3. Зависимость силы ПП АПМ-2-7 от его смещения

По результатам исследования представлена оригинальная конструкция прецизионного ПП типа «Захват», которая имеет ряд существенных преимуществ по сравнению со всеми известными конструкциями пьезоприводов.

Для расширения энергетических возможностей такой конструкции целесообразно применять механическое преобразование в виде двухконтурных упругих преобразователей перемещений.

Двухконтурный упругий преобразователь разводит по разным осям силу предварительного поджатия и ось совершения работы, что практически полностью исключает силу предварительного поджатия из процесса преобразования энергии.

Для получения высокого КПД двухконтурного упругого механического преобразователя

необходимо проводить оптимизацию по размерам, конфигурации и материала конструкции.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, уникальный идентификатор RFMEFI57817X0257.

Литература

1. Ozawa S. Design concept of large deployable reflector for next generation L-band SAR satellite // The 2nd International Scientific Conference Advanced Lightweight Structures and Reflector Antennas Proceedings (October 1-3, 2014 Tbilisi, Georgia). pp. 43–51.
2. Nakamura K., Concept Design of 15m class Light Weight Deployable Antenna Reflector for L-band SAR Application / Kazuyuki Nakamura and Nobuko Nakamura // 3rd AIAA Spacecraft Structures Conference, AIAA SciTech Forum, (AIAA 2016-0701, San Diego, USA). 2016. DOI: 10.2514/6.2016-0701.
3. Zheng F., New Conceptual Structure Design for Affordable Space Large Deployable Antenna / Fei Zheng, Mei Chen // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2015. Vol. 63, №. 4. pp. 1351 – 1358. DOI: 10.1109/TAP.2015.2404345.
4. Пономарев С.В. Трансформируемые рефлекторы антенн космических аппаратов // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2011. №4(16). С.110–119.
5. Экспериментальные исследования режимов работы физической модели линейного пьезопривода // А.В. Азин, С.В. Пономарев, С.В. Рикконен и др. // Решетневские чтения : материалы XXI Междунар. науч. конф. (8–11 ноября 2017, г.Красноярск). 2017. С. 59–60.
6. A. V. Azin, S. V. Rikkonen, S. V. Ponomarev, A. M. Khramtsov Development of Microlinear Piezo-Drives for Spacecraft Actuators// Proceedings of the Scientific-Practical Conference "Research and Development - 2016". 2017. pp. 247–254.

РАСЧЁТ ПОДКРЕПЛЁННЫХ ПЛАСТИН С НАЧАЛЬНЫМ ПРОГИБОМ

Т.А. Трепутнева, О.Н. Попов, М.О. Моисеенко

Томский государственный архитектурно-строительный университет

634003, г. Томск, пл. Соляная, 2

E-mail: tta@sibmail.com

Конструкции из неразрезных пластин применяются в строительстве большепролётных сооружений. По сравнению с конструкциями, выполненными из отдельных элементов, они менее напряжены, экономичны по расходу материала, стоимости, монтажу.

В ненагруженном состоянии гибкие пластины часто имеют некоторые отклонения от первоначальной геометрической формы – начальные прогибы. Причиной их возникновения может быть особенность изготовления, транспортировки, монтажа и эксплуатации элементов конструкций.

При проектировании важно достоверно оценить и выявить резервы несущей способности конструкции и более обоснованно дать оценку прочности и жёсткости сооружения. Неучёт начальных несовершенств формы срединной поверхности конструкции, физической и геометрической нелинейностей приводит к большим погрешностям при проектировании и исследовании НДС конструкции.

В настоящее время отсутствует единый подход к расчёту строительных конструкций, позволяющих одновременно учитывать перечисленные выше факторы. Поэтому задача по развитию метода расчёта подобных конструкций в упругой и упругопластической стадиях является актуальной. Необходимы новые численные и аналитические исследования, которые позволят определить НДС всей конструкции и её отдельных элементов с учётом начальных прогибов, геометрической и физической нелинейностей.

Для решения поставленной задачи разработана в аналитической форме математическая модель, позволяющая учитывать перечисленные факторы.

В предыдущих работах [3, 4] авторами статьи представлены результаты исследования влияния начального прогиба на контуре в заделке и на ребре пластины. В данной работе представлены результаты расчёта двухпанельных подкреплённых пластин постоянной толщины, выполненных из материала Ст3. На рис. 1 представлена расчётная схема двухпанельной пластины.

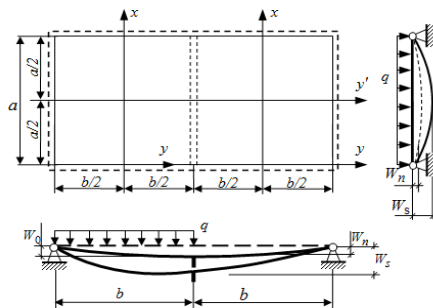


Рис. 1. Расчётная схема двухпанельной пластины

Панели пластин – квадратные в плане. Размер панелей $a \times b = 50 \times 50$ (см). Рассматриваются пла-

стины толщиной: $0,7h$, h и $1,5h$ ($h=1$ см). По центру пластины поставлено ребро с эксцентриситетом относительно срединной плоскости пластины размером $b_p \times h_p = 3 \times 3; 4 \times 4; 4 \times 6$ (см) соответственно.

На пластину действует равномерно распределённая поперечная нагрузка, приложенная на одну из панелей. Расчёт проводился при нагрузках, вызывающих упругие и упругопластические деформации. Приложенная максимальная распределённая нагрузка превышала нагрузку начала текучести в три раза ($q = 3q_s$).

Для пластины толщиной h величина нагрузки составляла $q_s = 0,4 \text{ МПа}$, для пластины толщиной $0,7h$ – $q_s = 0,2 \text{ МПа}$ и для пластины толщиной $1,5h$ – $q_s = 1 \text{ МПа}$.

Координатная поверхность совмещена со срединной поверхностью пластины. Система координат местная для каждой панели [5].

Анализируется изменение НДС гибких пластин нагруженных поперечной нагрузкой в зависимости от изменения толщины пластины и наличия начального прогиба в упругой и упругопластической стадиях.

Рассматриваются пластины без начального прогиба и пластины с положительным и отрицательным начальным прогибом. Выражение начального прогиба записывается в аналитическом виде (1):

$$W_n(x, y) = W_0 F_1(x) F_2(y) \quad (1)$$

Здесь $F_1(x) = \sin \pi x / a$ при $(0 \leq x \leq a)$;
 $F_2(y) = \sin 0.25\pi(1 + \eta y / 0.5b)$ при $(-b/2 \leq y \leq b/2)$;
 $\eta = 1$ при $k = 1$; $\eta = -1$ при $k = 2$ (k – номер панели); W_0 – максимальный начальный прогиб центра пластины принимали равным $-0,5h$; 0 ; $+0,5h$.

Расчёт проводился по методу Ритца с использованием расчётной схемы метода перемещений.

Деление конструкции на отдельные укрупнённые элементы осуществляется по узловым линиям, вдоль которых вводятся непрерывные распределённые связи четырёх типов, устраняющие продольные и поперечные горизонтальные перемещения, вертикальные перемещения и повороты вокруг поперечной оси.

Для расчёта системы панелей принимаются координатные функции перемещений, полученные по вариационному методу Власова – Канторовича, заданные в виде суммы двух рядов (2):

$$\begin{aligned}
 U_k &= \sum_n U_{ok}^{(n)} B_k^{(n)} + \sum_n U_{nk}^{(n)} Z_j^{(n)}, \\
 V_k &= \sum_n V_{ok}^{(n)} C_k^{(n)} + \sum_n V_{nk}^{(n)} Z_j^{(n)}, \\
 W_k &= \sum_n W_{ok}^{(n)} A_k^{(n)} + \sum_n W_{nk}^{(n)} Z_i^{(n)}.
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь N – число взятых в разложении гармоник; U_{ok} , V_{ok} , W_{ok} , U_{nk} , V_{nk} , W_{nk} – координатные функции, удовлетворяющие геометрическим граничным условиям на краях k -ой панели; $A_k^{(n)}$, $B_k^{(n)}$, $C_k^{(n)}$, Z_i , Z_j – варьируемые параметры.

Используется деформационная теория пластичности А.А. Ильюшина для расчёта нелинейно-упругого материала, удачно применённая в работах академика РААСН В.В. Петрова [6] и его учеников, позволяющая учитывать физическую нелинейность и неоднородные свойства материала при воздействии температуры. Для учёта геометрической нелинейности принята теория Т. Кармана с учётом гипотез Кирхгофа – Лява для панели и Бернулли для ребра.

Решение осуществляется энергетическим методом. Функционал записывается в перемещениях для системы ребристых пологих оболочек с начальным прогибом, учитывающий физическую и геометрическую нелинейности и внешнюю нагрузку.

Записывается вариационное уравнение равновесия, которое линейризуется по методу переменных параметров упругости [7].

Расчёт выполняется при помощи программы, составленной на алгоритмическом языке PASCAL [8].

В результате расчёта определялись перемещения срединной плоскости пластины и интенсивность деформаций верхних и нижних волокон пластины.

Полное перемещение пластины W_s определяется суммированием начального прогиба W_n и дополнительное перемещение W пластины от нагрузки.

Для удобства анализа НДС пластины результаты расчётов приведены в безразмерном виде: W/h – приведённый прогиб, $\bar{q} = q/q_s$ – приведённая нагрузка, $\bar{e}_i = e_i/e_s$ – приведённая интенсивность деформаций ($e_s = \sigma_s / E$ – деформация, соответствующая пределу текучести материала).

Построены эпюры дополнительных (рис. 2) и полных перемещений (рис. 3) по оси симметрии пластины, графики зависимости интенсивности деформаций от нагрузки (рис. 4) в наиболее характерной точке (центре нагруженной панели). Проведено сравнение результатов, полученных для пластин с начальным прогибом, с результатами, полученными для пластины без начального прогиба.

Не зависимо от толщины пластины отрицательный начальный прогиб привёл к увеличению дополнительных перемещений, а положительный к уменьшению, по сравнению с перемещениями пластины без начального прогиба (рис. 2). Это указывает на большее влияние мембранных составляющих деформаций.

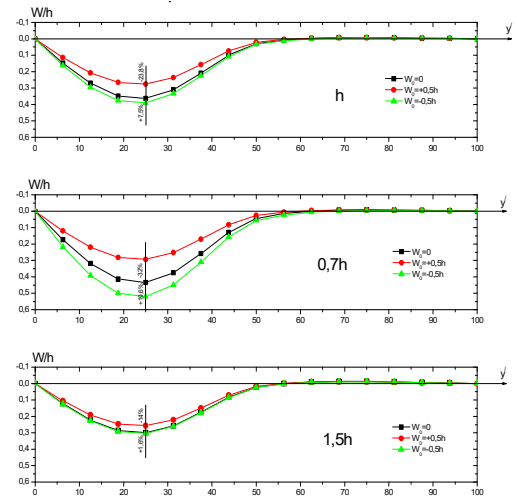


Рис. 2. Эпюра дополнительных перемещений пластины при $q = q_s$

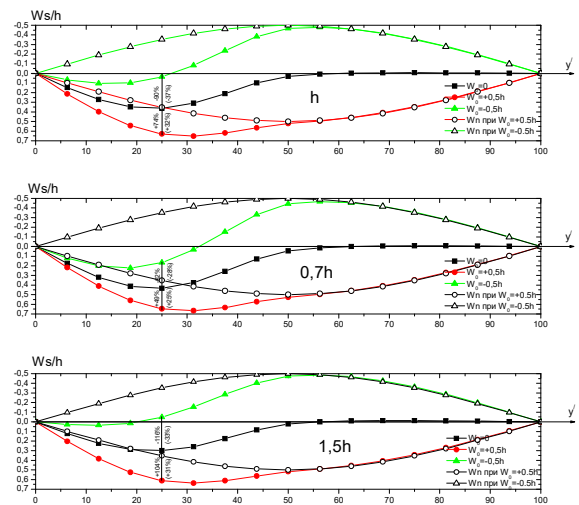


Рис. 3. Эпюра суммарных перемещения пластины при $q = q_s$

Обратный результат наблюдается при анализе суммарных перемещений (рис. 3). Не зависимо от толщины пластины большие суммарные перемещения возникают в пластинах с положительным начальным прогибом. В пластинах с отрицательным начальным прогибом наблюдается смена знака. Максимальный полный прогиб в пластинах $0,7h$ и минимальный в пластинах $1,5h$.

Максимальное увеличение полного прогиба получено у пластин толщиной $1,5h$ (+104% у пластины с положительным начальным прогибом и -116% у пластины с отрицательным начальным прогибом), а минимальное в пластинах толщиной $0,7h$ (+49%, -62%) по сравнению с полным прогибом пластин без начального прогиба.

Анализ графиков зависимости интенсивности деформаций верхних и нижних волокон в центре левой панели от нагрузки (рис. 4) показал, что при $W_0 = 0$ при нагрузке $q = q_s$ наиболее напряжёнными являются нижние волокна центра панели.

На интенсивности деформаций нижних волокон меньше всего сказывается наличие отрицательного начального прогиба. Это связано с большим влия-

нием продольных усилий по сравнению с влиянием изгибающих моментов.

Наличие положительного начального прогиба привело к незначительному уменьшению интенсивности деформаций нижних волокон.

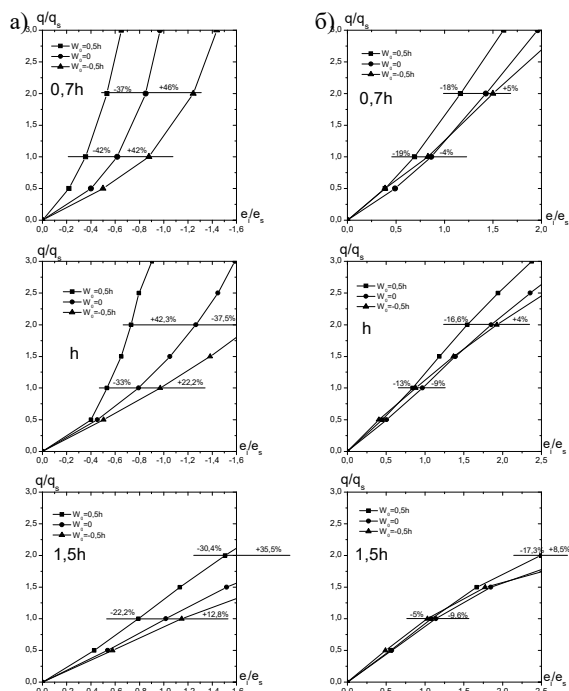


Рис. 4. Графики зависимости « $e/e_s - q/q_s$ » пластины
а) в верхних волокнах центра панели;
б) в нижних волокнах центра панели

В верхних волокнах влияние начального прогиба на интенсивность деформаций более существенно. Отрицательный начальный прогиб привёл к увеличению интенсивности деформаций. Максимальное увеличение у пластин толщиной $0,7h$ (42%) и минимальное у пластин толщиной $1,5h$ (12,8%) по сравнению с пластиной без начального прогиба.

С ростом нагрузки за пределом упругости материала разница интенсивности деформаций пластин с начальным прогибом и пластин без начального прогиба увеличивается в пластинах толщиной h и $1,5h$.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

Наличие начального прогиба влияет на НДС подкреплённой двухпанельной пластины.

При отрицательном начальном прогибе дополнительные перемещения и интенсивность деформаций больше, а при положительным начальном прогибе меньше, чем в пластинах без прогиба.

С уменьшением толщины пластины увеличиваются дополнительные перемещения и интенсивность деформаций.

Увеличение положительного начального прогиба увеличивает жёсткость пластины. Что влечёт за собой увеличение прочности и несущей способности пластины.

Неучёт начального прогиба даёт существенную погрешность при определении компонентов напряжённо-деформированного состояния.

Литература

1. Гудрамович В.С. Несущая способность неидеальных цилиндрических оболочек с учетом пластических деформаций / В.С. Гудрамович, А.Ф. Деменков, С.Н. Конюхов – В кн.: Прочность и надежность элементов конструкций: Сб. научн. тр. Киев: Наук. думка, 1982. – С. 45-48.
2. W.T. Koiter's elastic stability of solids and structures/ M.A. Arnold, van der Heijden.// New York, Cambridge University Press. 2009. 230 p.
3. Попов О.Н. Напряжённо-деформированное состояние гибкой пластины с начальным прогибом контурного ребра за пределом упругости/ Попов О.Н., Моисеенко М.О., Трепутнёва Т.А.// Строительная механика и расчёт сооружений, №5, 2012. с. 50-55.
4. Попов О.Н. Влияние начального изгиба контура на напряжённо-деформированное состояние физически и геометрически нелинейных подкреплённых пластин/ Попов О.Н., Морозова О.О., Русаков И.А., Трепутнёва Т.А., Моисеенко М.О.// Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии: Доклады IX Всероссийской конференции молодых учёных. Сибирское отделение РАН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН НГУ НГУ. Новосибирск. 23-25 апреля 2012 г. Новосибирск. с. 219-222.
5. Александров А.В. Метод перемещений для расчёта плитно-балочных конструкций/ А.В. Александров// Труды Моск. ин-та инж. ж/д трансп. Вып. 174: Строительная механика. 1963. - с. 4-18
6. Петров, В.В. Нелинейная инкрементальная строительная механика / В.В. Петров. - М.: Инфра-Инженерия, 2014. - 480 с.
7. Биргер И.А. Метод переменных параметров упругости в задачах теории пластин и оболочек/ И.А. Биргер// Труды XII Всесоюзной конференции по теории оболочек и пластин. 12-17 июня 1980г., Том 1. - Ереван, 1980. – С. 179-185.
8. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2017614725. Расчёт тонкостенных конструкций с начальным прогибом Рос. Федерация/ О.Н. Попов, М.О. Моисеенко, Т.А. Трепутнева; правообладатель: ФГБОУ ВО «Томский государственный архитектурно-строительный университет» (ТГАСУ) (RU) – заявл. №2017611633 28.02.2017; зарегистрир. 26.04.2017. – 1 с.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ АВТОМОБИЛЬНЫХ ДОРОЖНЫХ ОДЕЖД

Д. В. Янов^{1,2}, С. В. Пашков¹, С. А. Зелепугин^{1,2}

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

²Томский научный центр СО РАН

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

E-mail: dima.yanov97@mail.ru

Введение

При строительстве автодорог федерального назначения около 60% затрат идет на возведения дорожной одежды (ДО). Дорожная одежда представляет собой сложную систему, состоящую из различных по составу и толщине слоев, при этом каждый слой выполняет определенную роль при воздействии нагрузки от автотранспорта [1]. Основание является несущей частью ДО, принимает нагрузку от покрытия и передает ее на грунт земельного полотна. Чаще всего основание состоит из песочной смеси, щебеночно-песочного слоя, щебня расклинивающего. Также для повышения сдвигоустойчивости могут применяться специальные связывающие вещества. При возведении основания необходимо оптимальным образом подобрать количество и состав дополнительных слоев, т.к. именно эта часть ДО должна обладать высокой сдвигоустойчивостью. Необратимые сдвиговые деформации могут приводить к локальному просаживанию покрытия, потери устойчивости откосов и, как следствие, расползанию [2]. Верхняя часть ДО состоит из твердых слоев и выполняет роль распределения нагрузки на основание. Поэтому используют более прочные и дорогостоящие материалы, такие как крупнозернистый и мелкозернистый асфальтобетон, геотекстильные сетки. Также покрытие должно обладать морозостойкостью, трещиностойкостью, выдерживать нагрузки при упругом прогибе.

Современные вычислительные средства позволяют проводить детальный анализ конструкции ДО по всем вышеперечисленным параметрам, выбирать оптимальную схему расположения слоев и материалов. Из этих соображений поставлена цель – применить метод конечных элементов для расчета дорожной одежды по физико-механическим параметрам с применением вычислительной техники.

Программный комплекс

Создание программного комплекса (ПК) проходило в несколько этапов:

1) Построение расчетной сетки (структурированной), задание граничных условий.

2) Реализация алгоритма расчета конструкций в статической упругой постановке методом конечных элементов. Функция GlobalMatrix отвечает за создание локальных матриц жесткости расчетных элементов, а затем и глобальной матрицы жесткости конструкции. Функция Solver принимает матрицу жесткости и граничные условия, в результате чего

определяются перемещения всех узлов конструкции.

3) На втором этапе, зная перемещения узлов, идет расчет напряжений и деформаций, интенсивности напряжений, максимальных касательных напряжений, оценка запаса прочности основания и покрытия.

4) На заключительном этапе формируется файл со всеми расчетными данными. Для визуализации результатов возможно использование сторонней программы или график эпюр, встроенный в ПК.

Для более удобного использования ПК добавлен графический интерфейс с возможностью ввода основных параметров расчета (геометрические характеристики ДО, настройка расчетной сетки, задание нагрузки, выбор количества слоев и их характеристики). В качестве языка программирования был выбран C++.

Постановка задачи

Рассматривается задача о воздействии танка Т – 90 на ДО нежесткого типа. Основной целью является оценка сдвигоустойчивости основания автодороги и расчет вертикальных перемещений покрытия. На рис 1. представлено поперечное сечение ДО с нагрузкой, действующей на покрытие. Ширина верхней части ДО составляет 6 м, высота 2 м.

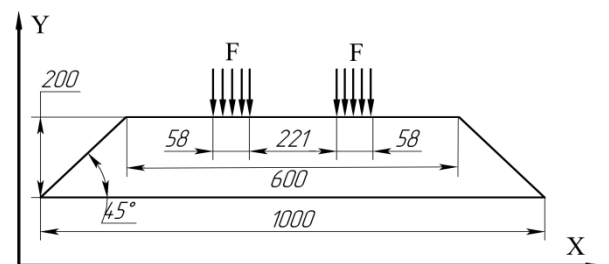


Рис. 1. Схема расположения нагрузки. Размеры даны в см

Приведенная нагрузка на поперечное сечение рассчитывается по формуле:

$$Q = \frac{Mg}{2L}, \quad (1)$$

где M – масса танка, кг; g – ускорение свободного падения, м/с², L – длина гусеницы, м. Полная масса танка составляет 45500 кг, длина гусеницы 4.27 м, следовательно, $Q = 54450$ Н/м.

Расчет узловых сил F осуществляется следующим образом. Так как задача решается в

двухмерной плоско – деформированной постановке, то берется условная единичная длина 1 м для всех элементов.

Тогда сила F , действующая на каждый узел, рассчитывается по формуле:

$$F = \frac{Ql}{n}, \quad (2)$$

где l – выбранная длина расчетных элементов, равная 1 м; n – число узлов, на которые действует приведенная нагрузка Q .

Граничные условия задачи следующие. Узлы расчетной сетки, расположенные вдоль оси x при $y=0$, имеют жесткое закрепление на вертикальное перемещение δ_y . Остальные узлы имеют свободные граничные условия.

Методика решения

Для решения задачи был выбран классический метод конечных элементов (МКЭ). Основная идея МКЭ заключается в дискретизации расчетной области на конечные элементы, связанные между собой в узлах. В данной задаче рассматриваются треугольные элементы, перемещения в которых описывается линейными полиномами. Согласно алгоритму, вычисления начинаются с локальных матриц жесткости каждого элемента и составления глобальной матрицы жесткости всей конструкции [3, 4]. В итоге задача сводится к системе линейных алгебраических уравнений, решение которой выполняется одним из численных методов.

Результаты расчетов

В табл. 1 представлены характеристики всех слоев [5].

Таблица 1. Характеристики слоев ДО

Слой	Модуль Юнга, МПа	Коэффициент Пуассона	Высота, м	Предел прочности на сжатие, МПа
Мелкозернистый асфальтобетон	1477	0.1	0.1	2.5
Крупнозернистый асфальтобетон	800	0.1	0.3	2.2
Щебенное основание	250	0.15	0.6	–
Песчаное основание	100	0.25	1	–

В результате расчетов получены вертикальные перемещения поверхности и основания ДО, локализованы наиболее опасные участки, где происходит пластическое деформирование грунта, определен запас прочности асфальтобетонного слоя. На рис. 2. изображен график зависимости вертикальных перемещений $\delta_y(x)$, при $y = 2$ м (вдоль верхней границы ДО). Из графика видно, что

максимальные перемещения составляют 0.0004 м. Коэффициент запаса прочности определяется по формуле:

$$k = \frac{\sigma_b}{\sigma}, \quad (3)$$

где σ_b – напряжения при разрушении, Па; σ – действующие напряжения, Па; для асфальтобетона в этих областях коэффициент запаса прочности равен 15÷20 [6].

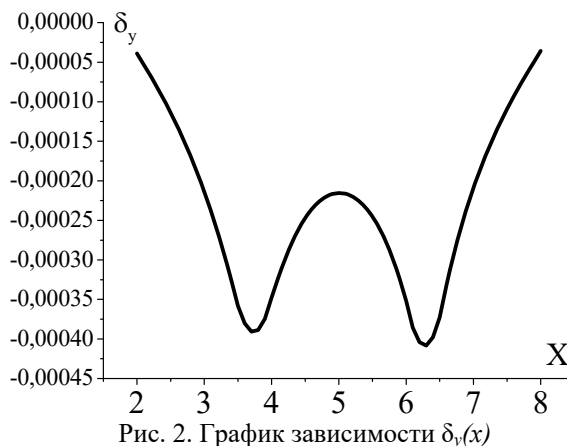


Рис. 2. График зависимости $\delta_y(x)$

Критерием начала разрушения по модели Друкера – Прагера будет такая комбинация главных напряжений, при которых значение D будет меньше или равно нулю [7, 8]:

$$D = \frac{6C \cos \alpha}{\sqrt{3}(3 + \sin \alpha)} + \frac{2C \sin \alpha}{\sqrt{3}(3 + \sin \alpha)} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) - \sqrt{\frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]}, \quad (4)$$

где C – коэффициент сцепления, Па; α – угол внутреннего трения, градусы; $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ – напряжения на главных площадках, Па. На рис. 3. изображены поля напряжений, причем отрицательные значения соответствуют пластическим деформациям основания ДО.

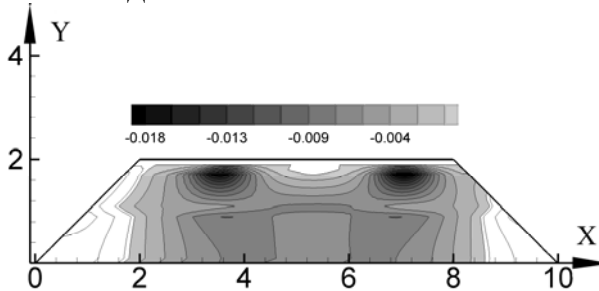


Рис. 3. Распределение параметра D по модели Друкера – Прагера (темная область – пластические деформации)

Анализируя рис 3, необходимо отметить наиболее опасные участки ДО. В первую очередь сдвиговым деформациям подвергается щебенное основание в области, находящейся под гусеницами. Также необратимые деформации возникают в песчаном основании, в пределах 4÷6 м.

Одним из эффективных способов укрепления песчаного и щебенного основания является

использование связующих добавок. Такая технологическая операция увеличивает коэффициент сцепления и угол внутреннего трения [9].

Заключение

Результатом работы является разработка программного комплекса для расчета в упругой постановке нежестких дорожных одежд по основным физико-механическим параметрам. Проведен анализ напряженно-деформированного состояния всей конструкции автодороги, локализованы участки пластической деформации основания по модели Друкера – Прагера.

Литература

1. Бабков В. Ф., Андреев О. В. Проектирование автомобильных дорог: ч.2. М.: Транспорт, 1987. 415 с.
2. Леханов К.В., Новодзинский К.В. Сравнение численных и аналитических методов расчета устойчивости грунтовых откосов // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Строительство и архитектура, 2011. С. 45-50.
3. Зенкевич О.С. Метод конечных элементов в технике / под ред. Б.Е. Победря. – М.: Мир, 1975. 543 с.
4. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов / под ред. Б.Е. Победря. – М.: Мир, 1979. 392 с.
5. Васильев А.П., Яковлев Ю.М., Коганзон М.С., Пашкин В.К. Методические указания по расчету нежестких дорожных одежд. Москва – Иркутск, 1998. 55 с.
6. Долгих Д.В. Расчет грунтов земляного полотна по критерию безопасных давлений // Вестник СибАДИ, 2013. - вып. 6 (34). С. 43-49.
7. Александров А.С., Долгих Г.В., Калинин А.Л. Совершенствование расчета дорожных конструкций посопротивлению сдвигу. Часть 2. Модифицированные модели расчета главных касательных напряжений // Инженерно-строительный журнал, 2016. - №2(62). С. 51-68.
8. Drucker D.C., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis for limit design // Quarterly of Applied Mathematics, 1952. V. 10. P. 157-165.
9. Разуваев Д. А. Определение деформационных параметров верхней части рабочего слоя земельного полотна // Вестник СибАДИ, 2013. вып. -4 (32). С. 71-75.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СЕПАРАЦИИ ЧАСТИЦ В КОНИЧЕСКОМ ЦИКЛОННОМ ПЫЛЕУЛОВИТЕЛЕ

М.В. Василевский¹, В.И. Романдин², Е.Г. Зыков³

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет
634050 Томск, пр-т Ленина, 30

E-mail: vasmix40@mail.ru

²НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина, 36, корпус 10

E-mail: romandin@niipmm.tsu.ru

³ООО «Томскгазоочистка»

Томск, ул. Интернационалистов, д.3, оф. 25

E-mail: zikoveg@mail.ru

Анализ методов расчета эффективности циклонов приведен в [1]. В практике широкое распространение получил метод оценки фракционной эффективности сепарации с использованием интеграла вероятности случайной величины [2]. По методу НИИОГАЗ экспериментально определяется диаметр частицы, улавливаемой циклоном с эффективностью 50%, а также определяется дисперсия эффективности $\lg \sigma$ для других частиц, которая находится с привлечением интеграла вероятности, являющегося выражением фракционной эффективности обеспыливания газа в циклоне [2]. Табличные значения $\lg \sigma$, $\delta_{0.5}$ для стандартных циклонов и условий приведены в [2]. Фракционная эффективность для циклонов определяется по

формуле $\eta = \Phi(x)$, $x = \frac{\lg(\delta/\delta_{0.5})}{\lg \sigma}$. Здесь $\Phi(x)$ –

функция – интеграл вероятности, табличные значения которой приведены в [2]; δ , $\delta_{0.5}$ – диаметры частиц переменный и улавливаемый циклоном с эффективностью 50%, $\lg \sigma$ – стандартное отклонение в функции распределения парциальных коэффициентов очистки. Испытания циклонов НИИОГАЗ проведены в высокотемпературной среде, в которой аутогезия и адгезия частиц незначительны.

Циклонные пылеуловители, в большинстве своем, содержат конический элемент, в котором центростремительные ускорения молей газа и содержащихся в них частиц возрастают по направлению к сечению выхода концентрата пыли. Конический элемент представляет собой усеченный конус высотой H_c с большим основанием радиусом R_2 и меньшим основанием радиусом R_1 (пылевыводное отверстие). На рис. 1 представлена схема высокоэффективного конического сепаратора со сферическими координатами. Предполагается, что изменение расчетных величин осуществляется на конических поверхностях, в зависимости от угла θ .

В коническом элементе расход несущего газа в аксиальном нисходящем направлении к пылевыводному отверстию уменьшается, концентрация частиц увеличивается. В приемнике

интенсивность нисходящего движения газа, как и крутка потока, уменьшаются до нуля, концентрация пыли увеличивается до насыпной.

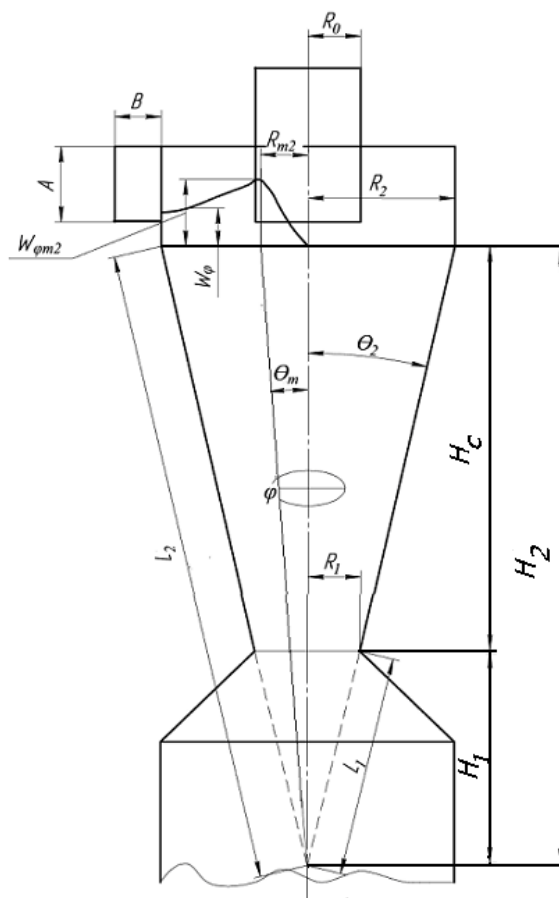


Рис.1 Схема циклона с коническим элементом, L , ϕ , θ – сферические координаты изменения параметров.

Периферийная и центральные зоны потока в противоточном циклоне оказываются взаимосвязанными за счет интенсивного турбулентного переноса моментов количества движения из центральной зоны на периферию. Причем генерация турбулентности осуществляется во всем объеме камеры [3]. В [1], на основе представления дисперсной фазы как сплошной среды из частиц, рассмотрен процесс концентрирования частиц при турбулентном

движении аэрозоля в цилиндрическом противоточном циклонном аппарате; получены расчетные уравнения эффективности концентрирования частиц в циклонном аппарате на основании уравнений переноса, в которых фигурирует параметр $\alpha = \Delta U / (E/R_2)$, представляющий отношение скорости частиц относительно газа под действием центробежных сил ΔU к скорости перераспределения частиц турбулентным переносом E/R_2 . Были использованы средние значения по сечению аппарата этих величин. Таким образом, можно положить, что фракционная эффективность сепарации частиц однозначно зависит от параметра

$$\eta = \eta \left(\frac{\Delta U * R_2}{E} \right) = \eta(\alpha), \quad (1)$$

где ΔU^* – среднеинтегральная по сепарационному объему скорость частиц относительно газа. Окружные скорости газа определяются по соотношениям

$$W_\varphi = W_{\varphi 2} \left(\frac{R_2}{L\theta} \right)^n \text{ при } R_2 > L\theta > L\theta_m, \quad (2)$$

$$W_\varphi = W_{\varphi 2} \frac{\theta}{\theta_m} \left(\frac{R_2}{L\theta_m} \right)^n \text{ при } \theta < \theta_m.$$

Для спирального и винтового ввода

$$W_{\varphi 2} = W_{in} \frac{R_2 + B}{R_2} \xi = W_{in} (1 + b) \xi = W_{in} k_s,$$

$$W_{\varphi 2} = W_{in} \frac{R_2 - \frac{B}{2}}{R_2} \xi \cos \beta = W_{in} \xi \cos \beta = W_{in} k_w,$$

где β – угол наклона входного патрубка.

Коэффициент ξ после обработки результатов [4] может быть аппроксимирован зависимостью

$$\xi = 1 - \exp \left(- \frac{200 F_{in}}{A_f} \right). \text{ Для любой конфигурации}$$

ввода примем обозначение $W_{\varphi 2} = W_{in} \psi$. A_f – ометаемая потоком поверхность.

Величина показателя n в распределении окружных скоростей в (2) зависит от конструктивных соотношений циклонной камеры и определяется по эмпирическим соотношениям [4]

$$n = \frac{M}{0.01 + 0.56M} - 1$$

$$M = \left[\frac{F_{in}}{2\pi R_2 H_c \psi} \right]^{0.5} = \left[\frac{f_{in}}{2h_c \psi} \right]^{0.5},$$

$$f_{in} = \frac{A \times B}{\pi R_2^2} = \frac{a \times b}{\pi}, F_{in} = A \times B.$$

Среднее значение центростремительного ускорения молей газа в коническом элементе объемом Ω_c

$$A_c = \frac{1}{\Omega_c} \int \frac{W_\varphi^2}{R} d\Omega. \quad (3)$$

Ввиду малости угла $\theta = \frac{\pi\theta^\circ}{180}$, где θ° – угол в

градусах, имеют место соотношения $R \approx L\theta$, $R_2 \approx L_2\theta_2$, $L_2 \approx H_2$,

Вводя в качестве масштабных величин W_{in} , R_2 в (3) получим выражение для безразмерного среднего значения ускорения

$$a_c = \frac{A_c R_2}{W_{in}^2} = \frac{R_2}{W_{in}^2 \Omega_c} \int \frac{W_\varphi^2}{R} d\Omega, \text{ здесь}$$

$$\Omega_c = \frac{\pi}{3} (R_2^2 H_2 - R_0^2 H_1) \approx \frac{\pi}{3} R_2^3 (l_2 - l_1^2 l_1), l = L/R_2, r_2 = 1.$$

Учитывая, что $(h_1/h_2) = r_1/r_2 = r_1$ и $h_2\theta_2 \approx 1$, после преобразований, получим

$$a_c = \frac{\psi^2 (1 - r_1^{2(1-n)})}{(1 - r_1^3)(1 - n)(1 - 2n)} [3 - 2(1 + n)r_{m2}^{1-2n}], \quad (4)$$

где $r_1 = R_1/R_2$ – безразмерный радиус пылевыводного отверстия, $r_{m2} = R_{m2}/R_2$, $\psi = k_s$ для спирального ввода, $\psi = k_w$ для винтового ввода. Величина r_{m2} определяется по соотношению [5]

$$r_{m2} = 0.35 \frac{r_0^{1.5}}{f_{in}^{0.5}}.$$

В циклоне с коническим элементом уменьшение R_m происходит вследствие уменьшения сечения потока в аксиальном направлении и увеличения крутки потока.

Скорость частицы относительно газа запишется из условия равенства центробежной силы, действующей на частицу, силе сопротивления газа движению частицы (силой тяжести пренебрегаем)

$$\frac{\pi \rho_\delta \delta^3}{6} a_c \frac{W_{in}^2}{R_2} = \Psi_\delta (Re_{\delta*}) \frac{\pi \delta^2}{4} \rho \frac{\Delta U_*^2}{2},$$

где $\Psi_\delta (Re_{\delta*})$ – коэффициент сопротивления среды движению частицы, $Re_{\delta*} = \Delta U_* \delta / \nu$, ν – коэффициент кинематической вязкости. В диапазоне $Re_{\delta*} = 0.5 - 100$, используя известные зависимости $\Psi_\delta (Re_\delta)$, из последнего выражения путем аппроксимации получим

$$Re_{\delta*} = \left[Stk \times Re_{\delta,w} \frac{a_c}{f_{in}^2} \right]^{0.75},$$

где $Stk = \tau W_2 / R_2$, $\tau = \rho_\delta \delta^2 / 18\mu$, $W_2 = \frac{Q}{\pi R_2^2}$.

Последнее выражение запишем в виде

$$\frac{\Delta U_*}{W_2} = \frac{1}{Re_{\delta,w}} \left[Stk \cdot Re_{\delta,w} \frac{a_c}{f_{in}^2} \right]^{0.75} = u_\Delta. \quad (5)$$

Оценка величины коэффициента турбулентного перемешивания E для плоского закрученного

потока дана в [4] $E = L_T^2 R \left| \frac{d}{dR} \left(\frac{W_\phi}{R} \right) \right|$, $L_T = \chi_T R$,

$\chi_T = [1/(n+1)] \left(|W_r|/W_\phi \right)^{0.5}$, которая для плоского закрученного потока имеет вид

$$E = \frac{W_r R}{n+1}. \quad (6)$$

Отметим, что оценка пульсационной скорости для плоского закрученного потока проводится по соотношению [4] $Y' = \frac{E}{L_T} = \sqrt{W_r W_\phi}$, откуда

следует, что значение пульсационной скорости много больше радиальной скорости.

Радиальную скорость в выражении (6) отнесем к поверхности $2\pi R_0 H_c$ и определим как $W_{r0} = W_{in} \times A \times B / (2\pi R_0 H_c)$.

Отношение $\frac{E}{R_2} = \frac{W_{in} A \times B}{2\pi R_0 H_c} \frac{R_0}{R_2(n+1)}$ определяет скорость турбулентного перераспределения частиц в сепарационной области. Учитывая, что $W_{in} \times A \times B = W_2 \pi R_2^2$, получим

$$\frac{E}{R_2} = \frac{W_2}{2h_c(n+1)}.$$

Безразмерное обозначение скорости турбулентного перераспределения имеет вид

$$\frac{E}{R_2 W_2} = \frac{1}{2h_c(n+1)} = u_\epsilon. \quad (7)$$

Распишем выражение (1) с учетом (5) и (7)

$$\eta = \eta \left(\frac{\Delta U_*}{W_2} \frac{W_2 R_2}{E} \right) = \eta \left(\frac{u_\Delta}{u_\epsilon} \right) = \eta(\alpha) \quad (8)$$

Для различных циклонов, имеющих одинаковые эффективности, должны быть и одинаковые значения параметра α .

Обозначим x_η – значение аргумента $\Phi(x_\eta)$ при конкретном значении эффективности η . Из табличных значений $\Phi(x_\eta)$ [2] имеем следующие значения x_η : $x_{0.5}=0$; $x_{0.9}=1.28$; $x_{0.98}=2.05$. Для конкретного циклона имеем соотношение

$$\delta_\eta = \delta_{0.5} \sigma^x.$$

Величина α имеет вид

$$\alpha = \frac{\delta^{1.25} W_2^{0.5}}{18^{0.75} v^{0.5} R_2} \left(\frac{\rho \delta}{\rho} \right)^{0.75} \frac{a_c}{f_{in}} 2h_c(n+1), \quad (9)$$

где a_c оценивается по соотношению (4).

В таблице 1 приведены характерные величины высокоэффективных циклонов со спиральным вводом потока, значения размеров улавливаемых частиц при эффективностях 0.5; 0.9; 0.98 и величины a_c , α с табличными значениями физических параметров [2]: $R_2=0.3$ м; $W_2=3.5$ м/с; $\rho_\delta=1930$ кг/м³; $\rho=0.75$ кг/м³; $\mu=22.2 \cdot 10^{-6}$ Па·с.

Из таблицы 1 видно, что для одинаковых эффективностей параметры α для различных циклонов близки между собой. Одной из возможных аппроксимаций зависимости фракционной эффективности сепарации частиц от параметра α может быть предложено выражение по аналогии с [1]

$$\eta_\alpha = \frac{1}{1 + 32.9\alpha^{-2.17}}.$$

Таблица 1. Характерные величины циклонов со спиральным вводом потока, значения размеров улавливаемых частиц при эффективностях 0.5; 0.9; 0.98 и величин a_c , α

Параметры	СДК-ЦН-33	СК-ЦН-34	СК-ЦН-34М
f_{in}	0.285	0.177	0.092
r_0	0.33	0.34	0.22
r_1	0.33	0.23	0.18
h_c	6	4.22	5.2
a_c	28.3	24.4	12.6
$\lg \sigma_T$	0.364	0.308	0.34
$\delta_{\tau 0.5}$ мкм	2.31	1.95	1.13
$\alpha_{0.5}$	4.72	4.90	4.76
$\delta_{\tau 0.9}$	6.7	4.8	3.1
$\alpha_{0.9}$	17.9	15.1	16.8
$\delta_{\tau 0.98}$	12.8	8.3	5.6
$\alpha_{0.98}$	40.1	39.8	30.6

Наибольшие расхождения получаются при высоких эффективностях.

Таким образом, представление обобщенного параметра в виде отношения средней по сепарационному объему скорости частиц фиксированного размера относительно газа к скорости турбулентного перераспределения частиц позволяет прогнозировать эффективность сепарирования частиц в противоточных циклонах с коническим элементом и различными геометрическими соотношениями.

Литература

1. Васильевский М.В., Зыков Е.Г., Разва А.С. Расчетная модель концентрирования частиц в противоточном цилиндрическом циклонном аппарате. // Теорет. основы хим. технологии. 2011. Т. 45. № 3. С. 321–328.
2. Справочник по пыле- и золоулавливанию / Под ред. Русанова А.А. М.: Энергия, 1983. 312 с.
3. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука, 1977. 228 с.
4. Шваб В.А. К вопросу обобщения полей скорости турбулентного потока в циклонной камере // Инж.-физич. журн. 1963. Т. 6. № 2. С. 102–108.
5. Смутьский И.И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах. Новосибирск: ВО "Наука" 1992. 301 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАТЕКАНИЯ ОДИНОЧНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ НА ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

А. А. Глазунов, А. М. Кагенов, К. В. Костюшин, И. В. Еремин, И. М. Тырышкин

Национальный исследовательский Томский государственный университет

Физико-технический факультет

634050, Россия, г. Томск, проспект Ленина 36

E-mail: anuar@ftf.tsu.ru

В настоящее время в организациях и институтах, занимающихся проектированием элементов изделий ракетно-космической техники, проводятся экспериментальные и теоретические исследования физических процессов, протекающих при старте ракет, спуске и посадке космических аппаратов. Большое внимание уделяется взаимодействию сверхзвуковых струй с преградами. Изучению струйных течений и их взаимодействию с преградами посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ. Значительную роль при теоретических исследованиях играет математическое моделирование с использованием современных численных методов и высокопроизводительных вычислительных систем.

Большой цикл расчетно-экспериментальных работ проведен в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН [1-6]. Экспериментальные работы проводились на специально созданной вертикальной струйной установке. Установка оснащена современными приборами и датчиками регистрации, которые в реальном времени накапливают информацию и позволяют следить за протекающим экспериментом. Для визуализации эксперимента используются прибор Теплера ИАБ-451 и камера со сверхчувствительной матрицей. Исследовались структуры сверхзвуковых струй и натекания недорасширенных и перерасширенных сверхзвуковых струй на непроницаемые перпендикулярно и наклонно расположенные преграды и преграды различной проницаемости. Рассмотрены задачи посадки возвращаемого космического аппарата с 16 соплами. Приведены результаты экспериментальных исследований распределения осредненного давления и пульсаций давления на поверхности возвращаемого аппарата и поверхности посадки. Математическое моделирование выполнялось с использованием программы ANSYS Fluent.

Результаты экспериментального исследования натекания сверхзвуковых нерасчетных струй на плоскую преграду, установленную перпендикулярно оси струи в непосредственной близости за срезом сопла ($0.92d$, $2.14d$, $3.5d$) представлены в работе [7]. В данной работе приведены эмпирические формулы для приближенного построения эпюр давления на преграде и указаны границы применимости.

Подобные исследования приведены в работе [8]. В ней рассмотрены три струи со степенью нерасчетности 1.2, 2 и 4, и три случая расположения преграды: перпендикулярно оси струи и

расположенного по центру оси клина с углом основания 60 и 45 градусов. Работа [9] дополняет предыдущее исследование. В ней анализируются углы наклонных преград, которые варьировались от 90 до 30 градусов. Показано, что давление на наклонных преградах может реализовываться выше значения давления, чем на перпендикулярно расположенной преграде.

Взаимодействия сверхзвуковой осесимметричной одиночной струи с плоской перпендикулярной преградой приводится в экспериментальном исследовании [10]. В экспериментах рассмотрены два сопла с числом Маха на срезе 1 и 1.5. Результаты представлены в виде теневых снимков и обработанных методом PIV.

Цикл работ расчетно-экспериментального исследования взаимодействия одиночных и многоблочных сверхзвуковых турбулентных струй с преградой проведен в работах [11-14]. Данные исследования посвящены изучению процессов, протекающих при старте изделий ракетно-космической техники. Показаны различные особенности физических процессов, сопровождающие истечением струй продуктов сгорания ракетных топлив. Математическая модель состоит из трехмерных осредненных уравнений Навье-Стокса по Рейнольдсу совместно с моделью турбулентности Ментера SST. Моделирование выполнялось на пакете прикладных программ ЛОГОС.

Анализ проведенных экспериментально-теоретических исследований взаимодействия струй с преградами показал, что несмотря на большой объем накопленных знаний подробно не рассматривалась задача натекания сверхзвуковой турбулентной струи на преграду на расстояниях от среза сопла до преграды $h/d=1.8\div 9.2$ и с числами Маха на срезе сопла $M=1.5\div 3$. Поэтому, целью данной работы является численное исследование взаимодействия одиночной сверхзвуковой турбулентной струи с плоской преградой для чисел Маха на срезе сопла в диапазоне от 1.5 до 3 в широком диапазоне расстояний расположения преграды (от одной до нескольких «бочек» Маха) перпендикулярно оси сопла и изучить ударно-волновую структуру натекающей струи на преграду и ее силовое воздействие.

В данной работе рассматривается сверхзвуковое натекание одиночной турбулентной струи на плоскую перпендикулярно расположенную преграду. Струя истекает из конического сопла с

числами Маха на срезе 1.5 и 3. В качестве рабочего тела использовался воздух. Схематично такое натекание представлено на рис 1 [15, 16]. Здесь AA – выходное сечение сопла; AB – граница струи; AL – характеристики; OT – висячий скачок; TB – отраженный скачок; TD – контактный разрыв; TT – центральный скачок; T – тройная конфигурация ударных волн; C – критическая точка (точка торможения потока); 1 – продолжение течения из сопла; 2 – течение расширения; 3 – околоосевая область течения свободного расширения; 4 – кольцевая область течения между фронтами разветвленных ударных волн; 5, 6 – течение в струе за центральным скачком; 7 – область основного периферийного потока.

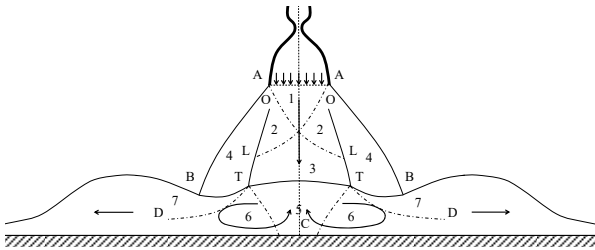


Рис. 1. Структура одиночной сверхзвуковой струи, набегающей на плоскую преграду, расположенную перпендикулярно оси струи

В основном система скачков уплотнения перед поверхностью совпадает с течением в свободной струе при тех же параметрах в выходном сечении сопла. При расположении преграды в сечениях между центральным скачком уплотнения и концом первой «бочки» свободной струи может образовываться большое разрежение. Поэтому через фронт скачка в таком случае будет проходить относительно малая часть суммарного расхода газа через поперечное сечение струи. Эта часть газового потока, растекаясь по поверхности преграды, образует тонкий слой между поверхностью преграды и контактным разрывом, сходящим с контура центрального скачка (область 6). При этом основная масса газа в струе движется по периферии, пройдя через систему разветвленных скачков. За последним скачком эта масса газа поступает в область, которая называется основным периферийным потоком (область 7). Характер движения газа в области 7 оказывает значительное влияние на распределение давления по поверхности преграды.

Для математического описания взаимодействия струи с преградой рассматривается турбулентное течение вязкого сжимаемого газа в трехмерном приближении [17-19]. Система уравнений в прямоугольной декартовой системе координат x_1, x_2, x_3 для нестационарного течения газа имеет вид:

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_j] = 0, \quad (1)$$

где ρ – плотность, кг/м³; t – время, с; u_j – скорость, м/с; x_j – координата, м.

Уравнение движения:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_i u_j + p \delta_{ij} - \tau_{ji}] = 0, \quad (2)$$

где p – давление, Па; δ_{ij} – символ Кронекера.

Тензор вязких напряжений имеет следующий вид:

$$\tau_{ij} = 2\mu \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right], \quad (3)$$

Уравнение баланса энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_j E + u_j p + q_j - u_i \tau_{ij}] = 0, \quad (4)$$

где E – полная внутренняя энергия, Дж; q_j – тепловой поток, Дж/(м²·с).

Уравнение состояния идеального газа:

$$p = \rho R T, \quad (5)$$

где T – температура, К; R – удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К).

Здесь индексы $i, j, k = 1, 2, 3$.

Для замыкания системы уравнений (1)-(5) привлекается двухпараметрическая модель турбулентности Мендера $SST k - \omega$ [20].

При проведении численных исследований предполагалось, что в начальный момент времени окружающая среда покоится. Давление окружающей среды составляет 101325 Па а температура 290 К. Параметры на входе в сопло определялись исходя из значений степени нерасчетности и числа Маха на срезе сопла. Для твердых стенок задавались условия прилипания и не проникания. На внешних границах расчетной области использовались «мягкие» граничные условия.

Для реализации физико-математической модели и проведения численных исследований применялось свободное программное обеспечение OpenFOAM [21-24]. Численный метод реализован на методе контрольных объемов, математическая модель основана на приближенном решении задачи Римана по схеме HLLC с использованием разностной схемы MUSCL типа TVD второго порядка точности [25]. СЛАУ разрешается методом Гаусса. Дискретизация по времени производится методом Рунге-Кутты. Численные исследования выполнены с использованием суперкомпьютера Томского государственного университета СКИФ Cyberia.

Для проверки достоверности численных исследований проведено сравнение результатов тестовых расчетов с экспериментальными данными работы [5]. Экспериментальные исследования выполнены на вертикальной струйной установке Института теоретической и прикладной механики СО РАН. В эксперименте использовалось специальное осесимметричное сверхзвуковое сопло с числом Маха на срезе равным $M = 3$. Расстояние

от среза до поверхности преграды $2D_a$, где D_a – диаметр среза сопла. Отношение давления в форкамере к давлению окружающей среды равнялось $p_0 / p_a = 50$, а степень нерасчетности $n = 1.36$.

Результат сравнения расчётного и экспериментального давлений вдоль преграды в результате натекания сверхзвуковой струи показан на рис. 2. Непрерывная линия соответствует численному расчету, а точки – эксперименту [5]. По оси абсцисс нанесены значения отношения длины преграды к диаметру среза сопла (x / D_a), а по оси ординат отношение значения давления на преграде к давлению окружающей среды (p / p_e). Получено хорошее совпадение с экспериментом.

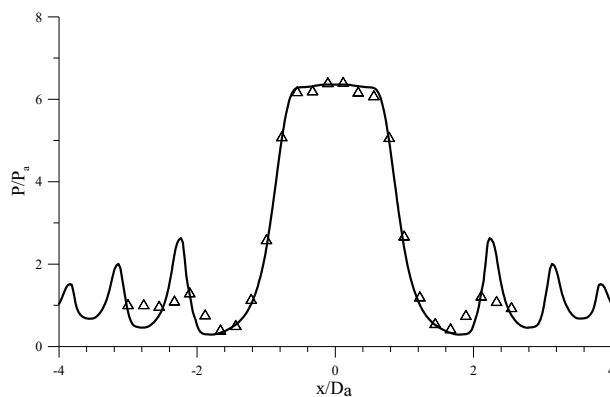


Рис. 2. Сравнение расчётного давления вдоль преграды с экспериментальными данными [5].

В численных экспериментах рассмотрены варианты расположения преграды на расстояниях $h/d=1.8 \div 9.2$ от среза сопла с шагом 0.4, для чисел Маха на срезе сопла 1.5 и 3 со степенью нерасчетности $n=1.34$. Результаты расчетов для числа Маха 1.5 на срезе сопла представлены на рисунках 3-6 в виде графиков безразмерного давления на поверхности преграды. Где P_e – давление на срезе сопла, d^* – диаметр критического сечения сопла, d – диаметр среза сопла. Аналогичным образом на рисунках 7-10 приведены результаты численных расчетов для числа Маха на срезе сопла равного 3.

Для числа Маха на срезе сопла 1.5 расположение преграды на расстоянии $h/d=1.8$ приходится на конец первой «бочки» струи. При торможении основного газового потока об поверхность преграды и взаимодействия скачка сжатия приводит к образованию диска Маха или центрального скачка. Максимум давления приходится на ось струи (рис. 3). За центральным скачком движется вдоль поверхности преграды и образовывается веерная струя с пятью «бочками», это хорошо видно на рис. 3. Аналогичная картина наблюдается при расположении преграды на расстояниях $h/d=2.2-3.4$. С увеличением расстояния размер «бочек» уменьшается и уменьшается уровень давления вдоль преграды по сравнению с $h/d=1.8$. При расположении преграды после второй «бочки»

основной струи, веерная струя практически не наблюдается (рис. 4). Замечено, что при увеличении расстояния расположения преграды h/d размеры диска Маха или центрального скачка уменьшаются по сравнению с $h/d=1.8$, но максимум давления на преграде практически не зависит от этого параметра. Давление на преграде в основном зависит от области струи на которую приходится преграда.

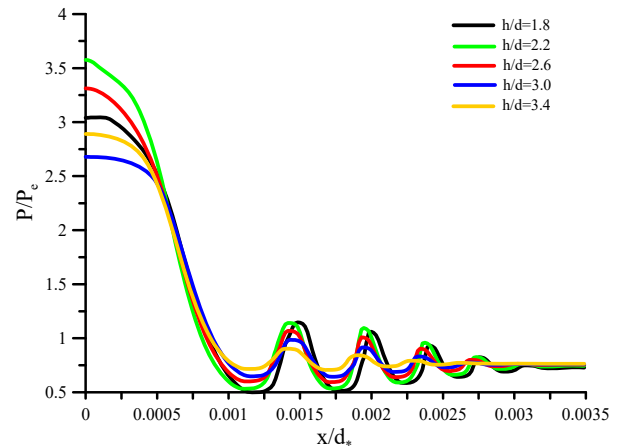


Рис. 3. Распределение давления вдоль преграды при $M=1.5$ на срезе сопла, $h/d=1.8-3.4$

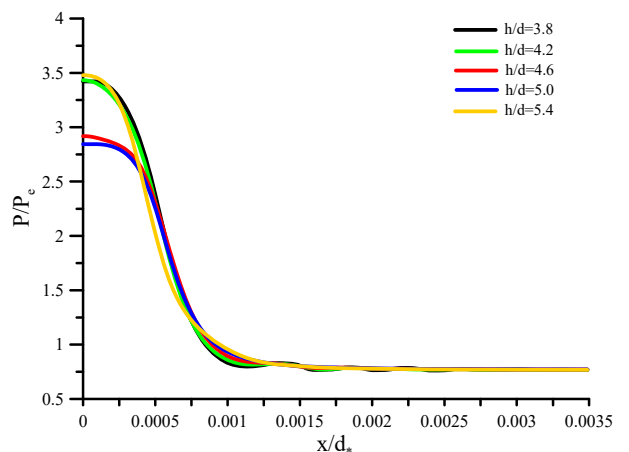


Рис. 4. Распределение давления вдоль преграды при $M=1.5$ на срезе сопла, $h/d=3.8-5.4$

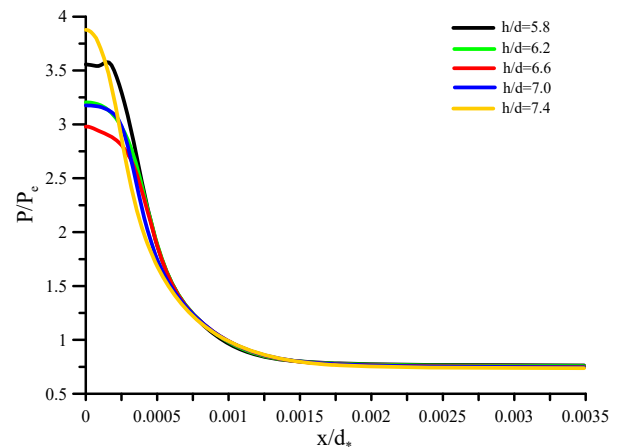


Рис. 5. Распределение давления вдоль преграды при $M=1.5$ на срезе сопла, $h/d=5.8-7.4$

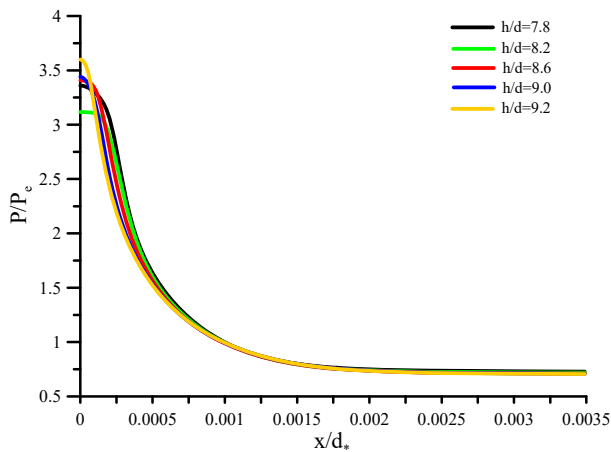


Рис. 6. Распределение давления вдоль преграды при $M=1.5$ на срезе сопла, $h/d=7.8-9.2$

Для $h/d=1.8$ преграда приходится на конец первой «бочки» или возрастания числа Маха в струе, максимум давления на преграде составляет $P/P_e=3.04$. При $h/d=2.2$ преграда приходится на область между первой и второй «бочкой» (уменьшения числа Маха), максимум давления на преграде выше и составляет $P/P_e=3.57$, чем для $h/d=1.8$. Дальнейшее отдаление преграды $h/d=2.6$ приходится на зону возрастания числа Маха (начало второй «бочки»), максимум давления меньше чем для $h/d=2.2$, но выше $h/d=1.8$ и составляет $P/P_e=3.31$. Когда преграда оказывается в области возрастания числа Маха (начало и середина второй «бочки») максимум давления меньше, чем для $h/d=1.8$ и составляет $P/P_e=2.87$ и $P/P_e=2.67$. Аналогичные результаты получены для других расстояний h/d . Стоит отметить, что для диапазона расстояний $h/d=3.8-9.2$ уровень максимума давления практически не опускается ниже $P/P_e=3$ и не превышает $P/P_e=3.8$ (рис. 6), лишь в нескольких случаях давление опускалось ниже $P/P_e=3$, это $h/d=4.6$ и $h/d=5.0$ (рис. 5).

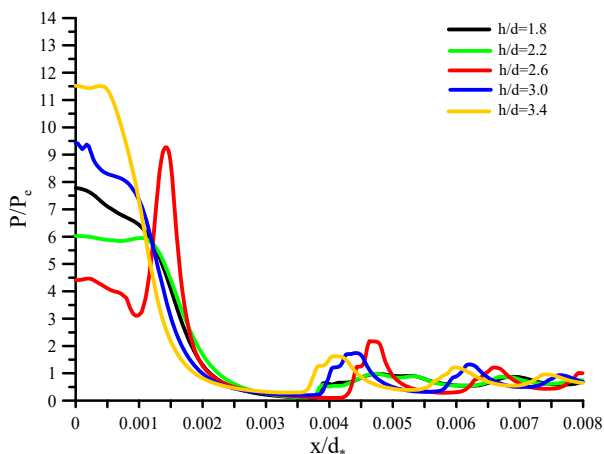


Рис. 7. Распределение давления вдоль преграды при $M=3$ на срезе сопла, $h/d=1.8-3.4$

При числе Маха равном 3 на срезе сопла, картина взаимодействия сверхзвуковой струи с преградой существенно отличается от числа Маха 1.5 на срезе сопла. Отличия наблюдаются в ударно-волновой

структуре пристеночно струи и в распределении давления вдоль преграды. Для $h/d=1.8$ максимум давления возникает на оси струи, за центральным скачком образовывается первая «бочка» пристеночно струи с диском Маха.

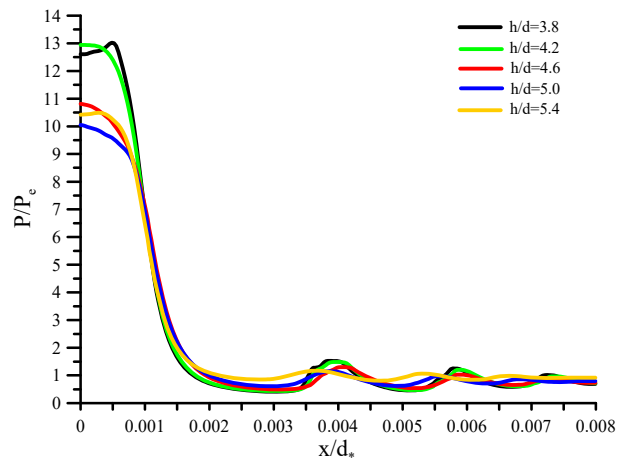


Рис. 8. Распределение давления вдоль преграды при $M=3$ на срезе сопла, $h/d=3.8-5.4$

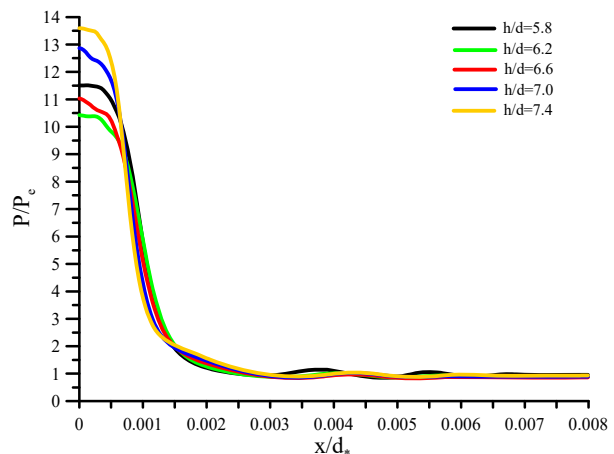


Рис. 9. Распределение давления вдоль преграды при $M=3$ на срезе сопла, $h/d=5.8-7.4$

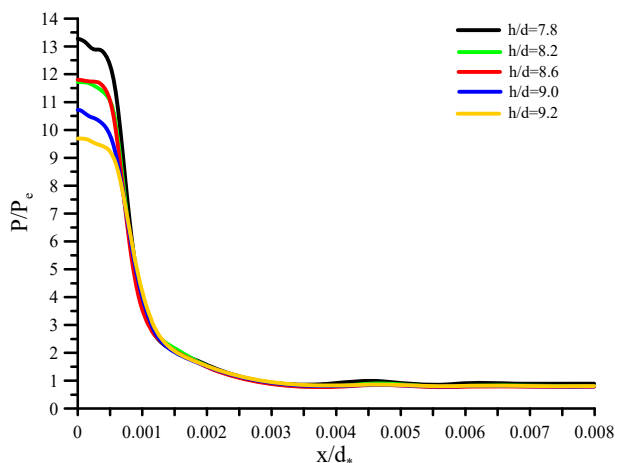


Рис. 10. Распределение давления вдоль преграды при $M=3$ на срезе сопла, $h/d=7.8-9.2$

Основная масса газа перетекает через фронт отражённого скачка пристеночно струи, за которым образовывается несколько «бочек» с

числами Маха 2 (рис. 7). Подобная картина течения наблюдается на диапазон расстояний $h/d=2.2-3.4$, за исключением $h/d=2.6$ (рис. 8). В этом варианте максимум давления находится на периферии, под височным скачком.

С дальнейшим увеличением расстояния, на диапазоне $h/d=3.8-5.8$, ударно-волновая картина течения газа меняется и становится аналогичной вариантам расчетов для числа Маха на срезе сопла равного 1.5 в диапазоне $h/d=1.8-3.8$, отличны уровни давления по преграде и число «бочек» веерной струи. Для числа Маха равного 3 на срезе сопла число «бочек» веерной струи равно 3 (рис. 8). Подобная аналогия наблюдается и для диапазона расстояний расположения преграды $h/d=5.8-9.2$ (рис. 9 и рис. 10). Максимум уровня давления для числа Маха 3 также, как для случая с числом Маха 1.5 на срезе сопла, зависит от области струи на которую приходится преграда. При этом уровень давления, в большинстве случаев практически выше в три раза по сравнению с числом Маха на срезе сопла равном 1.5.

Данное научное исследование (№ 8.2.12.2018) выполнено при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Литература

1. Глазнев В. Н., Запрыгаев В. И., Усков В. Н. и др. Струйные и нестационарные течения в газовой динамике. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 200 с.
2. Запрыгаев В. И., Солотчин А. В., Кавун И. Н., Яровский Д. А. Нтекание сверхзвуковой недорасширенной струи на преграды различной проницаемости. Прикладная механика и техническая физика, 2011. Т. 52, №5. С. 60-67.
3. Запрыгаев В. И., Киселев Н. П., Пивоваров А. А. Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи. Известия РАН. Механика жидкости и газа, 2015. №1. С. 95-107.
4. Запрыгаев В. И., Киселев Н. П., Кундасев С. Г. Структура течения при взаимодействии сверхзвуковой перерасширенной струи с плоской наклонной преградой. Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника, 2016. № 45. С. 32-49.
5. Kundasev S. G., Kiselev N. P., Zapryagaev V. I. Experimental investigation of the flow structure of the supersonic jet impinging on an inclined flat obstacle. International Conference on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR 2016), 2016. doi: 10.1063/1.4963973.
6. Zapryagaev V. I., Gubanov D. A., Kavun I. N., Kiselev N. P., Kundasev S. G., and Pivovarov A. A. Investigation of supersonic jets shock-wave structure. AIP Conference Proceedings, 2017. № 1893, 030058. doi: 10.1063/1.5007516.
7. Мельникова М. Ф., Нестеров Ю. Н. Воздействие сверхзвуковой нерасчетной струи на плоскую преграду, перпендикулярную оси струи. Ученые записки ЦАГИ, 1971. Т. 2, №5. С. 44-58.
8. Lamont P. J., Hunt B. L. The impingement of underexpanded axisymmetric jets on wedges. Journal of Fluid Mechanics, 1976. V. 76. P. 307-336.
9. Lamont P. J., Hunt B. L. The impingement of underexpanded, axisymmetric jets on perpendicular and inclined flat plates. Journal of Fluid Mechanics, 1980. V. 80. P. 471-511.
10. Krothapalli A., Rajkuperan E., Alvi F., Lourenco L. M. Flow field and noise characteristics of a supersonic impinging jet. J. Fluid Mech., 1999. V. 392. P. 155-181.
11. Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В., Третьякова О. Н. Результаты экспериментальных исследований взаимодействия многоблочных сверхзвуковых турбулентных струй с преградой. Электронный журнал «Труды МАИ», 2013. № 69. С. 1-11.
12. Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В., Третьякова О. Н. Численное моделирование взаимодействия многоблочных сверхзвуковых турбулентных струй с преградой. Электронный журнал «Труды МАИ», 2013. № 70. С. 1-14.
13. Кудимов Н. Ф., Сафронов А. В., Третьякова О. Н. Прикладные задачи газодинамики и теплообмена в энергетических установках ракетной техники. М.: Изд-во МАИ, 2014. 168 с.
14. Дегтярь В. Г., Меркулов Е. С., Хлыбов В. И., Сафронов А. В. Результаты расчетно-экспериментальных исследований газодинамических процессов при взаимодействии многоблочных струй ракетных двигателей с газотражателем стартового сооружения. Космонавтика и ракетостроение, 2013. № 1 (70). С. 37-45.
15. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 226 с.
16. Пирумов У. Г., Росляков Г. С. Газовая динамика сопел. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990. 368 с.
17. Волков К. Н., Емельянов В. Н., Зазимко В. А. Турбулентные струи – статистические модели и моделирование крупных вихрей. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. 360 с.
18. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа : учеб. для вузов : 7-е изд., испр. М.: Дрофа, 2003. 840 с.
19. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика : в 2 ч. : учеб. руководство для вузов : 5-е. изд., перераб. и доп. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1991. Ч. 1. 600 с.
20. Menter F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA Journal, 1994. V. 32, № 8. P. 1598-1605.
21. OpenFOAM [Электронный ресурс]. Официальный сайт The OpenFOAM Foundation. URL: <http://openfoam.org> (дата обращения 01.09.2018).
22. Кагенов А. М., Еремин И. В., Глазунов А. А., Тырышкин И. М. Применение пакета OpenFOAM для расчета течений газа в соплах и струях. Известия высших учебных заведений. Физика, 2013. Т. 56, № 9/3. С. 66-68.
23. Kagenov A., Glazunov A., Kostyushin K., Eremin I. Mathematical modeling of plumes impingement on landing site of “ExoMars” landing platform. AIP Conference Proceedings, 2017. № 1899, 060010. doi: 10.1063/1.5009881.
24. Kagenov A., Glazunov A., Kostyushin K., Eremin I., Shuvarikov V. Numerical investigation of the effect of the configuration of ExoMars landing platform propulsion system on the interaction of supersonic jets with the surface of Mars. AIP Conference Proceedings, 2017. № 1893, 030084. doi: 10.1063/1.5007542.
25. Toro E. F. Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics Berlin: Springer-Verlag, 2009. 724 p.

ОДНОВРЕМЕННОЕ ПИТАНИЕ ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ РЕЗИСТИВНЫХ НАГРУЗОК КОМПАКТНЫМ ИМПУЛЬСНЫМ КОМБИНИРОВАННЫМ НАКОПИТЕЛЕМ ЭНЕРГИИ

¹В.Г. Бутов, ¹С.В. Синяев, ²В.Г. Тухтаев

¹НИИ ПММ НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36, E-mail: ssv@niipmm.tsu.ru

²НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36.

В [1-3] рассматриваются компактные двухступенчатые импульсные накопители энергии, работающие на одну нагрузку различного вида. Накопитель состоит из повышающего ток трансформатора и мощного импульсного МГД-генератора, подключенного на стадии накопления энергии к первичной обмотке трансформатора, при этом его вторичная обмотка замкнута накоротко. При выходе МГД-генератора на номинальный режим работы из состояния холостого хода обмотки трансформатора выполняют функцию индуктивного накопителя энергии с кратным усилением тока во вторичной обмотке. Для такого накопителя в [1] моделируется режим питания одной резистивной нагрузки, подключаемой к вторичной обмотке трансформатора. При таком режиме работы накопителя на нагрузку выделяется менее четверти запасенной трансформатором энергии. В отличие от [1] в данной работе моделируется более эффективный режим использования накопленной трансформатором энергии за счет одновременного подключения второй резистивной нагрузки к первичной обмотке трансформатора. При таком режиме питания и эффективном соотношении параметров нагрузок удастся в разы увеличить коэффициент преобразования накопленной на трансформаторе магнитной энергии. Нагрузкой для вторичной обмотки трансформатора может быть рельсовый ускоритель [2,3], а нагрузкой для первичной обмотки трансформатора может быть выбрано устройство с относительно высоким сопротивлением, например, [4].

Схема и работа устройства. Моделируемая установка состоит из импульсного МГД-генератора мощностью 50 МВт и повышающего ток трансформатора со сверхпроводящими обмотками [5]. После накопления энергии первичная и вторичная обмотки трансформатора могут подключаться к различным импульсным электрофизическим устройствам с рабочими токами в десятки и сотни килоампер соответственно с помощью коммутационных устройств с размыкающими и замыкающими ток ключами. Структурная схема такой установки показана на рис.1. Работа установки начинается с зажигания плазмобразующего топлива в камере генератора плазмы (ГП). После выхода МГД-генератора в режим холостого хода его сплошные электроды с помощью ключа K_1 подключаются к первичной обмотке трансформатора. Основными параметрами трансформатора являются коэффициенты индуктивности его обмоток L_1 , L_2 и их взаимной

индуктивности M . При накоплении энергии трансформатором ключи K_2 и K_4 разомкнуты, а ключи K_1 и K_3 замкнуты.

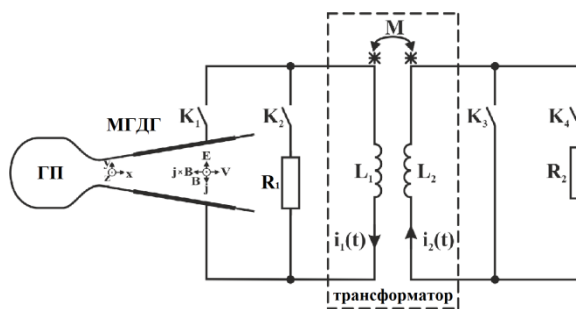


Рис. 1. Структурная схема установки накопления энергии от импульсного МГД-генератора: ГП – генератор плазмы; R_1 , R_2 – сопротивления сильноточных нагрузок; $i_1(t)$, $i_2(t)$ – токи в обмотках трансформатора; t – время.

В момент t_m достижения необходимого значения тока I_{m2} во вторичной обмотке трансформатора начинается этап подключения нагрузок: ключ K_2 замыкает первичную обмотку на нагрузку R_1 , ключ K_1 отключает генератор от трансформатора, ключи K_4 и K_3 подключают вторичную обмотку трансформатора к нагрузке R_2 . После подключения нагрузок R_1 и R_2 происходит их питание соответствующими обмотками трансформатора.

Постановка задачи. При моделировании работы устройства используются следующие предположения: вольт-амперная характеристика импульсного МГД-генератора подчиняется линейному закону: $U(t) = U_0 - r \cdot I(t)$, где U_0 – напряжение холостого хода, $I(t)$ – ток, снимаемый со сплошных электродов МГД-генератора, r – характерная величина сопротивления канала МГД-генератора; обмотки трансформатора являются идеально проводящими; ключи K_1 и K_3 в начальный момент времени $t = 0$ замкнуты и имеют нулевое электрическое сопротивление, а в момент времени t_k ключи начинают размыкаться; ключи K_2 и K_4 первоначально разомкнуты и затем мгновенно замыкаются в момент t_k , причем в замкнутом состоянии сопротивления и индуктивности этих ключей пренебрежимо малы. Электротехническая схема устройства при работе МГД-генератора на

трансформатор с закороченной вторичной обмоткой (этап 1) приведена на рис. 2.

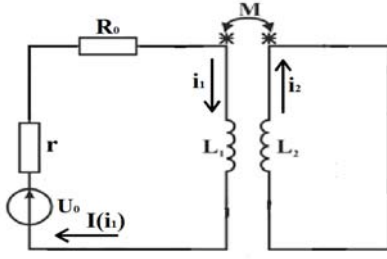


Рис. 2. Схема накопления энергии – этап 1.

При нулевых начальных условиях токи в обмотках трансформатора определяются выражениями:

$$i_1(t) = \frac{U_0}{R} \cdot (1 - e^{-\frac{R}{L}t}), \quad i_2(t) = -\frac{M \cdot U_0}{L_2 \cdot R} \cdot (1 - e^{-\frac{R}{L}t}),$$

где $R = R_0 + r$, $L = L_1 - M^2/L_2$.

Ток во вторичной обмотке достигает заданного значения i_{2k} за время $t_k = \frac{L}{R} \cdot \ln \frac{M \cdot U_0}{M \cdot U_0 + L_2 \cdot R \cdot i_{2k}}$.

Переключение обмоток трансформатора на нагрузки (этап 2) длится с момента t_k до момента t_r – полного размыкания ключей K_1 и K_3 . Изменения сопротивления ключей в процессе их размыкания моделируются выражениями:

$$r_1(t) = r_{10} \cdot \left(\frac{t - t_k}{t_r - t} \right)^{n_1}, \quad r_3(t) = r_{30} \cdot \left(\frac{t - t_k}{t_r - t} \right)^{n_2},$$

где r_{10} и r_{30} – сопротивления ключей в момент $\tau = 0.5(t_k + t_r)$, а n_1 и n_2 определяют скорость и фактическое время размыкания соответствующих ключей. Схема устройства на этапе 2 подключения нагрузок приведена на рис. 3.

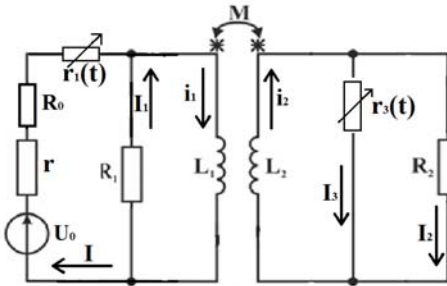


Рис. 3. Схема подключения нагрузок и отключения МГД-генератора от трансформатора – этап 2.

Система электротехнических уравнений работы устройства на этапе 2 приводится к виду:

$$\frac{di_2}{dt} = -\frac{R_2 \cdot L_1}{L \cdot L_2} \cdot \frac{r_3(t) \cdot i_2(t)}{r_3(t) + R_2} + \frac{R_1 \cdot M}{L \cdot L_2} \cdot \frac{[R + r_1(t)] \cdot i_1(t) - U_0}{r_1(t) + R + R_1},$$

$$\frac{di_1}{dt} = -\frac{R_1}{L} \cdot \frac{[R + r_1(t)] \cdot i_1(t) - U_0}{r_1(t) + R + R_1} + \frac{R_2 \cdot M}{L \cdot L_2} \cdot \frac{r_3(t) \cdot i_2(t)}{r_3(t) + R_2},$$

$$I = \frac{R_1 \cdot i_1 + U_0}{r_1 + R + R_1}, \quad I_3 = \frac{R_2 \cdot i_2}{r_3 + R_2}, \quad I_1 = i_1 - I, \quad I_2 = i_2 - I_3 \quad \text{при}$$

начальных условиях $i_1(t_k) = I(t_k) = i_{1k}$,

$$i_2(t_k) = I_3(t_k) = i_{2k}, \quad I_1(t_k) = I_2(t_k) = 0.$$

С момента t_r токи с обмоток трансформатора питают только нагрузки R_1 и R_2 (этап 3). Расчетная схема работы устройства на этом этапе представляет собой две замкнутых индуктивно связанных между собой R, L -цепи с постоянными параметрами, при этом токи на нагрузках определяются в аналитическом виде. При $t \geq t_r$ и начальных условиях $i_1(t_r) = i_{1r}$, $i_2(t_r) = i_{2r}$:

$$i_1 = a_1 \cdot e^{\delta_1(t-t_r)} + a_2 \cdot e^{\delta_2(t-t_r)}, \quad i_2 = b_1 \cdot e^{\delta_1(t-t_r)} + b_2 \cdot e^{\delta_2(t-t_r)},$$

где

$$\delta_{1,2} = \frac{0.5}{L_1 \cdot L_2 - M^2} \cdot [-(R_1 \cdot L_2 + R_2 \cdot L_1) \pm c],$$

$$a_{1,2} = c^{-1} \cdot \{0.5[c \pm (-R_1 \cdot L_2 + R_2 \cdot L_1)] \cdot i_{1r} \pm R_2 \cdot M \cdot i_{2r}\},$$

$$b_{1,2} = c^{-1} \cdot \{0.5[c \pm (-R_1 \cdot L_2 - R_2 \cdot L_1)] \cdot i_{2r} \pm R_1 \cdot M \cdot i_{1r}\},$$

$$c = [(R_1 \cdot L_2 + R_2 \cdot L_1)^2 + 4R_1 \cdot R_2 \cdot M^2]^{0.5}.$$

Результаты расчетов. Расчёты проведены для модельного устройства с параметрами: вольт-амперная характеристика импульсного МГД-генератора мощностью 50 МВт [3] – $U_0=1870$ В, $r=0.0156$ Ом, $R_0=0.001$ Ом; индуктивности обмоток трансформатора – $L_1=1,07$ Гн, $L_2=1,43 \cdot 10^{-4}$ Гн, $M=6,32 \cdot 10^{-3}$ Гн; резистивные нагрузки $R_1=15$ Ом, $R_2=0.0075$ Ом; параметры ключей K_1 и K_3 на размыкание – $t_k=5.041$ с, $\tau=1$ мс, $r_{10}=0.1$ Ом, $r_{30}=0.01$ Ом, $n_1=12$, $n_2=1$.

На этапе 1 нарастание токов в обеих обмотках происходит по закону, близкому к линейному. Через ~ 5 секунд ток в первичной обмотке возрастает до 11.3 кА, во вторичной обмотке ток достигает 500 кА, а магнитная энергия $W_{mp}(t_k)$, аккумулированная в трансформаторе, составляет 50 МДж. На рис. 4 показаны изменения тока $I_1(t)$ и энергии $W_1(t)$, выделяемой на размыкающем ключе K_1 .

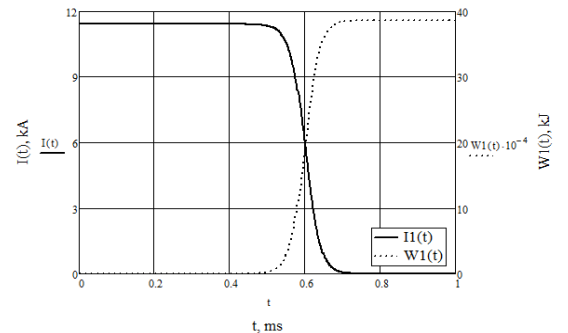


Рис.4. Ток I_1 и энергия W_1 на ключе K_1 при отключении МГД-генератора

При срабатывании ключа на нем выделяется энергия ~ 39 кДж, что равно $\sim 0.8\%$ от запасенной трансформатором магнитной энергии. Фактическое время отключения ~ 150 мкс. На рис. 5 приведены графики изменения тока I_3 на ключе K_3 и выделяемой на нем энергии W_3 в процессе его срабатывания. Ток убывает практически линейно, при этом на ключе в течение 1 мс рассеивается ~ 300 кДж энергии ($\sim 0.6\%$).

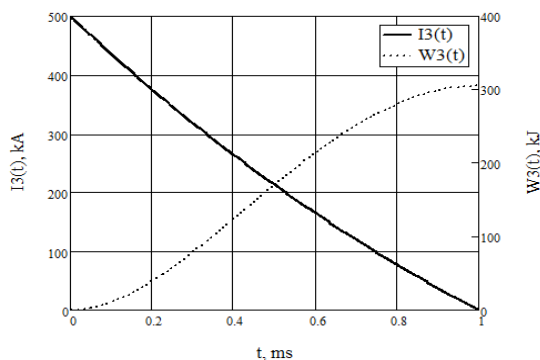


Рис. 5. Ток I_3 и энергия W_3 на ключе K_3 при размыкании вторичной обмотки трансформатора

На рис. 6 и 7 построены графики токов и выделяющейся энергии на нагрузках, начиная с момента их подключения к соответствующим обмоткам трансформатора.

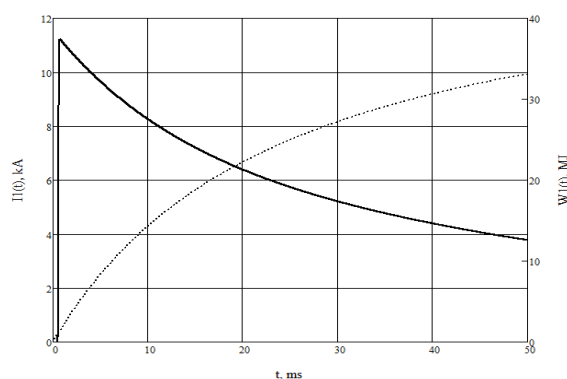


Рис. 6. Ток I_1 и омическая энергия W_1 на нагрузке R_1

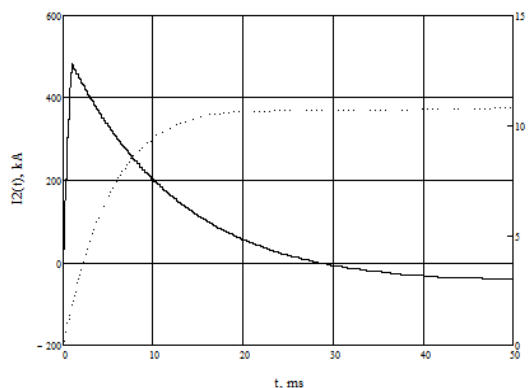


Рис. 7. Ток I_2 и омическая энергия W_2 на нагрузке R_2

Начальное резкое увеличение токов соответствует этапу размыкания ключей K_1 и K_3 . Через 50 мс после включения нагрузок на R_1 выделилось 33.3 МДж энергии при падении тока в ~ 3 раза. На нагрузке R_2 выделилось 10.8 МДж энергии. Суммарное энерговыделение на нагрузках составило 44.1 МДж, или 87.2 % от запасенной трансформатором магнитной энергии. На нагрузке R_1 мощность энерговыделения превышает 1 ГВт в течение 10 мс, а на нагрузке R_2 – в течение 5 мс. Развиваемая трансформатором мощность на нагрузке более чем в 20 раз превосходит номинальную мощность первичного источника энергии – импульсного МГД-генератора. Характерная величина сопротивления нагрузки определяется по ее характерным потребляемым значениям мощности и тока. В настоящей работе по заданным токам в обмотках трансформатора подбираются характерные значения сопротивлений нагрузок, при которых за заданное время происходит эффективный режим обмена энергией, что позволяет определить эффективные значения мощностей для подключаемых нагрузок.

Заключение. Показано, что комбинированный импульсный накопитель энергии может обеспечить достаточно высокий КПД одновременной передачи накопленной магнитной энергии на две различные не связанные между собой нагрузки.

Литература

1. Butov V.G., Afonin A.G., Sinyaev S.V., Solonenko V.A., Panchenko V.P., Yakushev A.A., Shvetsov G.A., Nosov G.V., and Nosova M.G. Compact Electric Energy Storage System Based on a Powerful Pulsed MHD Generator // PPC 2017 Paper Index | IEEE Pulsed Power Conference, June 18-22, Brighton, UK, p.p. 404-408.
2. G.V. Nosov, M.G. Nosova, Yu.Z. Vasil'eva, and E.O. Kuleshova. Calculation and Analysis of the Power Supply of a railgun from a Magnetohydrodynamic Generator and Transformer// J. Appl. Mech. Tech. Phys., 2018. Vol. 59, No. 2, p.p. 251-257.
3. Афонин А. Г., Бутов В. Г., Синяев С. В., Солоненко В. А., Швецов Г. А., Носов Г.В., Носова М.Г. Компактный накопитель энергии для электромагнитных ускорителей твердых тел / Современные проблемы механики сплошных сред и физики взрыва. Тезисы докладов Всероссийской конференции с международным участием. Новосибирск: Изд-во ИГиЛ СО РАН, 2017. С. 32, 33.
4. Винтизенко И.И., Новиков С.С. Релятивистские магнетронные СВЧ-генераторы.- Томск: Изд-во НТЛ, 2009. - 432с.
5. Бут Д. А. Накопители энергии / Д. А. Бут, Б. Л. Алиевский, С. Р. Мизюрин, П. В. Васюкевич. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 400 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ

В. Г. Прокофьев^{1,2}, Т. И. Худякова^{1,2}

¹Национальный Исследовательский Томский Государственный Университет

²Томский научный центр СО РАН

1) 634050, г. Томск, пр. Ленина 36

2) 634055, г. Томск, Академический пр., 10/3

E-mail: tai_hudikova@mail.ru

Введение. Предметом изучения данной работы является неустойчивые режимы безгазового горения образца в форме бесконечно длинного стержня квадратного сечения – параллелепипеда (рис.1).

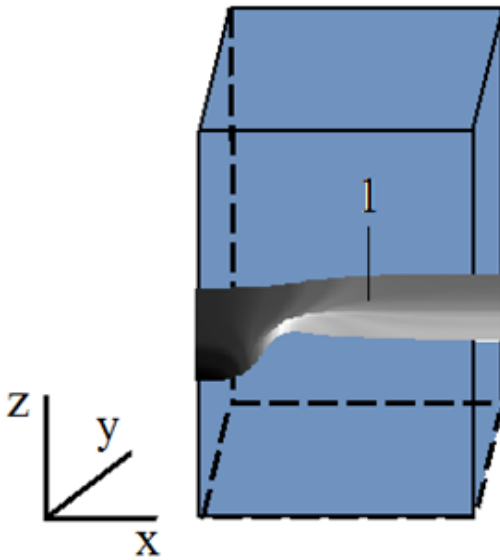


Рис.1. Длинный стержень квадратного сечения.
(1– сечение образца)

Основная цель заключается в нахождении такого
Рис.1 Образец в виде стержня квадратного сечения.

(1– температурное поле в спиновом режиме
горения)

Основная цель заключается в нахождении такого критического значения размеров образца, при которых возмущения в виде спинового режима не реализуются и режим горения будет стационарным.

В работе [1] исследована нестационарная пространственная задача о горение образца безгазового состава в виде длинного стержня квадратного сечения. Численные расчеты показали, что диаметр образца оказывает влияние на режим горения: спиновый, уголкового и кольцевого. Также размеры образца влияют на характер пульсаций, количество и форму очагов. Односпиновый режим реализуется при безразмерном диаметре образца $d=50$. Главная особенность этого режима заключается в области с повышенной температурой, движущейся вдоль боковой поверхности стержня по

спиралевидной траектории. Температура и скорость этой области периодически незначительно меняются. Максимальное значение этих параметров наблюдается в углах образца. В исследовании [2] рассматриваются трехмерные спиновые волны с помощью математического моделирования на примере безгазового горения цилиндрического образца. В ходе вычислений были выявлены два типа установившихся волн горения: стационарные режимы с неизменной структурой фронта горения и периодические режимы, при которых структура фронта в течении периода претерпевает большие изменения. При проведении численных расчетов задачи было установлено что, расширяясь по поперечнику цилиндра, очаг горения захватывает центральную область, а затем происходит его сужение. Благодаря этому температура и мгновенная скорость горения на оси цилиндра, в отличие от стационарного случая, совершает колебания. Происходит периодическое изменение структуры очага и скорости его движения. Также, было обнаружено, что при варьировании радиуса цилиндра происходят значительные изменения структуры фронта горения. И с ростом радиуса образца средняя скорость фронта незначительно убывает. В статье [3] рассматривается задача о влиянии фазового перехода на трехмерные неустойчивые режимы безгазового горения. Работа посвящена спиновому режиму горения и влияния на них фазового перехода. Было показано, что при задании определенных начальных условий можно получить спины, вращающиеся в левую и правую сторону. Также, направление движения очага и ускорение выхода на установившийся режим можно задавать при соответствующих локальных возмущениях температурного поля в начальный момент времени. Снижение температуры плавления приводит к замене двухочагового режима горения трехочаговыми.

Постановка задачи. Математическая модель горения образца в виде длинного стержня квадратного сечения в трехмерной плоскости, записанная в безразмерных переменных, включает в себя уравнение теплопроводности и уравнение химической кинетики:

$$[1 + Ph\delta(\theta - \theta_L)] \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \frac{1}{Td} \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} = Td(1 - \alpha) \exp\left(\frac{\theta}{1 + A\theta}\right) \quad (2)$$

Предполагается, что длина стержня много больше стороны квадратного сечения L . Теплотери через боковую поверхность пренебрежимо малы, поэтому граничные условия боковой поверхности запишутся следующим образом:

$$\tau = 0: \theta(x, y, z, 0) = f(x, y, z), \alpha(x, y, z, 0) = 0 \quad (5)$$

$$z = 0: \theta(x, y, 0, \tau) = \theta_w (\tau < \tau_w), \quad \partial\theta(x, y, 0, \tau) / \partial z = 0 (\tau > \tau_w) \quad (6)$$

$$x = D_x: \partial\theta(D_x, y, z, \tau) / \partial x = 0 \quad (7)$$

$$y = D_y: \partial\theta(x, D_y, z, \tau) / \partial y = 0 \quad (8)$$

$$z = D_z: \partial\theta(x, y, D_z, \tau) / \partial z = 0, \quad (9)$$

где x, y, z – безразмерные координаты; D_x, D_y, D_z – размеры образца.

Безразмерные параметры уравнений:

$$Td = \frac{cRT_*^2}{QE}, \theta = \frac{(T - T_*)E}{RT_*^2}, \theta_L = \frac{(T_L - T_*)E}{RT_*^2},$$

$$\theta_0 = \frac{(T_0 - T_*)E}{RT_*^2}, Ar = \frac{RT_*}{E}, x = \frac{r_1}{r_*}, y = \frac{r_2}{r_*}, z = \frac{r_3}{r_*},$$

$$r_* = \sqrt{\frac{\lambda t_*}{c\rho}}, t_* = \frac{cRT_*^2}{QE K(T_*)}, \tau = \frac{t}{t_*}, \tau_{\text{ign}} = \frac{t_{\text{ign}}}{t_*},$$

$$Ph = \frac{Q_L}{Q Td}$$

Здесь, θ_0 – начальная безразмерная температура,

где $T_* = T_0 + \frac{Q - Q_L}{c}$ – адиабатическая температура

горения с учетом затрат тепла на плавление инертного компонента; T_L, Q_L – температура и теплота плавления инерта; ρ, c, λ – плотность, теплоемкость и теплопроводность смеси; Q, E – тепловой эффект и энергия активации реакции; $k_0, K(T_*)$ – предэкспоненциальный множитель и константа скорости реакции при масштабной температуре; α – глубина превращения (массовая доля продукта по отношению к общей массе реагирующей смеси), Φ – функция источника.

Трехмерная математическая модель горения (1)–(9) исследовалась численно с использованием неявной схемы по координатного расщепления и метода прогонки. По мере продвижения фронта реакции по образцу происходило наращивание расчетной области задачи на значительном расстоянии от фронта со стороны свежей смеси, и удаление аналогичной части расчетной области со стороны продуктов реакции. Эта процедура осевого «сдвига» позволяет сократить время расчетов до выхода на установившийся режим горения.

Результаты. В ходе численного решения задачи был найден режим одноочагового спиновое горения длинного стержня квадратного сечения. Данный режим устанавливается на образцах площади сечения $D_x = D_y = 50$. Для уменьшения времени выхода на устойчивый режим горения задавалось небольшое начальное возмущение температурного поля $f(x, y, z)$. Максимальная температура очага в течение всего цикла, когда очаг

горения совершает полный оборот по боковой поверхности образца, меняется в диапазоне $-3 < \theta_{\text{max}} < 2.1$. Период прохождения одиночного спина по поверхности занимает примерно 280 безразмерных единиц. Скорость движения очага по боковой поверхности, как и температура неравномерна: движение спина ускоряется в окрестности угловых точек и падает при движении по боковым граням. Соответственно, температура очага достигает максимальных значений $\theta_{\text{max}} = 2.1$ в углах и снижается на гранях $\theta_{\text{max}} = -3$, что обусловлено заданием адиабатических граничных условий и геометрией поверхности. Описание спинового режима во многом совпадает с результатами работы [1]

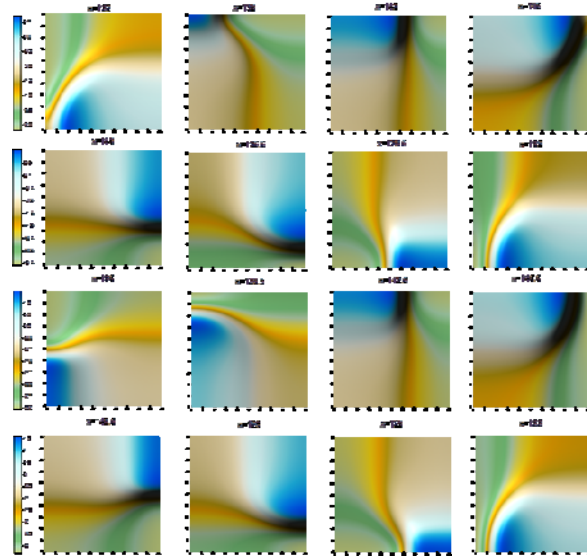


Рис.2. Изменение температурного поля в течение одного цикла движения очага горения ($d=50, -3 < \theta_{\text{max}} < 2.1$)

Как видно из рисунка, при таких параметрах задачи ярко выражено движение одиночного очага горения по боковой поверхности образца. При дальнейшем уменьшении поперечных размеров характеристики температурного поля несколько меняется (рис. 3), что соответствует сечению образца $D_x = D_y = 45$. Также как и в предыдущем случае, максимум температур достигается в угловых точках сечения образца.

Уменьшение размеров поперечного сечения до $D_x = D_y = 43$ (рис. 4) приводит к вырождению спинового режима горения и появлению режима горения с плоским фронтом. Тем не менее пульсации температуры вдоль оси симметрии образца сохраняются. Максимальная температура, в отличие от предыдущих случаев значительно снижается. Диапазон изменения температур в секущей плоскости $0.29 < \theta_{\text{max}} < 1.46$. При дальнейшем снижении диаметра образца порядка 30, режим горения становится автоколебательным, никаких возмущений температурного поля в указанном сечении не наблюдается. Во всех

рассмотренных случаях режим устанавливался на временах порядка 5000 безразмерных единиц.

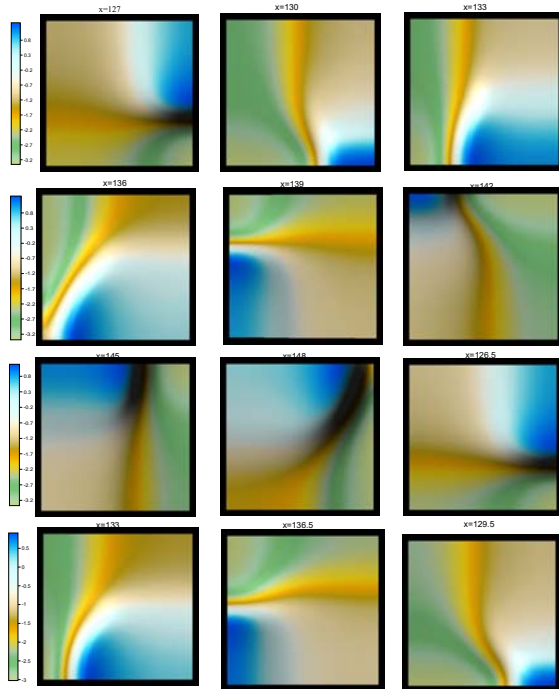


Рис. 3 Изменение температурного поля в течение одного цикла движения очага горения ($d=45$, $-2.8 < \theta_{\max} < 2.34$)

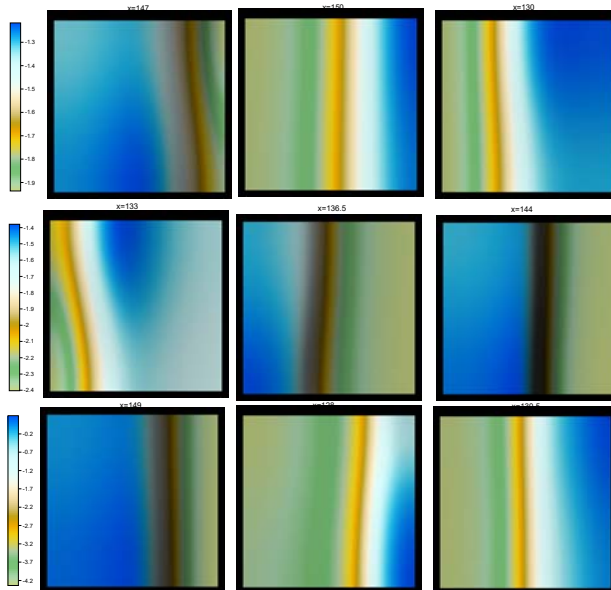


Рис.4 Изменение температурного поля в течение одного цикла движения очага горения ($d=43$, $-2.1 < \theta_{\max} < -0.6$)

Выводы. В ходе численного решения задачи о безгазовом горении был исследован одноочаговый спиновый режим. Варьированием размеров образца длинного стержня квадратного сечения в численных расчетах найдено критическое значение размеров образца, при котором одноочаговый спиновый режим переходит в режим с плоским фронтом горения. Установлено, что скорость движения очага по боковой поверхности неравномерна: движение спина ускоряется в окрестности угловых точек и падает при движении по боковым граням. Соответственно, температура очага достигает максимальных значений в углах и снижается на гранях, что обусловлено заданием адиабатических граничных условий и геометрией поверхности.

Литература

1. Щербак С. Б., Пространственные режимы неустойчивого горения образца безгазового состава в форме длинного стержня квадратного сечения. // Физика горения и взрыва. 1984. – №2. С. 23-28.
2. Ивлеева Т. П., Мержанов А. Г., Математическое моделирование трехмерных спиновых режимов безгазового горения. // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т.38, №1. С 47-54.
3. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Спиновые режимы горения безгазовых систем с плавлением одного из компонентов смеси. // Химическая физика. – 2016. – Т.35, №12. С 41-49.
4. Прокофьев В. Г., Смоляков В. К. Влияние фазового перехода на трёхмерные неустойчивые режимы безгазового горения. // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т.52, №3. С 65-71.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА КЛАССИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ В ВИХРЕВОЙ КАМЕРЕ

Р. Р. Турубаев, А. В. Шваб

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

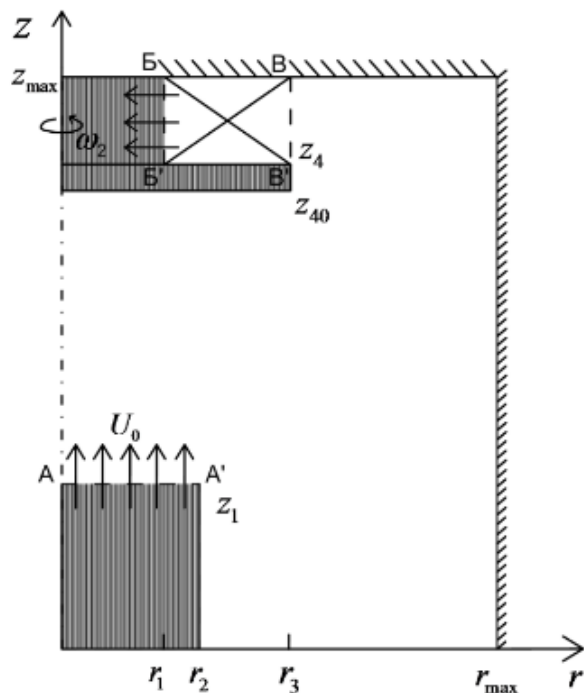
E-mail: roma.turubaev@gmail.com

В настоящее время, аэро- и гидродинамика закрученных турбулентных потоков, является одним из перспективных и интенсивно развивающихся направлений науки. Авиация, химическая технология, энергетика и энергомашиностроение, атомная промышленность и многое другое – все базируется на основных закономерностях закрученных потоков [1-3]. Существующее математическое моделирование процессов в пневматических центробежных аппаратах порошковых технологий в основном базируется на экспериментальных исследованиях и полуэмпирических моделях. Без фундаментальных исследований турбулентных закрученных течений, в этих технологиях, невозможно совершенствовать существующие установки [4-8]. Помимо аддитивных технологий, которые сейчас активно развиваются, данные аппараты могут быть использованы в порошковой металлургии, химической, атомной и других отраслях промышленности.

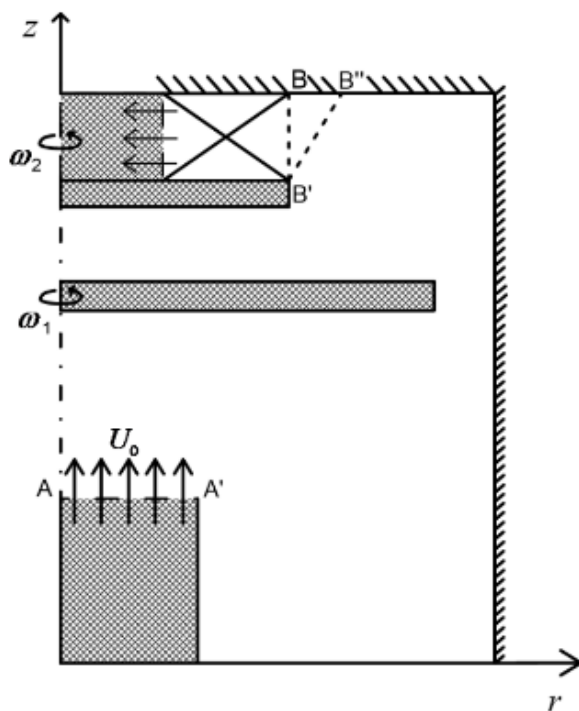
1. Физическая постановка задачи

Вихревая камера представляет собой цилиндрическую область, внутри которой имеется вращающийся диск, центр которого совпадает с осью цилиндра и в верхней части ротор, состоящий из большого числа вращающихся лопаток на выходе из рабочей камеры. Газ поступает через сечение A-A' (рис.1) в вихревую камеру с постоянной осевой скоростью U_0 и под действием перепада давления обтекает вращающийся диск с угловой скоростью ω_1 и поступает в ротор, в котором вращается вместе с лопатками с угловой скоростью ω_2 . Большое количество вращающихся лопаток в роторе позволяет использовать приближение, при котором окружная составляющая скорости в роторе имеет распределение по закону вращения твердого тела. Как известно, от распределения радиальной составляющей скорости существенно зависит процесс сепарации порошков.

Основываясь на результатах, полученных в работе [7], была изменена геометрическая форма лопаток ротора с прямоугольной на трапециевидальную. Целью предлагаемых изменений является оптимизация работы рассматриваемого аппарата, посредством получения более равномерных распределений изолиний функции тока при тех геометрических и режимных параметрах, когда при стандартной геометрической форме ротора образуются вихри, препятствующие необходимому распределению.



а) без центрального диска



б) с центральным диском

Рис. 1. Схемы расчетной области

2. Математическая постановка

Моделирование аэродинамики в вихревой камере проводится в цилиндрической системе координат на основе уравнений Рейнольдса.

Замыкание системы уравнений Рейнольдса, осуществляется на основе обобщенной гипотезы Буссинеска, согласно которой рейнольдсовы напряжения считаются пропорциональными скорости деформации осредненного течения с точностью до коэффициента турбулентной вязкости. В результате в безразмерной форме уравнения переноса импульса и неразрывности можно привести к виду:

$$\frac{\partial u_r}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(u_r u_z)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_r}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r^2}{r} - \frac{u_\varphi^2}{r} = -\frac{\partial p}{\partial r} +$$

$$+ \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + \nu_t) \frac{\partial u_r}{\partial r} - (1 + \nu_t) \frac{u_r}{r^2} + \frac{\partial \nu_t}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial \nu_t}{\partial z} \frac{\partial u_r}{\partial z} \right];$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_z)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z u_z)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_z}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r u_z}{r} = -\frac{\partial p}{\partial z} +$$

$$+ \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + \nu_t) \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial \nu_t}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial \nu_t}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right];$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r u_\varphi)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z u_\varphi)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \right] \right\} + \frac{2u_r u_\varphi}{r} =$$

$$= \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + \nu_t) \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - (1 + \nu_t) \frac{u_\varphi}{r^2} + \frac{\partial \nu_t}{\partial r} u_\varphi \right];$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} = 0. \quad (4)$$

Безразмерная форма уравнений получена с использованием входной скорости U_0 ; масштаба длины, в качестве которого был выбран радиус входного сечения R_0 ; плотности газа ρ , которая в силу небольших скоростей считается постоянной; $U_0 R_0 / \nu = \text{Re}$ – число Рейнольдса, где ν – коэффициент кинематической вязкости. В силу того, что задача является осесимметричной, производные по окружной координате равны нулю.

Существуют различные методы для моделирования турбулентной вязкости. В работе использовалась известная модель турбулентности Уилкокса. Согласно этой модели турбулентности, записываются два дополнительных уравнения переноса для кинетической энергии турбулентности k и удельной скорости диссипации кинетической энергии ω .

$$\frac{\partial k}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r k)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z k)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + \nu_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r k}{r} =$$

$$= \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + \nu_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + G - r \beta^* k \omega;$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial \tau} + \frac{\partial(u_r \omega)}{\partial r} + \frac{\partial(u_z \omega)}{\partial z} - \frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[(1 + \nu_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(1 + \nu_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] \right\} + \frac{u_r \omega}{r} =$$

$$= \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{1}{r} (1 + \nu_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial r} \right] + \alpha \frac{\omega}{\kappa} G - r \beta \omega^2 - \zeta \beta r \omega |\Omega|;$$

$$\nu_t = \text{Re} \frac{k}{\omega}. \quad (7)$$

Для получения единственного решения ставятся следующие граничные условия. На входе в исследуемую область задается безразмерная осевая компонента скорости, равная единице. В качестве граничных условий для тангенциальных составляющих вектора скорости на стенке используется условие частичного скольжения [9], причем коэффициент скольжения определяется с помощью известного закона стенки для турбулентного течения вблизи твердой поверхности, при этом значение кинетической энергии на стенке принимается равной нулю. Для удельной скорости диссипации кинетической энергии используются выражения [10, 11]:

$$\omega|_{r \rightarrow r_w} = \frac{4}{\text{Re} \beta (r - r_w)^2}, \quad \omega|_{z \rightarrow z_w} = \frac{6}{\text{Re} \beta (z - z_w)^2}.$$

Граничные условия на входе, для кинетической энергии турбулентных пульсаций и удельной скорости диссипации турбулентной энергии определяются из экспериментальных данных. На выходе из рассматриваемой области ставится условие Неймана для всех переменных. На оси используется условие симметрии. Безразмерная форма граничных условий для окружной скорости приводит к появлению двух дополнительных критериев Rg_1 , Rg_2 . Полученные критерии фактически являются обратными числами Россби.

Уравнения, с помощью которых определяются траектория и скорость движения частицы, имеют следующий вид:

$$\frac{d \vec{r}}{dt} = \vec{W}, \quad m \frac{d \vec{W}}{dt} = \vec{F}. \quad (8)$$

Здесь, m – масса частицы, $\vec{W}$ – скорость частицы, $\vec{F}$ – вектор сил, действующих на частицу.

Предполагается, что на твердую сферическую частицы действуют только инерционная, центробежная, аэродинамическая и гравитационная силы.

Так как высокая эффективность разделения частиц по размерам достигается только при малых значениях концентрации частиц, то обратным воздействием частиц на поток можно пренебречь.

В таком случае, безразмерные уравнения движения частицы, с учетом действующих на нее сил, в цилиндрической системе координат будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{dw_r}{d\tau} = \frac{(w_\varphi)^2}{r} + \frac{u_r - w_r}{Stk} \xi; \quad \frac{dw_z}{d\tau} = \frac{u_z - w_z}{Stk} \xi - \frac{1}{Fr}; \quad (9)$$

$$\frac{dw_\varphi}{d\tau} = -\frac{w_r w_\varphi}{r} + \frac{u_\varphi - w_\varphi}{Stk} \xi. \quad (10)$$

3. Метод численного решения

Рассматриваемая задача решалась численно в переменных «скорость-давление» на основе метода физического расщепления полей скорости и давления.

Полученная система уравнений состоит из нестационарных уравнений переноса, решение которых проводится эволюционным методом до установления по времени. Каждое уравнение переноса решается обобщенным неявным методом переменных направлений в «дельта» форме. Метод обладает вторым порядком точности по времени/

Разностные аналоги конвективно-диффузионных слагаемых расписывались на разнесенной разностной сетке с использованием экспоненциальной схемы [12], которая снимает ограничение на сеточное число Рейнольдса.

Для численного решения уравнения движения частицы применялся неявный метод Эйлера.

4. Анализ численных результатов

При анализе результатов ламинарной задачи, полученных в работе [7], было выявлено несколько случаев образования вихревых структур в непосредственной близости с ротором, что впоследствии препятствовало формированию равномерного профиля радиальной компоненты скорости на входе в ротор. Для устранения подобных структур форма ротора была изменена на трапециевидную.

Анализ численного исследования турбулентного закрученного течения в вихревой камере показал, что изменением угла наклона границы ротора можно влиять на распределение радиальной составляющей вектора скорости в выходном сечении. Это влияние продемонстрировано на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что уменьшая угол наклона границы ротора можно получить равномерный профиль радиальной составляющей скорости. Дальнейшее уменьшение угла наклона приводит к неравномерности профиля радиальной составляющей скорости. Таким образом, выбором угла наклона границы ротора можно влиять на радиальную составляющую вектора скорости, которая, как известно, играет важную роль в процессе сепарации частиц.

На рисунке 3 показано влияние размера частицы на траекторию ее движения. Отсюда, можно заключить, что более легкие частицы (размером 25 мкм и меньше) достигают ротора, расположенного в выходной области. В то время как более тяжелые частицы (размером 30 мкм и больше) попадают на периферию и идут на повторное измельчение.

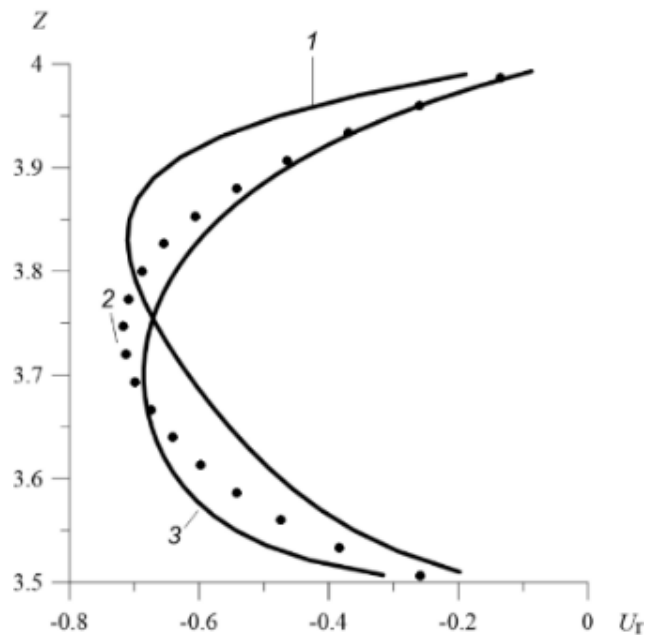


Рис. 2. Влияние угла наклона ротора на профиль скорости u_r в сечении В-В': 1 – соответствует углу наклона 90°; 2 – 77°; 3 – 45°.

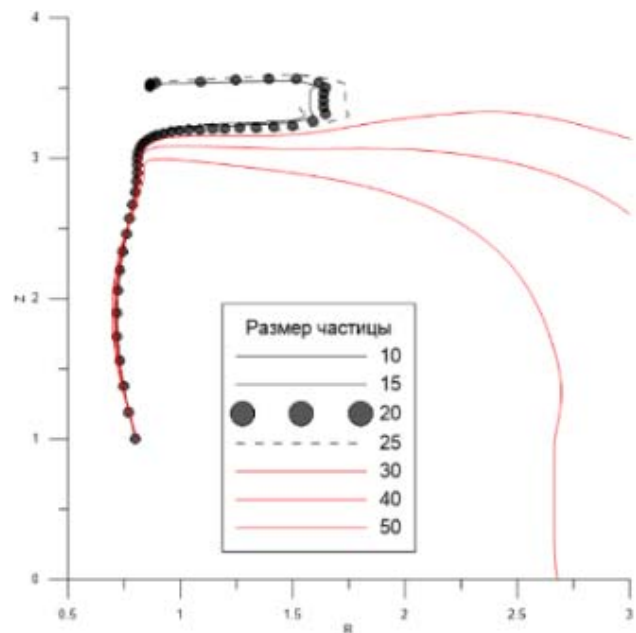


Рис. 3. Распределение траекторий движения частицы в зависимости от размера частицы

На рисунках 4-5 представлены изолинии турбулентной вязкости и кинетической энергии турбулентности при трапециевидной форме ротора с углом наклона границы 70 градусов.

Литература

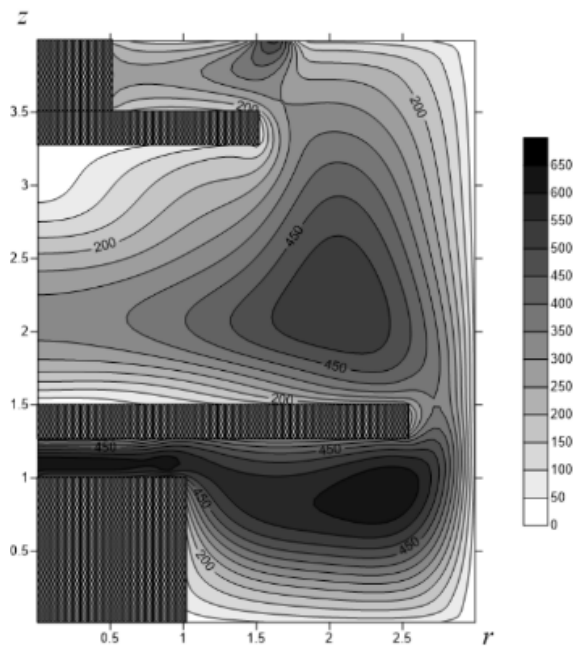


Рис.4. Распределение изолиний турбулентной вязкости.

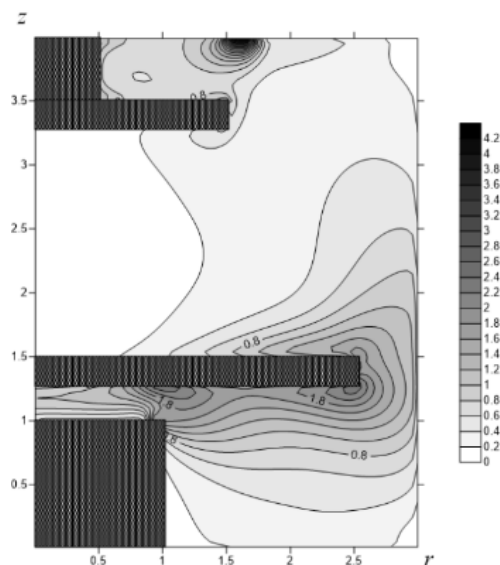


Рис.5. Распределение изолиний кинетической энергии турбулентности.

1. Scagliarini A., Einarsson H., Gylfason A., Toschi F. Law of the wall in an unstably stratified turbulent channel flow // J. Fluid Mech. 2015. V. 781. R5.
2. Течения и теплообмен в каналах и вращающихся полостях / Волков К.Н., Емельянов В.Н. М.: Физмалит, 2010.
3. Bailly C., Comte-Bellot G. Turbulence / Eds. Merzkirch W., Rockwell D., Tropea C. Experimental Fluid Mechanics, 2015.
4. Пахомов М.А., Терехов В.И. Численное моделирование турбулентного закрученного газодисперсного потока за внезапным расширением трубы. // Тепл. и аэромеханика. 2015. Т. 22. № 5. С. 621
5. Системный анализ процессов химической технологии. / Кафаров В.В., Дорохов И.Н. М.: Наука, 1976.
6. Зятиков П.Н., Росляк А.Т., Шваб А.В., Демиденко А.А., Романдин В.И., Брендаков В.Н. Способ газовой центробежной классификации и измельчения порошков. Пат. 2522674 РФ. 2014.
7. Турубаев Р.Р., Шваб А.В. Численное исследование аэродинамики закрученного потока в вихревой камере комбинированного пневматического аппарата // Вестник Том. гос. ун-в. Мат. и мех. 2017. № 47. С. 87.
8. Шваб А.В., Евсеев Н.С. Исследование процесса сепарации частиц в турбулентном закрученном потоке // Теорет. основы хим. технологии. 2015. Т. 49. № 2. С. 197.
9. Кузьминов А.В., Лапин В.Н., Черный С.Г. Метод расчета турбулентных течений несжимаемой жидкости на основе двухслойной ($k-\epsilon$) модели // Выч. техн. 2001. Т. 6. № 5. С. 73.
10. Wilcox D.C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models // Amer. Inst. of Aeron. and Astron. 1988. V. 26. № 11. P. 1299.
11. Шваб А.В., Хайруллина В.Ю. Исследование закрученного турбулентного течения между вращающимися профилированными дисками // Теорет. основы хим. технологии. 2011. Т. 45. № 5. С. 557.
12. Патанкар С.В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. / пер. с англ. под ред. Виленского В.Д. М.: Энергоатомиздат, 1984.

О ВЛИЯНИИ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА УСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ОКОЛОЗЕМНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

А. Г. Александрова

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

Сила светового давления (СД) является важным фактором, влияющим на орбитальную эволюцию объектов, движущихся в околоземном космическом пространстве (ОКП). Для объектов с большими значениями парусности γ (отношением площади миделева сечения к массе объекта) световое давление является вторым по величине воздействия возмущающим фактором после гравитационного поля Земли [1].

В настоящей работе сила СД рассматривалась, прежде всего, как источник появления хаоса в движении космического мусора. В качестве индикатора хаотичности движения был выбран усредненный параметр MEGNO (Mean Exponential Growth of Nearby Orbit) [2,3], поскольку применение данного параметра является наиболее эффективным для исследования динамики орбит путем разделения регулярных и хаотических режимов.

Было проведено исследование по выявлению значений парусности, при которых СД является источником хаотичности в движении околоземных объектов на различных высотах. Объекты выбраны в диапазоне больших полуосей от 8000 до 42400 км, охватывающих технически сильно загруженные зоны ОКП:

- LEO (Low Earth orbit),
- MEO (Medium Earth orbit),
- GEO (Geostationary Earth Orbit) и super-GEO.

Кроме того проведено исследование по выявлению значений парусности, при которых происходит уход объектов с орбит из различных областей ОКП под действием СД с их последующим падением на Землю.

Оценка хаотичности движения околоземных объектов. Как уже упоминалось выше, исследование хаотичности движения околоземных космических объектов проводилось с помощью параметра MEGNO (Y) и его осредненного значения ($\bar{Y}$). Данный параметр был введен в [2] как взвешенная по времени интегральная форма ляпуновского характеристического числа (LCN) и обладает рядом интересных свойств, позволяющих выявить динамические особенности изучаемого движения (табл. 1).

Таблица 1. Свойства параметра MEGNO

$\bar{Y}$	Типы орбит
$\bar{Y} \cong 0$	устойчивые орбиты типа гармонического осциллятора
$\bar{Y} \rightarrow 2$	квазипериодические (регулярные) орбиты
$\bar{Y} \gg 2$	неустойчивые (хаотичные) орбит

Пусть $\phi(t) = \phi(t, \mathbf{x}_0, t_0)$ – решение уравнения движения с начальными условиями $(t_0, \mathbf{x}_0)$, а $\delta_\phi(t_0)$ представляет собой вектор, определяющий величину начального бесконечно малого отклонения $\delta_\phi(t_0) \equiv \delta_0$ между решением $\phi(t)$ и близкой орбитой. Параметр MEGNO и его осреднение можно записать следующим образом:

$$Y_\phi(t) = \frac{2}{t} \int_0^t \frac{\dot{\delta}_\phi(s)}{\delta_\phi(s)} ds, \quad \bar{Y}_\phi(t) = \frac{1}{t} \int_0^t Y_\phi(s) ds, \quad (1)$$

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

Эволюция $\delta_\phi(t)$ может быть описана с точностью до бесконечно малых первого порядка вариационным уравнением

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

$$\mathbf{J}(\mathbf{f}(\phi(t))) = \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{x}}(\phi(t)), \quad (2)$$

где $\mathbf{J}(\phi(t))$ – матрица Якоби системы дифференциальных уравнений, а $\mathbf{f}(\phi(t))$ – вектор-функция правых частей этих уравнений.

Для вычисления параметров MEGNO используется методика, в которой вместе с уравнениями движения и уравнениями в вариациях (2) интегрируются два следующих дополнительных уравнения [4]

$$\frac{d}{dt} y = \frac{\dot{\delta} \cdot \delta}{\delta \cdot \delta} t, \quad \frac{d}{dt} w = 2 \frac{y}{t}. \quad (3)$$

величины y и w связаны с параметрами MEGNO следующей формулой

$$Y(t) = 2y(t) / t, \quad \bar{Y}(t) = w(t) / t$$

Для задач динамики ИСЗ методика вычисления параметра более подробно описана в [5].

Модель радиационных сил. Поскольку на движение мелких околоземных объектов с большой парусностью оказывает заметное влияние эффект Пойнтинга-Робертсона [6, 7], данный эффект учитывался при расчете влияния радиационных сил. В настоящей работе применялась стандартная модель светового давления [8, 9]. Полагалось, что мощность потока солнечной радиации постоянна, сила светового давления всегда направлена по линии Земля-Солнце, орбита Земли круговая, а спутник имеет сферическую форму. При этих

предположениях силу светового давления и эффект Пойнтинга-Робертсона можно представить в виде

$$P = L \frac{\tilde{\mathbf{x}}}{\Delta_S} - L \left(\frac{\dot{\tilde{\mathbf{x}}} \cdot \tilde{\mathbf{x}}}{c \Delta_S} \frac{\tilde{\mathbf{x}}}{\Delta_S} + \frac{\dot{\tilde{\mathbf{x}}}}{c} \right), \quad L = k \vartheta \gamma \sigma \left(\frac{a_E}{\Delta_S} \right)^2 \quad (4)$$

где $\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_S$, $\mathbf{x}$ – геоцентрический вектор положения спутника; $\mathbf{x}_S$ – геоцентрический вектор положения Солнца; c – скорость света; Δ_S – взаимное расстояние между спутником и Солнцем; a_E – большая полуось орбиты Земли; k – параметр, характеризующий отражательные свойства поверхности спутника, ϑ – солнечная постоянная; γ – отношение площади миделева сечения спутника к его массе, σ – функция тени. Первая составляющая в (4) отвечает за световое давление, вторая – за эффект Пойнтинга-Робертсона. В данной работе полагалось, что тень Земли имеет коническую форму [8, 10].

Численный анализ влияния светового давления на движение объектов.

Как видно из формулы (4), возмущающая сила светового давления существенно зависит от парусности γ объекта. В данном разделе приведены результаты исследования зависимости динамической эволюции околоземных объектов от парусности объекта и его положения в начальный момент времени. В связи с обнаружением за последнее время сотен объектов космического мусора с γ от 1 до 50 м²/кг [11] в настоящей работе рассматривались объекты с парусностями, которые варьировались в данном диапазоне с шагом 1 м²/кг, а также объекты с парусностью $\gamma = 0,001$ м²/кг для которых влияние СД невелико. Объекты были выбраны в диапазоне больших полуосей (a) от 8000 до 42400 км, с шагом 100 км. Эксцентриситет (e) полагался равным 0.001. Остальные кеплеровские элементы полагались равными 0, за исключением области функционирования навигационных спутниковых систем, где были рассмотрены также объекты с наклонениями характерными для систем GPS и ГЛОНАСС, а в геостационарной зоне также варьировалась начальная долгота подспутниковой точки от которой зависит устойчивость орбиты. В зоне GEO были выбраны следующие типы орбит: орбиты с малой и большой амплитудами либрации относительно устойчивых точек с долготами 75 и 255°, круговые орбиты, либрирующие относительно двух точек, и неустойчивые орбиты с положением объекта вблизи неустойчивых точек либрации с долготами 165 и 345°.

Для каждого случая были построены графики эволюции большой полуоси, эксцентриситета, наклонения (i), параметра MEGNO и его усредненного значения на интервале времени 100 лет.

Расчеты динамической эволюции объектов и параметра MEGNO проводились на кластере НИ ТГУ «СКИФ Cyberia» с помощью «Численной модели движения систем ИСЗ» и «Программы для исследования хаотичности движения объектов» [3].

Уравнения движения выбранных объектов интегрировались методом Эверхарта 19 порядка. При этом учитывались следующие возмущающие факторы: несферичность геопотенциала до гармоник 8 порядка и степени, притяжение Луны и Солнца, а также световое давление и эффект Пойнтинга-Робертсона. Каждый объект рассматривался с учетом эффекта Пойнтинга-Робертсона и без него. В обоих случаях были получены идентичные результаты в рамках данного исследования. Как видно из данного графика эффект Пойнтинга-Робертсона проявляется прежде всего в постепенном уменьшении большой полуоси (рис.1), что не отразилось на основных результатах, как и в [12].

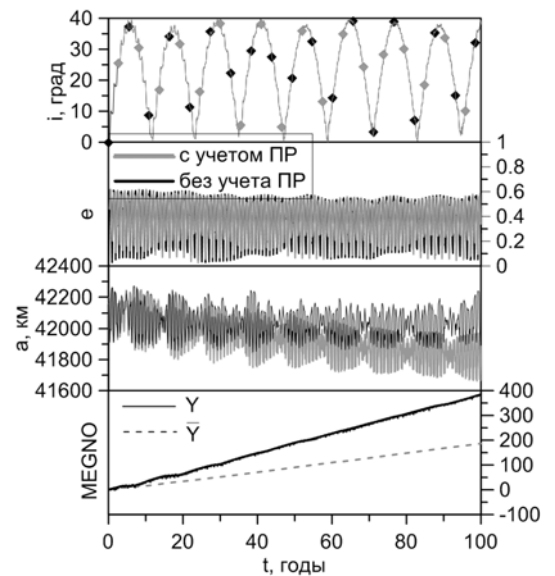


Рис. 1. Орбитальная динамика околоземного космического объекта с учетом эффекта Пойнтинга-Робертсона (серый цвет) и без него (черный цвет) с $\gamma = 31 \text{ м}^2/\text{кг}$

Как показали результаты исследований, увеличение парусности объектов приводит к их переходу на неустойчивые орбиты (рис.2), что подтверждается более ранними исследованиями для зоны GEO [10]. Уже при парусности 3 м²/кг все рассмотренные объекты, начиная с $a=15100$ км и выше перешли на хаотические орбиты. Что касается более низких орбит, то здесь чем ниже орбита, тем большее значение γ необходимо для перехода на неустойчивые орбиты. И при $\gamma \geq 10 \text{ м}^2/\text{кг}$ все рассмотренные объекты приобрели хаотический характер движения.

Как уже упоминалось выше, было также проведено исследование по выявлению значений парусности, при которых происходит падение объектов на Землю из различных областей ОКП под действием СД (табл.2). Большая часть объектов выпадает на Землю при $\gamma \geq 41 \text{ м}^2/\text{кг}$ и при $\gamma \geq 48 \text{ м}^2/\text{кг}$ происходит падение на Землю всех рассмотренных объектов, кроме объектов из области функционирования навигационных систем GPS и ГЛОНАСС.

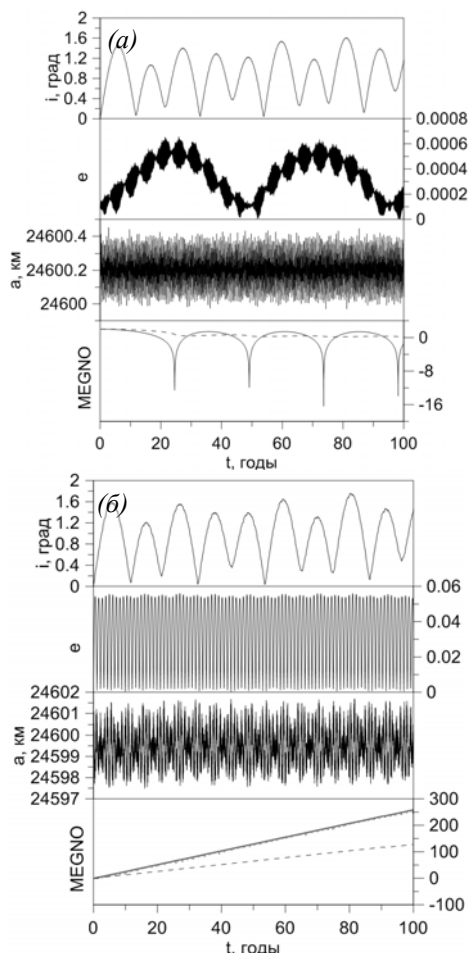


Рис. 2. Орбитальная динамика околоземного космического объекта с $\gamma = 0.001 \text{ м}^2/\text{кг}$ (а) и с $\gamma = 3 \text{ м}^2/\text{кг}$ (б)

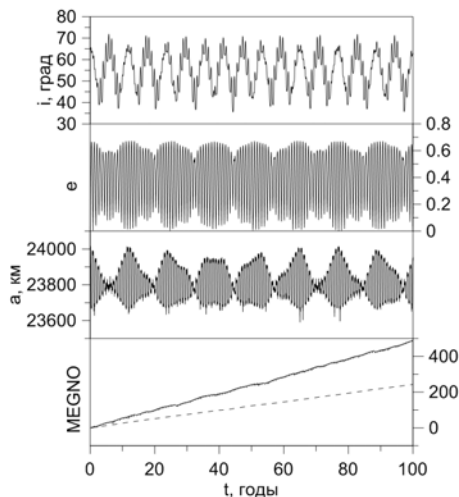


Рис. 3. Орбитальная динамика околоземного космического объекта с $\gamma = 50 \text{ м}^2/\text{кг}$

Что касается зоны LEO, то здесь присутствует область с a от 13350 до 13500 км, где объекты падают, начиная с $\gamma \geq 5 \text{ м}^2/\text{кг}$. Выявление причин падения объектов при более низкой парусности из данной области околоземного пространства будет задачей дальнейших исследований и в настоящей работе рассмотрено не будет. Отметим, что данная область ОКП постепенно расширяется с

увеличением парусности, так при $\gamma \geq 10 \text{ м}^2/\text{кг}$ она занимает зону ОКП от 12900 до 14400 км, а при значении парусности $31 \text{ м}^2/\text{кг}$ спускается до нижней рассматриваемой границы (8000 км).

Таблица 2. Значения парусности, при которых происходит падение объектов на Землю

γ	Типы орбит
$\gamma \geq 48 \text{ м}^2/\text{кг}$	super-GEO
частично при $\gamma \geq 33 \text{ м}^2/\text{кг}$ полностью $\gamma \geq 48 \text{ м}^2/\text{кг}$	GEO
при $i=0^\circ$ с $\gamma \geq 41 \text{ м}^2/\text{кг}$ при $i=55^\circ$ и 64° γ не выявлено	MEO
частично при $\gamma \geq 5 \text{ м}^2/\text{кг}$ полностью $\gamma \geq 31 \text{ м}^2/\text{кг}$	LEO

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-60097 мол_а_дк.

Литература

- Кузнецов Э. Д., Захарова П. Е., Гламазда Д. В., Кудрявцев С. О. Влияние резонансов высоких порядков на орбитальную эволюцию объектов в окрестности геостационарной орбиты // Астрон. Вестн. 2014. Т. 48, № 6, С. 482 – 494.
- 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.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н. Численное моделирование в задачах динамики околоземных объектов // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60, № 1. С. 69 – 76.
- Valk S., Delsate N., Lemaître A., Carletti T. Global dynamics of high area-to-mass ratios GEO space debris by means of the MEGNO indicator// Adv. Space Res. 2009. V. 43. № 7. P. 1509–1526.
- Александрова А.Г. // Исследование долговременной орбитальной эволюции объектов космического мусора геостационарной зоны: дис. ... к.ф.-м.н.–СПб.: СПбГУ. 2012 – 117 с.
- Кузнецов Э.Д. О влиянии светового давления на орбитальную эволюцию геосинхронных спутников// Астрон. вест. 2011. Т. 45. № 5. С. 444 – 457.
- Тусева О.Н., Авдюшев В.А. О влиянии светового давления и эффекта Пойтинга–Робертсона на динамику космического мусора // Околоземная астрономия – 2005: Сб. трудов конф. Казань: Казанский государственный университет. 2006. С. 261–267.
- Бордовицына Т.В., Авдюшев В.А. Теория движения ИСЗ. Аналитические и численные методы. Томск: Изд-во ТГУ, 2007. 105 с.
- Авдюшев В.А. Численное моделирование орбит. Томск: Изд-во НТЛ, 2010. 284 с
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Чувашов И.Н. MEGNO-анализ влияния светового давления на орбитальную эволюцию объектов зоны ГЕО//Изв. вузов. Физика. 2011. Т. 54. № 6/2. С. 47-54.
- Früh C., Schildknecht T. Variation of the areatomass ratio of high areatomass ratio space debris objects // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 2012. V. 419. P. 3521–3528.
- Александрова А.Г., Бордовицына Т.В., Томилова И.В. Исследование влияния светового давления на динамику околоземных объектов на резонансных орбитах // Астрономический вестник. 2018. Т. 52. № 5. С. 447-462.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЭВОЛЮЦИИ ПАР АСТЕРОИДОВ НА БЛИЗКИХ ОРБИТАХ

Э. Д. Кузнецов, В. С. Сафронова, Д. С. Устинов

Уральский федеральный университет
620000, г. Екатеринбург, проспект Ленина, д. 51
E-mail: eduard.kuznetsov@urfu.ru

Введение. Исследование динамической эволюции пар астероидов на близких орбитах ведется более 10 лет. В работе [1] обосновывается предположение, что пары астероидов, движущиеся по близким орбитам, могут иметь общее происхождение. Пары могут образовываться в результате выброса фрагментов вещества крупных астероидов при не катастрофических соударениях этих астероидов с другими малыми телами. Источником пар астероидов может быть процесс дробления астероида под действием YORP-эффекта. В этом случае фрагмент, под действием центробежной силы теряющий связь с поверхностью астероида, должен двигаться относительно родительского тела со скоростью, превосходящей вторую космическую. Распад двойных и кратных систем астероидов также может приводить к формированию пар астероидов на близких орбитах. Одним из механизмов, приводящих к распаду двойных и кратных систем, может быть BYORP-эффект. Не стоит исключать из рассмотрения возможность случайного сближения орбит астероидов, особенно для богатых семейств астероидов, например, вследствие векового дрейфа больших полуосей орбит под влиянием эффекта Ярковского.

Исследование динамической эволюции пар астероидов на близких орбитах дает возможность определить возраст этих пар [2–5]. В случае, если пара образовалась в результате фрагментации, особый интерес представляет исследование физико-химических свойств относительно молодой, короткое время контактирующей с космической средой, поверхности этих объектов на основе фотометрических наблюдений.

В Коуровской астрономической обсерватории УрФУ реализуется проект KASPAR (Kourovka Asteroid Pairs Research). В рамках этого проекта выполнен поиск пар астероидов на близких орбитах, проведен анализ связи пар астероидов с известными семействами астероидов, выполнено численное моделирование динамической эволюции пар астероидов при различных значениях скорости дрейфа большой полуоси под влиянием эффекта Ярковского. Настоящая работа является продолжением исследований [6–8].

Поиск пар астероидов на близких орбитах. На основе 647 001 наборов элементов орбит из базы данных AstDyS¹ [9] (по состоянию на 22.06.2018) для нумерованных астероидов, а также для астероидов, наблюдавшихся в нескольких оппозициях, получены оценки расстояний между орбитами. Использовались

метрики Холшевникова [10]: ρ_2 (определена в пятимерном пространстве кеплеровых элементов: p , e , i , Ω , g — фокальный параметр, эксцентриситет, наклон, долгота восходящего узла, аргумент перигелая, соответственно; положение тела на орбите не учитывается) и ρ_5 (определена в трехмерном фактор-пространстве элементов: p , e , i при всех возможных значениях Ω и g). Обозначение метрик ρ_2 и ρ_5 соответствует принятому в работе [10].

Выявлено 105 пар астероидов, для которых метрика ρ_2 не превосходит $0.002 \text{ (a.e.)}^{1/2}$, а ее квадрат ρ_2^2 — 600 км. В табл. 1 приведены пары астероидов с минимальными значениями метрики ρ_2 . Самая тесная пара (63440) 2001 MD30 — (331933) 2004 TV14 принадлежит семейству (434) Hungaria, образовавшемуся в результате ударной фрагментации родительского астероида семейства. Пара (229401) 2005 SU152 — 2005 UY97 принадлежит молодому семейству (1547) Nele.

Таблица 1. Пары астероидов с минимальными значениями метрики ρ_2

ρ_2 , (a.e.) ^{1/2}	ρ_2^2 , км	Астероиды		Семейство
0.000034	0.177	(63440) 2001 MD30	(331933) 2004 TV14	(434) Hungaria
0.000039	0.230	(355258) 2007 LY4	(404118) 2013 AF40	—
0.000078	0.916	(229401) 2005 SU152	2005 UY97	(1547) Nele
0.000106	1.67	(356713) 2011 UK160	2014 QX220	—
0.000127	2.43	(180906) 2005 KB6	(217266) 2003 YR67	—
0.000138	2.87	(21436) Chaoyichi	(334916) 2003 YK39	—
0.000162	3.90	(88259) 2001 HJ7	(337181) 1999 VA117	—

На рис. 1 и 2 показано расположение пар астероидов на близких орбитах по отношению к семействам астероидов. Астероиды, входящие в семейства показаны точками. Пары, принадлежащие семействам — большими оранжевыми сферами. Пары, не принадлежащие семействам — малыми темно-коричневыми сферами. Отождествление пар астероидов с семействами и классификация семейств

¹ <http://hamilton.dm.unipi.it/astdys/index.php?pc=0>

по типам выполнялись с использованием данных AstDyS и на основе работ [11–15].

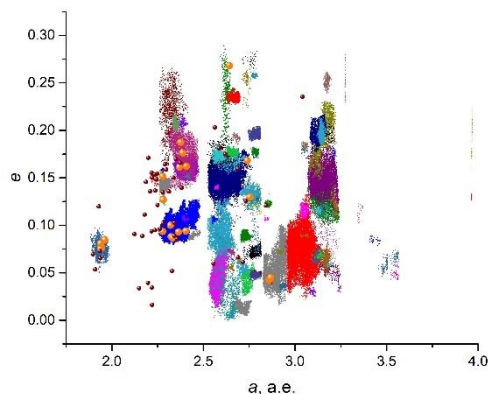


Рис. 1. Семейства астероидов и пары астероидов на плоскости «большая полуось a — эксцентриситет e »

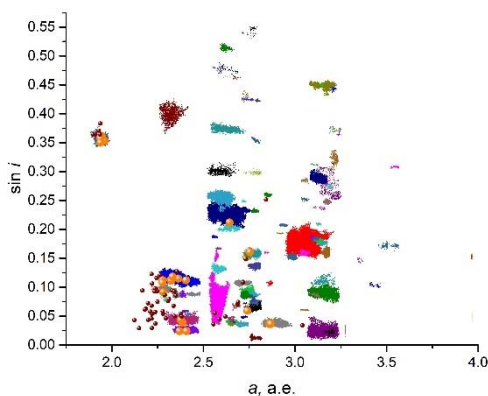


Рис. 2. Семейства астероидов и пары астероидов на плоскости « a — $\sin i$ »

Из 105 пар астероидов на близких орбитах 33 пары принадлежат семействам астероидов. 16 пар входят в семейства, образовавшиеся в результате фрагментации родительского астероида семейства: (158) Koronis — 10 пар, (434) Hungaria — 6 пар.

В семейства, сформировавшиеся в результате выбросов вследствие ударного кратерообразования на родительском астероиде, входят 10 пар: (4) Vesta — 7 пар, (15) Eunomia — 1 пара, (20) Massalia — 2 пары.

По одной паре входят в молодые семейства (396) Aeolia и (1547) Nele, а также в семейство (93) Minerva, характеризующееся односторонней V-диаграммой. Четыре пары входят в неклассифицированные семейства: (135) Hertha — 2 пары, (298) Baptistina — 1 пара, (1338) Duponta — 1 пара.

Оставшиеся 72 пары астероидов на близких орбитах не идентифицированы с известными семействами астероидов.

Большие полуоси орбит астероидов, входящих в тесные пары, не превышают 3.1 а.е. Для большинства

пар большие полуоси орбит лежат в диапазоне от 1.9 до 2.5 а.е. Это может быть эффектом селекции. Как правило, один из астероидов пары имеет малые размеры и, соответственно, малый блеск.

Моделирование орбитальной эволюции. Для поиска тесных сближений астероидов, входящих в пары, а также для оценки условий этих сближений выполнялось численное моделирование движения астероидов на интервале времени 20 000 лет в прошлое с помощью программы Orbit9 комплекса OrbFit² [16]. Номинальные элементы орбит астероидов из базы AstDyS на эпоху $T_0 = \text{MJD}58000$ ($12^{\text{h}} 00^{\text{m}} 00^{\text{s}}$ 03.09.2017) использовались в качестве начальных. Уравнения движения астероида, восьми больших планет и карликовой планеты Плутон интегрировались совместно.

Как показано в работе [17], для астероидов, сближающихся с Землей, величина дрейфа большой полуоси, обусловленного влиянием эффекта Ярковского, по порядку величины не превышает $1 \cdot 10^{-3}$ а.е./млн лет). Оценки значений дрейфа большой полуоси для астероидов семейства Veritas (значение собственной большой полуоси равно 3.16 а.е.), полученные в работе [18], также по порядку величины не превышают $1 \cdot 10^{-3}$ а.е./млн лет). Поскольку орбиты рассматриваемых пар астероидов лежат между этими динамическими областями, для каждого из астероидов пары рассматривалась эволюция семи орбит, различающихся скоростью дрейфа большой полуоси: $da/dt = 0$ (эффект Ярковского отсутствует), $\pm 1 \cdot 10^{-5}$, $\pm 1 \cdot 10^{-4}$, $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ а.е./млн лет).

Для каждой пары выполнен анализ 49 вариантов эволюции. В случае тесного сближения астероидов оценивался интервал времени $\Delta t_{\min}$ от эпохи T_0 до момента сближения, расстояние между астероидами $\Delta r_{\min}$ и относительная скорость астероидов $\Delta v_{\min}$. В табл. 2 приведены условия сближения для астероидов пары (355258) 2007LY4 — (404118) 2013 AF40. Параметры сближения астероидов существенно зависят как от модуля, так и от знака значений дрейфа больших полуосей.

Таблица 2. Условия сближения астероидов пары (355258) 2007LY4 — (404118) 2013 AF40

355258	Параметры	404118		
da/dt, а.е./млн лет)		da/dt, а.е./млн лет)		
		0	1·10 ⁻⁵	-1·10 ⁻⁵
0	Δt _{min} , ГОДЫ	5824.8	5806.2	5842.6
	Δr _{min} , КМ	2161	1702	1731
	Δv _{min} , СМ/с	4.0	4.5	4.0
1·10 ⁻⁵	Δt _{min} , ГОДЫ	5842.4	5824.8	5861.4
	Δr _{min} , КМ	1914	2071	2380
	Δv _{min} , СМ/с	5.6	4.2	4.9
-1·10 ⁻⁵	Δt _{min} , ГОДЫ	5806.4	5789.0	5824.8
	Δr _{min} , КМ	1641	2503	2233
	Δv _{min} , СМ/с	3.4	5.7	3.8

Обсуждение результатов и выводы. Получение параметров, характеризующих динамику астероидов

² <http://adams.dm.unipi.it/~orbmain/orbfit/>

в моменты тесных сближений, оценить возраст пары, а, возможно, и установить механизм формирования пары: фрагментация или кратерирование астероидов, распад двойной или кратной системы астероидов, случайное сближение орбит и др. Точное определение условий прошлых сближения астероидов, движущихся по близким орбитам, требует знания размера астероидов, их формы, параметров осевого вращения, тепловых свойств поверхности и др. Для решения этой задачи требуются интенсивные позиционные и фотометрические наблюдения пар астероидов [6-8]. Такие наблюдения в рамках проекта KASPAR проводятся в Коуровской астрономической обсерватории УрФУ.

Неопределенность в величине дрейфа большой полуоси, вследствие эффекта Ярковского, для астероидов пары может приводить к существенным различиям в оценках моментов тесных сближений астероидов (см. рис. 3, а также [7]).

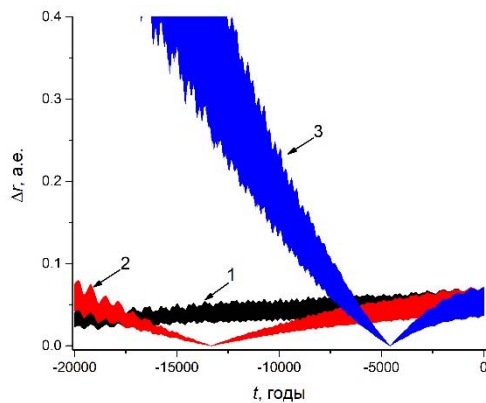


Рис. 3. Эволюция расстояния Δr между астероидами (229401) 2005 SU152 и 2005 UY97 со временем

Кривая 1 на рис. 3 показывает эволюцию расстояния между астероидами Δr без учета эффекта Ярковского. В этом случае тесное сближение астероидов происходит за пределом рассматриваемого интервала 20 000 лет.

Кривая 2 на рис. 3 соответствует скоростям дрейфа больших полуосей орбит $(da/dt)_{229401} = 1 \cdot 10^{-4}$ а.е./млн лет) и $(da/dt)_{2005 \text{ UY97}} = -1 \cdot 10^{-4}$ а.е./млн лет). Параметры сближения: $\Delta t_{\min} = 13\,324.4$ лет, $\Delta r_{\min} = 133$ км, $\Delta v_{\min} = 2.7$ мм/с.

Кривая 3 на рис. 3 соответствует скоростям дрейфа $(da/dt)_{229401} = 1 \cdot 10^{-3}$ а.е./млн лет) и $(da/dt)_{2005 \text{ UY97}} = -1 \cdot 10^{-3}$ а.е./млн лет). Параметры сближения: $\Delta t_{\min} = 4\,577.2$ лет, $\Delta r_{\min} = 2\,205$ км, $\Delta v_{\min} = 7.3$ мм/с.

Поскольку обнаруженные пары астероидов движутся в главном поясе, при численном моделировании следует также учитывать влияние карликовой планеты Церера и наиболее массивных астероидов (Паллада, Веста и др.).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00015.

Литература

1. Vokrouhlický D., Nesvorný D. Pairs of Asteroids Probably of a Common Origin // *Astron. J.* 2008. V. 136. P. 280–290.
2. Vokrouhlický D., Nesvorný D., 2009. The common roots of asteroids (6070) Rheinland and (54827) 2001 NQ8 // *Astron. J.* 2009. V. 137. P. 111–117.
3. Vokrouhlický D., Durech J., Polishook D., Krugly Y.N., Gaftonyuk N.N., Burkhonov O.A., Ehgamberdiev S.A., Karimov R., Molotov I.E., Pravec P., Hornoch K., Kusnirak P., Oey J., Galad A., Zizka J. 2011. Spin vector and shape of (6070) Rheinland and their implications // *Astron. J.* 2011. V. 142. id. 159. 8 p.
4. Zizka J., Galad A., Vokrouhlický D., Pravec P., Kusnirak P., Hornoch K. Asteroids 87887 – 415992: the youngest known asteroid pair? // *Astron. Astrophys.* 2016. V. 595. id A20. 11 p.
5. Rosaev A., Plavalova E. On age of 6070 Rheinland and 54827 (2001 NQ8) asteroid pair // *ArXiv e-prints.* 2017. arXiv:1708.04652.
6. Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С. Приложение метрик пространства кеплеровых орбит для поиска астероидов на близких орбитах // *Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества.* 2017. №4. Вып. 2. С. 86–92.
7. Kuznetsov E., Safronova V. Application of metrics in the space of orbits to search for asteroids on close orbits // *Planetary and Space Science.* 2018. V. 157. P. 22–27.
8. Kuznetsov E.D., Glamazda D.V., G.T.Kaiser G.T., Krushinsky V.V., Popov A.A., Safronova V.S., Shagabutdinov A.A., Ustinov D.S., Vibe Yu.S. Pairs of asteroids in close orbits // *Meteoritics and Planetary Science.* 2018. V. 53. Iss. S1. A159. 1 p.
9. Knezevic Z., Milani A. Asteroids Dynamic Site-AstDyS. IAU Joint Discussion 7. 2012. P. 18.
10. Kholshchevnikov K.V., Kokhirova G.I., Babadzhanyan P.B., Khamroev U.H. Metrics in the space of orbits and their application to searching for celestial objects of common origin // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2016. V. 462. P. 2275–2283.
11. Milani A., Cellino A., Knezevic Z., Novakovic B., Spoto F., Paolicchi P. Asteroid families classification: Exploiting very large datasets // *Icarus.* 2014. V. 239. P. 46–73.
12. Knezevic Z., Milani A., Cellino A., Novakovic B., Spoto F., Paolicchi, P. Automated Classification of Asteroids into Families at Work // *Complex Planetary Systems, Proceedings of the International Astronomical Union* 130. 2014. P. 130–133.
13. Spoto F., Milani A., Knezevic Z. Asteroid family ages // *Icarus.* 2015. V. 257. P. 275–289.
14. Milani A., Spoto F., Knezevic Z., Novakovic B., Tsirvoulis G. Families classification including multiopposition asteroids // *Asteroids: New Observations, New Models. Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium.* 2016. V. 318. P. 28–45.
15. Milani A., Knezevic Z., Spoto F., Cellino A., Novakovic B., Tsirvoulis G. On the ages of resonant, eroded and fossil asteroid families // *Icarus.* 2017. V. 288. P. 240–264.
16. Orfit Consortium. OrFit: Software to Determine Orbits of Asteroids. Astrophysics Source Code Library. 2011. arXiv:1106.015.
17. Del Vigna A., Faggioli L., Milani A., Spoto F., Farnocchia D., Carry B. Detecting the Yarkovsky effect among near-Earth asteroids from astrometric data // *ArXiv e-prints.* 2018. arXiv:1805.05947.
18. Carruba V., Vokrouhlický D., Nesvorný D. Detection of the Yarkovsky effect for C-type asteroids in the Veritas family // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2017. V. 469. P. 4400–4413.

ОРБИТАЛЬНЫЕ ТОРЫ В ТРЁХМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И ВО ВРЕМЕНИ

В. И. Прохоренко

Институт космических исследований РАН
г. Москва, Профсоюзная ул., 84/32
тел. (495) 936 1258, E-mail: vprokhorenko@mail.ru

Исследование динамической эволюции пар астероидов на близких

Орбитальный тор это пространственная фигура, которую описывает эллиптическая орбита во вращающейся системе координат при начальных значениях орбитальных элементов, заданных в инерциальной системе координат. Понятие орбитальный тор было введено автором около 35 лет назад в работе [1] при выборе высокоапогейных орбит Искусственных Спутников Земли, исходя из задач космических экспериментов, нацеленных на исследование околоземного космического пространства.

Начнем с геометрии орбитальных торов задачи двух тел в планетоцентрической вращающейся системе координат, в зависимости от начальных значений угловых орбитальных элементов, заданных в планетоцентрической инерциальной системе координат. К орбитальным элементам относятся большая полуось a и эксцентриситет орбиты e (элементы Кеплера), а также три угловых элемента Эйлера, определяющих положение орбиты в трёхмерном пространстве. К угловым орбитальным элементам относятся: наклонение орбиты i к плоскости экватора планеты; аргумент широты перицентра ω , измеряемый в плоскости орбиты спутника от восходящего узла, соответствующего пересечению орбиты с плоскостью экватора планеты; а также прямое восхождение восходящего узла орбиты спутника Ω , измеряемое в плоскости экватора планеты относительно точки «весеннего равноденствия».

Планетоцентрическое расстояние произвольной точки орбиты, заданной аргументом широты u , измеряемым относительно восходящего узла AN, принадлежащего линии пересечения плоскости орбиты с плоскостью экватора планеты, определяется следующим известным соотношением:

$$r(u) = \frac{a_0(1 - e_0^2)}{1 + e_0 \cos(u - \omega_0)}. \quad (1)$$

Широта соответствующей точки орбиты определяется из соотношения

$$\sin \varphi = \sin u \sin i_0. \quad (2)$$

Отсюда следует, что в точке перицентра (наименьшего расстояния орбиты от центра планеты) значения аргумента широты u_p , планетоцентрического расстояния r_p и широты φ_p определяются следующими формулами:

$$u_p = \omega_0, \quad r_p = a_0(1 - e_0), \quad \sin \varphi_p = \sin \omega_0 \sin i_0,$$

а в точке апоцентра (наибольшего расстояния) значения аргумента широты u_A ,

планетоцентрического расстояния r_A и широты φ_A определяются формулами:

$$u_A = \omega_0 - 180^\circ, \quad r_A = a_0(1 + e_0),$$

$$\sin \varphi_A = \sin(\omega_0 - 180^\circ) \sin i_0.$$

На Рис. 1а показано положение орбитального эллипса в плоскости орбиты относительно линии узлов (линии пересечения плоскости орбиты с плоскостью экватора планеты). Ось OxN соответствует восходящему узлу AN. Точки перицентра и апоцентра орбиты обозначены буквами P и A. Линия апсид показана штрихпунктирной линией. Положение линии апсид относительно линии узлов определяется значением аргумента широты u_A , измеряемого в плоскости орбиты против часовой стрелки от восходящего узла орбиты. Значения аргумента широты апоцентра и перицентра ω_0 отличаются на 180° :

Участок орбиты, соответствующий движению от перицентра к апоцентру, показан линией зелёного цвета, а участок, соответствующий движению от апоцентра к перицентру, – линией синего цвета.

На Рис. 1б показана проекция орбиты на плоскость экватора при $\Omega_0 = 0^\circ$, а штрихпунктирной линией показана проекция линии апсид. Угловое расстояние проекции линии апсид от восходящего узла AN определяется следующей формулой:

$$\operatorname{tg} \Delta \alpha_A = \operatorname{tg} u_A \cos i_0.$$

На Рис. 2 показано семейство орбит со свободным значением углового элемента Ω_0 , изменяющегося от 0 до 360° с шагом 10° (вид со стороны оси $-Oy$).

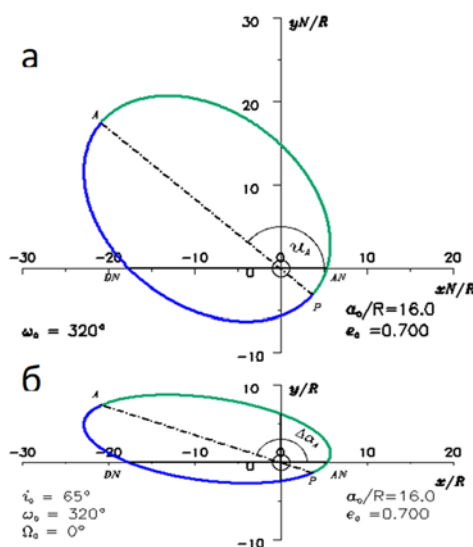


Рис. 1

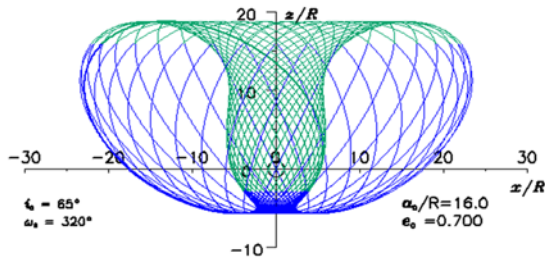


Рис. 2

Следующие соотношения:

$$\sqrt{x^2 + y^2} = r(u) \cos(\varphi), \quad z = r(u) \sin(\varphi),$$

вместе с соотношениями (1) и (2) представляют собой параметрическое уравнение поверхности вращения, которая образуется орбитой в системе координат $Oxyz$.

Меридиональные сечения орбитального тора, соответствующего фиксированному начальному значению ω_0 , показаны на Рис. 3а в плоскости Oxz . Восходящая ветвь показана линией зелёного цвета. Нисходящая ветвь – линией красного цвета. В точках, соответствующих граничным значениям широты $\varphi = +i_0$ и $\varphi = -i_0$, орбитальный тор касается конуса, ось которого совпадает с осью Oz , а угол раствора этого конуса определяется формулой $\beta = 90^\circ - i_0$.

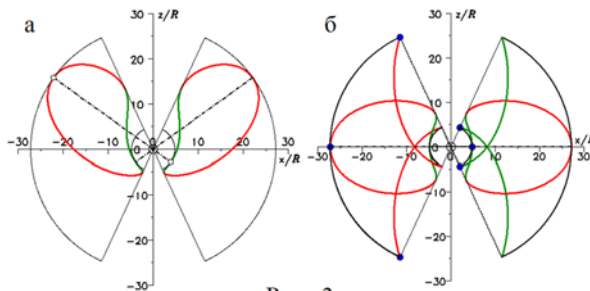


Рис. 3

Вид меридиональных сечений этой поверхности, даёт основание назвать её орбитальным тором.

На рисунке кружочками обозначены начальные положения точки перицентра и точки апоцентра, а соединяющая их линия апсид, показанная штрихпунктирной линией, «говорит» о том, что эти точки лежат в разных меридиональных полуплоскостях.

Значения широты апоцентра и перицентра при отличных от нуля значениях наклона орбиты имеют разные знаки, и определяются значением аргумента широты перицентра ω_0 , а линия апсид описывает конус, угол раствора которого β_A определяется исходя из широты апоцентра $\beta_A = 90^\circ - \varphi_A$.

В точках, соответствующих минимальному и максимальному расстоянию орбиты от центра планеты, т. е. перицентру $r_P = a_0(1 - e_0)$ и апоцентру $r_A = a_0(1 + e_0)$, орбитальный тор касается соответствующих сфер. Через эти точки проведены окружности касания в двух меридиональных полуплоскостях. Показанные окружности

образуют сферы во вращающейся системе координат и являются границами околопланетного пространства, которые охватывает орбитальный тор при различных начальных значениях аргумента перицентра ω_0 и фиксированных начальных значениях остальных орбитальных элементов из первой четвёрки. Итак, орбитальный тор с заданными начальными значениями четырёх орбитальных элементов находится внутри сферического кольца, определяемого значениями орбитальных элементов: a_0 , e_0 , и вне конуса, определяемого значением наклона орбиты i_0 . Сравнивая рисунки 2 и 3, мы видим, что меридиональное сечение орбитального тора определяет «силуэт», показанный на рисунке 2.

На Рис. 3б показаны сечения орбитальных торов, соответствующих трём значениям $\omega_0 \in (-90^\circ, 90^\circ)$, с шагом 90° .

А теперь покажем роль орбитальных торов на примере ситуационного анализа при выборе орбит, исходя из задач Солнечно-Земных космических экспериментов. В этих задачах используются различные системы координат. В частности, эклиптическая (инерциальная) геоцентрическая система координат $OXYZ$, ось OZ которой перпендикулярна к плоскости эклиптики, а ось OX направлена в точку весеннего равноденствия, а также вращающаяся Солнечно-эклиптическая система координат (se), ось OX_{se} которой направлена на Солнце.

На Рис. 4 показано положение в системе координат $OXYZ$ орбитального тора, полученного в системе координат $Oxyz$ (геоцентрической экваториальной).

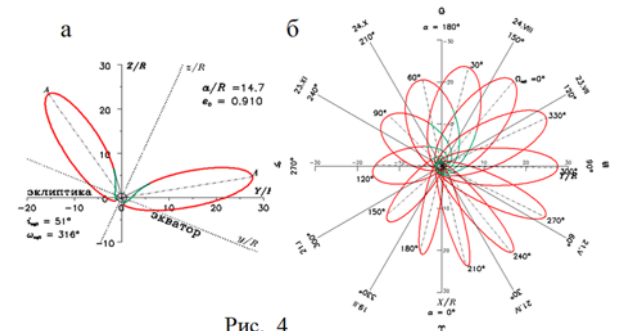


Рис. 4

Значения орбитальных элементов (измеренных в экваториальной системе координат) указано на Рис. 4а, на котором показано сечение соответствующего орбитального тора плоскостью OYZ . На Рис. 4б показаны проекции на плоскость эклиптики OXY семейства орбит со свободным значением долготы восходящего узла $\Omega \in q_0$. Проекции линий апсид соответствующих орбит на этом рисунке показаны штрихпунктирными линиями, а значения $\Omega \in q_0$ указаны в соответствующих точках апоцентра. На этом рисунке показана разметка шкалы значений эклиптической долготы α , измеренной относительно точки весеннего равноденствия Υ , а также даты, в которые Солнце проходит через соответствующие значения эклиптической долготы α . Следует

учитывать, что разметка плоскости эклиптики по датам зависит от эпохи, которой соответствует система координат OXYZ. Будем использовать указанную разметку в первом приближении для понимания сути дела.

Каждая из орбит семейства со свободным значением параметра Ω_{eq0} образует в солнечно-ekliптической системе координат свой индивидуальный годовой орбитальный тор (не похожий на другие). Наиболее интересные торы представлены на Рис. 5а, каждый тор обозначен значением параметра Ω_{eq0} , показанным в точке апоцентра. Орбитальные торы на этих рисунках показаны на фоне модельных границ ударной волны и магнитопаузы, определённых в геоцентрической солнечно-ekliптической системе координат.

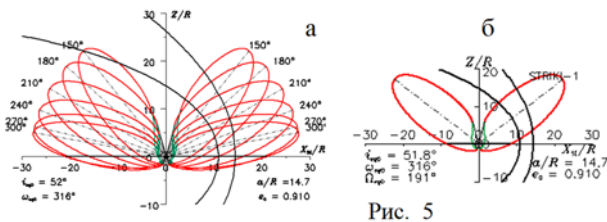


Рис. 5

Для каждого тора штрихпунктирными прямыми линиями показаны радиус-векторы точек апоцентра, а сплошными линиями показаны радиус-векторы точек орбиты, соответствующих максимальной эклиптической широте $\delta_{\max}$, равной наклону i_0 каждой из орбит к плоскости эклиптики. Широта $\delta_{\max}$ достигается в точке перехода спутника от восходящей ветви орбиты, показанной линией зеленого цвета, к нисходящей ветви, показанной линией красного цвета.

На Рис. 5б показан один из орбитальных торов этого семейства с фиксированным значением $\Omega_{eq0} = 191^\circ$, на примере которого мы будем рассматривать эволюцию орбитальных торов под влиянием внешних гравитационных возмущений.

Итак, орбитальные элементы, определяющие геометрию орбитального тора, не остаются постоянными, а эволюционируют под влиянием различных возмущений. Имеются различные теории, описывающие долговременную эволюцию орбитальных элементов под влиянием различных факторов, начиная от влияния плотности атмосферы планеты и полярного сжатия планеты, а также влияния внешних гравитационных возмущений, которые могут приводить к соударению спутника с планетой путём уменьшения расстояния спутника от планеты. Заметим, что изменяющиеся во времени кеплеровские орбитальные элементы (и угловые элементы Эйлера) называются оскулирующими орбитальными элементами. Так что, исходя из оскулирующих орбитальных элементов, можно строить оскулирующие (эволюционирующие) орбитальные торы.

Рис. 6 и Рис. 7 демонстрируют эволюцию орбитального тора, показанного на Рис. 5б под влиянием гравитационных возмущений от Луны и Солнца при различных датах старта (с учётом

прецессии плоскости орбиты Луны). Известно, что орбита Луны вокруг Земли имеет наклон к плоскости эклиптики около 5° , и совершает прецессию с периодом около 18.5 лет вокруг оси, проходящей через полюс эклиптики.

На Рис. 6 показан вариант с датой старта 21.03.2019, при котором $\Omega_{moon0} = 113^\circ$, $\Delta\Omega_{m0} = \Omega_0 - \Omega_{moon0} = 76^\circ$, вековая эволюция орбиты носит либрационный характер, а время существования орбиты составляет 13 лет.

Расчёт эволюции орбит выполнен методом численного интегрирования, а годовые орбитальные торы построены с дискретностью один год.

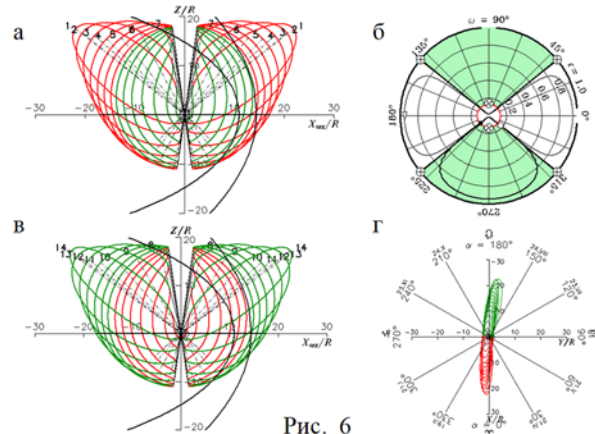


Рис. 6

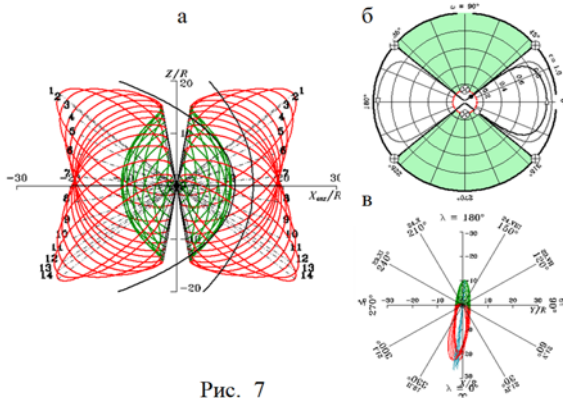


Рис. 7

На Рис. 7 показан вариант с датой старта 21.03.2025, при котором $\Omega_{moon0} = 357^\circ$, $\Delta\Omega_{m0} = 192^\circ$. Вековая эволюция орбиты носит циркуляционный ротационный характер, а время существования орбиты составляет 12 лет.

На Рис. 6б и 7б показаны фазовые портреты, характеризующие эволюцию безразмерного фокального параметра $\varepsilon = 1 - e_2$ соответствующих орбит (начальная точка показана светлым кружком). На Рис. 6г и 7г показаны проекции эволюционирующих орбит на плоскость эклиптики.

Примечание 1. Для перевода в эклиптическую систему координат значений угловых элементов, указанных на Рис. 5б, используются следующие соотношения:

$$\cos i = \cos \Omega_{eq} \sin i_{eq} \sin I + \cos i_{eq} \cos I,$$

$$\cos \Delta\omega = (\sin i_{eq} \cos I - \cos \Omega_{eq} \cos i_{eq} \sin I) / \sin i,$$

$$\text{sign}(\sin \Delta\omega) = \text{sign}(\sin \Omega_{eq}), \quad \omega = \omega_{eq} - \Delta\omega,$$

$$\cos \Omega = \frac{-\cos i_{eq} + \cos i \cos I}{\sin i \sin I}, \quad \sin \Omega = \frac{\sin i_{eq} \sin \Omega_{eq}}{\sin i},$$

где $I = 23.5^\circ$ - угол наклона плоскости эклиптики к плоскости земного экватора.

Примечание 2. Для объяснения фазовых портретов, демонстрирующих вековую эволюцию орбит, позволим себе краткое отступление в область качественных методов теории возмущений. Вековую составляющую эволюции высокоапогейных орбит под влиянием внешних гравитационных возмущений описывают полученные в работе М.Л. Лидова [2] решения интегрируемой системы эволюционных уравнений для двукратно осредненной задачи Хилла. Эти решения в виде трёх первых интегралов и двух квадратур, которые выражаются через угловые элементы, измеренные относительно плоскости орбиты возмущающего тела (эклиптики):

$$a = c_0; \quad \varepsilon \cos^2 i = c_1; \quad (1 - \varepsilon)(2/5 - \sin^2 \omega \sin^2 i) = c_2,$$

где

$$c_0 = a_0; \quad c_1 = \varepsilon_0 \cos^2 i_0; \quad c_2 = (1 - \varepsilon_0)(2/5 - \sin^2 \omega_0 \sin^2 i_0).$$

В этих выражениях вместо эксцентриситета ε используется безразмерный фокальный параметр $\varepsilon = 1 - e^2$.

Что касается интеграла c_0 , то он свидетельствует о сохранении постоянного значения большой полуоси орбиты, а область возможных значений интегральных констант c_1 , c_2 определяется неравенствами:

$$0 \leq c_1 < 1, \quad c_2(c_1) \in \begin{cases} \left(-(\sqrt{3/5} - \sqrt{c_1})^2, 2(1 - c_1)/5 \right) & \text{при } 0 \leq c_1 < 3/5, \\ (0, 2(1 - c_1)/5) & \text{при } 3/5 \leq c_1 < 1. \end{cases}$$

Для демонстрации особенностей вековой эволюции орбитальных элементов используются фазовые портреты интегральных кривых (определяемых значениями интегральных констант c_1 , c_2) в цилиндрической системе координат (ε , $\omega \bmod 360^\circ$, c_1) на фазовых плоскостях $c_1 = \text{const}$. На Рис. 8, в качестве примеров показаны фазовые портреты, соответствующие некоторым значениям c_1 . Такое представление фазовых портретов было предложено в работах автора [3, 4].

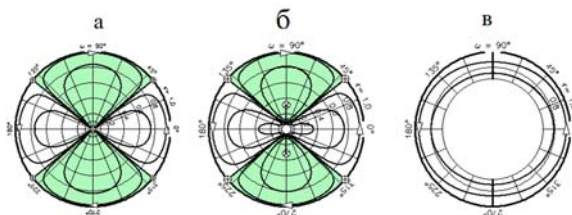


Рис. 8. Интегральные кривые на фазовых плоскостях
а) $c_1 = 0$, б) $c_1 = 0.06$, в) $c_1 = 0.6$

На рисунках тонировкой отмечены области, соответствующие отрицательным значениям c_2 . Сепаратриса, разделяющая области значений c_2 разных знаков, соответствует значению $c_2 = 0$ и проходит через седловые особые точки $\oplus$ с координатами: $\varepsilon = 1$, $\sin 2\omega = 2/5/(1 - c_1)$. В области отрицательных значений c_2 имеются особые точки типа центр $\otimes$ с координатами: $\varepsilon = \sqrt{3/5 * c_1}$, $\sin 2\omega = 1$. Направления эволюции аргумента широты

перигентра ω показаны стрелками. При положительных значениях c_2 эволюция имеет ротационный характер и происходит в направлении против часовой стрелки, при отрицательных значениях c_2 эволюция ω имеет либрационный характер и происходит по часовой стрелке. Кроме того, глядя на рисунки, легко убедиться в том, что при любом значении c_1 область значений ε определяется неравенством $c_1 \leq \varepsilon \leq 1$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая статью, я задумалась: «Не создаётся ли впечатление, что слишком много геометрии, а где же кинематика и динамика»? Для своего оправдания, мне пришлось в голову следующее объяснение.

Исходя из массы центрального тела m_1 и фиксированного значения расстояния перигентра gr , можно построить планетоцентрическую сферу радиуса gr . Вектор скорости V в плоскости, перпендикулярной к радиус-вектору произвольной точки сферы радиуса gr , определяет плоскость орбиты тела m_2 , а модуль вектора скорости V_{gr} определяет форму орбиты (её эксцентриситет), исходя из известного соотношения, которое следует из закона Ньютона,

$$V_{gr}^2 / \mu_{1,2} = (1 + e) / r_p,$$

где $\mu_{1,2} = G(m_1 + m_2)$, а G – гравитационная постоянная. Исходя из значения скорости в точке перигентра V_{gr} , можно определить эксцентриситет орбиты

$$e = r_p V_{gr}^2 / \mu_{1,2} - 1.$$

При значении $e = 0$ орбита является круговой, при значении $0 < e < 1$ – эллиптической, при значении $e = 1$ – параболической. И это характеризует динамику ограниченной задачи двух тел. А подтверждением моего интереса к динамике ограниченной задачи трёх тел является публикация [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прохоренко В.И. Орбитальные торы в задачах ситуационных исследований // Пр-770 ИКИ АН СССР 1983. С. 26.
2. Лидов М.Л. Эволюция орбит искусственных спутников планет под действием гравитационных возмущений внешних тел // Искусственные спутники Земли. 1961. № 8. С. 5.
3. Прохоренко В.И. Исследование времени баллистического существования эллиптических орбит, эволюционирующих под влиянием гравитационных возмущений внешних тел // Космич. исслед. 2002. Т. 40. № 3. С. 285-294.
4. Прохоренко В.И. Об условиях пересечения орбиты спутника с поверхностью центрального тела конечного радиуса в двукратно осредненной ограниченной задаче трех тел // Труды МИАН РАН 2007 259:156-173, Proceedings of the Steklov Institute of Mathematics 259: 150–166.
5. Прохоренко В. И. О динамических основах теории Лидова–Козаи // Письма в Астрон. журн. 2018, Т. 44, №1, С. 52-70.

ОЦЕНКИ НЕОБХОДИМЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ВРЕМЕННЫХ ЗАТРАТ ДЛЯ ПЕРЕХОДА С ОРБИТ ГНСС ГЛОНАСС НА ОРБИТЫ ПАРКИНГА

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

В работах [1, 2] детально рассмотрены способы утилизации отработавших спутников навигационных систем ГЛОНАСС и GPS. В настоящей работе представлены оценки энергетических и временных затрат, которые нужно произвести для перехода на орбиты утилизации с помощью двигателя малой тяги.

Для исследования возможных способов утилизации навигационных ИСЗ были взяты 24 спутника системы ГЛОНАСС и 31 спутник GPS. В работе [3] показано, что спутники, расположенные на номинальных орбитах, подвержены влиянию вековых резонансов. Все объекты системы ГЛОНАСС находятся под влиянием резонанса Лидова-Козаи, характерной особенностью которого является способность вызывать увеличение эксцентриситета орбиты при этом движение спутников остается регулярным. Спутники GPS подвержены влиянию апсидально-нодальных вековых резонансов. Кроме того, спутники системы GPS расположены в области действия орбитального резонанса 1:2 со скоростью вращения Земли. Совместное влияние вековых и орбитального резонансов приводит к возникновению хаотичности в орбитальной эволюции спутников GPS.

Выявленные особенности спутников ГЛОНАСС и GPS, говорят о том, что со временем в процессе орбитальной эволюции отработавшие спутники могут переходить на орбиты, которые проходят через зоны функционирования, как собственных спутниковых группировок, так и группировок, расположенных в соседних областях околоземного пространства. Все это свидетельствует о необходимости разработки способов утилизации или паркинга навигационных спутников.

Методы утилизации навигационных ИСЗ.

Вариация большой полуоси. Навигационные системы расположены в околоземном пространстве таким образом, что при рассмотрении возможностей утилизации при помощи изменения большой полуоси орбиты спутника, для спутников ГЛОНАСС возможно только уменьшение большой полуоси, в противном случае утилизированные спутники попадут в зону функционирования GPS. И наоборот, для спутников GPS возможно только увеличение большой полуоси причем не более чем на 1000 км, для того чтобы не мешать функционированию формируемой навигационной системы BeiDou. В связи с этим нами были рассмотрены следующие способы утилизации:

– уменьшение большой полуоси у спутников ГЛОНАСС на 500 – 5000 км.

– увеличение большой полуоси у спутников GPS на 500 – 1000 км.

Исследование динамической эволюции объектов на орбитах утилизации проводилось при помощи программного комплекса «Численная модель движения систем ИСЗ» [4] 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 исследования резонансной структуры использовались методики, подробно описанные в работе [1].

При помощи перечисленных методик были исследованы орбиты утилизации, полученных путем вариации большой полуоси. Для спутников системы ГЛОНАСС были получены следующие результаты.

В работе [5] показано, что уменьшение большой полуоси на 500 км, как предписывает существующая концепция утилизации, не эффективна и приводит к появлению утилизированных объектов в зоне функционирования ГЛОНАСС примерно через 60 лет.

При этом уменьшение большой полуоси на 1000 км гарантированно уводит отработавшие спутники системы ГЛОНАСС из зоны функционирования ГНСС.

Дальнейшее уменьшение большой полуоси не приводит к полной утилизации спутников ГЛОНАСС.

Что касается орбитальной эволюции объектов, то она схожа с эволюцией объектов, расположенных на номинальных орбитах. Параметр MEGNO для спутников системы равен 2, что говорит об отсутствии хаотичности в движении объектов.

Кроме того, все спутники системы ГЛОНАСС, переведенные на орбиты, расположенные на 500 – 2500 км ниже номинальных орбит, подвержены влиянию резонанса Лидова-Козаи. При уменьшении большой полуоси на 3000 – 5000 км часть объектов выходит из области действия резонанса Лидова-Козаи.

Что касается системы GPS, то увеличение большой полуоси на 500 км, как это предписывает существующая стратегия утилизации, недостаточно [1, 5], т.к. часть объектов системы в перигее проходит через зону функционирования навигационной системы ГЛОНАСС. Этой проблемы удастся избежать при увеличении большой полуоси на 1000 км. Увеличение большой полуоси на 1000 км уводит отработавшие объекты из области действия орби-

тального резонанса 1:2 со скоростью вращения Земли, при этом их движение становится регулярным.

Одновременная вариация большой полуоси и увеличение эксцентриситета. Одновременное уменьшение большой полуоси и увеличение эксцентриситета у спутников ГЛОНАСС не приводит к полной утилизации спутников.

Минимальное значение перигея орбиты, которого удастся достичь на столетнем интервале времени при уменьшении большой полуоси на 500 км и увеличении эксцентриситета до 0.2, равно 9183 км. Кроме того, в апогее спутники пересекают зону функционирования навигационных ИСЗ.

Увеличение эксцентриситета орбиты. При увеличении эксцентриситета орбиты удастся добиться полной утилизации лишь нескольких спутников системы GPS и ни одного спутника ГЛОНАСС. Учитывая, что увеличение эксцентриситета орбиты является весьма энергозатратным, поэтому считаем данный способ не эффективным.

Определение энергетических и временных затрат, необходимых для перевода спутников системы ГЛОНАСС на орбиты паркинга. В силу того, что из всех рассмотренных способов утилизации отработавших спутников навигационных систем ГЛОНАСС и GPS, наиболее приемлемым является их перевод на орбиты расположенные ниже номинальных для ГЛОНАСС и выше для GPS, приведем расчет оценок энергетических и временных затрат, которые нужно произвести для такого перехода с помощью двигателя малой тяги. Приближенную формулу для оценки получим, используя уравнение

$$\frac{da}{dt} = \frac{2p}{(1-e)^2} \sqrt{\frac{p}{\mu}} [e \sin \vartheta \cdot S + (1 + e \cos \vartheta) T] \quad (1)$$

из системы уравнений Ньютона-Эйлера. Здесь $p = a(1 - e^2)$ – параметр орбиты, ϑ – истинная аномалия, e , a – эксцентриситет и большая полуось орбиты, S , T – проекции реактивного ускорения на направление радиуса-вектора, $\mu = fM$ – произведение гравитационной постоянной на массу притягивающего центра.

Поскольку спутники ГЛОНАСС движутся по почти круговым орбитам с эксцентриситетом близким к нулю, будем считать, что $(1 + e \cos \vartheta) \approx 1$ и, считая, что сила тяги направлена по касательной против движения спутника, перепишем уравнение (1) следующим образом:

$$\Delta a = \frac{2p}{(1-e)^2} \sqrt{\frac{p}{\mu}} T \Delta t. \quad (2)$$

Здесь T есть отношение силы тяги F к массе спутника.

Применяя данную методику, будем иметь следующие оценки зависимости времени работы двигателя Δt , необходимого для изменения большой полуоси спутника на Δa , от мощности двигателя.

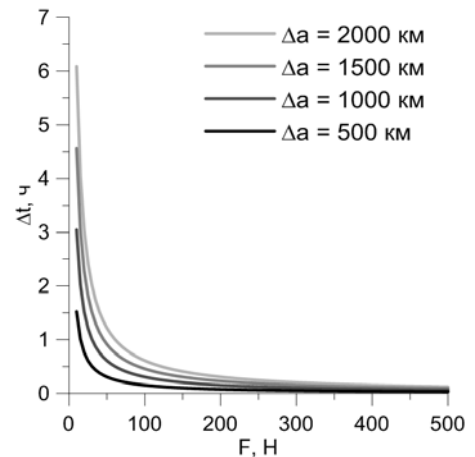


Рис. 1. Оценки энергетических и временных затрат, необходимых для перевода спутников системы ГЛОНАСС на орбиты паркинга

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам (СП-1671.2016.3, конкурс СП-2016).

Литература

1. Томилова И.В., Бордовицына Т.В., Красавин Д.С. Динамическая структура орбитального пространства ГЛОНАСС и GPS. Проблема утилизации отработавших объектов // Астрон. вестник, 2018, Т. 52, № 5, с. 463 – 478.
2. Томилова И.В., Александрова А.Г. Поиск для отработавших объектов ГЛОНАСС и GPS орбит безопасных для функционирующих спутников с учетом светового давления // Материалы VII Международной молодежной конференции «Актуальные проблемы современной механики сплошных сред и небесной механики – 2017» Томск. 27-29 Ноября 2017, С. 224 – 227.
3. Томилова И.В., Бордовицына Т.В. Особенности структуры резонансных возмущений неуправляемых объектов навигационных систем ГЛОНАСС и GPS. Влияние на орбитальную эволюцию // Изв. вузов. Физика, 2017, № 4, С. 119–125.
4. 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.
5. 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. вестник, 2012, Т. 46, № 5, с. 356 – 368.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСТЕКАНИЯ КАПЛИ ЖИДКОСТИ ПО ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Е. И. Борзенко, А. В. Басалаев, Г.Р. Шрагер

Томский государственный университет

634050, Томск, пр. Ленина, д.36

E-mail: borzenko@tf.tsu.ru

В работе представлены результаты математического моделирования процесса растекания капли вязкой жидкости по горизонтальной поверхности. Предполагается, что течение осесимметричное, и движение осуществляется под действием силы тяжести и силы поверхностного натяжения. Область решения в начальный момент времени схематично изображена на рисунке 1. Математическая постановка задачи включает уравнения Навье-Стокса и неразрывности, записанные в безразмерных переменных

$$Ga \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\text{grad } p + \Delta \mathbf{u} + \mathbf{e}, \text{div } \mathbf{u} = 0,$$

где $Ga = \rho^2 g R^3 / \mu^2$ - число Галилея, $\mathbf{e}$ – единичный вектор, направление которого совпадает с направлением силы тяжести. В качестве масштабов длины, скорости, давления выбирались величины R , $\rho g R^2 / \mu$, $\rho g R$.

На свободной поверхности Γ_2 граничные условия заключаются в отсутствии касательного напряжения и равенстве нормального сумме внешнего и капиллярного давлений. Внешнее давление без ограничения общности можно считать нулевым. На стенке Γ_1 выполняется условие прилипания, на оси симметрии Γ_3 – условия симметрии. Движение свободной поверхности осуществляется в соответствии с кинематическим условием.

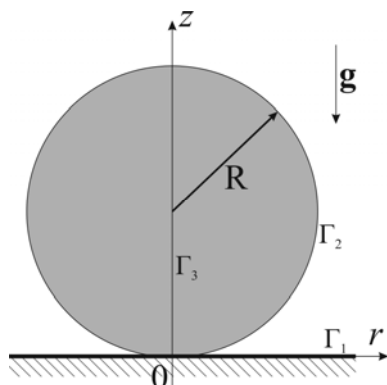


Рис. 1. Область течения

Анализ математической постановки, включающей уравнения Навье-Стокса и неразрывности, естественные граничные условия на свободной поверхности, условия прилипания на линии контакта при значениях краевого угла отличного от 0 и π , показывает наличие сингулярности на линии трехфазного контакта (ЛТК) [1]. Для устранения указанной особенности

на контактной линии и в ее малой окрестности используется условие проскальзывания.

В настоящей работе для определения скорости движения ЛТК u_{cl} используется закон Хоффмана, который связывает эмпирической функциональной зависимостью значения динамического краевого угла θ_d , равновесного краевого угла θ_s и числа

Бонда $Bo = \rho g R^2 / \sigma$, согласно формуле [2]

$$\frac{\cos \theta_s - \cos \theta_d}{\cos \theta_s + 1} = \tan \left(4.96 (Bo u_{cl})^{0.702} \right).$$

На твердой стенке в окрестности ЛТК выделяется малый участок, на котором касательная скорость падает от значения на линии контакта до нуля по показательному закону.

Численное решение задачи осуществляется конечно-разностным методом с использованием метода контрольного объема и алгоритма SIMPLE [3] для вычисления полей скорости и давления во внутренних узлах разнесенной сетки и метода инвариантов [4] для удовлетворения граничных условий на свободной поверхности. Свободная граница представляется в виде совокупности частиц-маркеров. В основе метода инвариантов лежит совместная запись условия отсутствия касательных напряжений и уравнения неразрывности для каждого маркера с использованием новых переменных. Полученная система уравнений решается с помощью метода бегущего счета с учетом условия симметрии на оси и движения ЛТК согласно закону Хоффмана. После ее решения восстанавливаются составляющие вектора скорости и рассчитывается давление из условия равенства нормального напряжения капиллярному давлению.

При реализации вычислительной технологии сумма главных кривизн свободной поверхности сглаживается с помощью интерполяционного сплайна [5].

Движение маркеров осуществляется в соответствии с разностными аналогами кинематического условия по схеме Эйлера.

Для проверки достоверности результатов расчетов были определены равновесные формы капли, лежащей на твердой горизонтальной подложке в поле силы тяжести. Первые исследования формы поверхности жидкости, взаимодействующей с твердыми границами, проводились ещё в XIX веке, когда был сформулирован закон капиллярного давления Лапласа, который является условием механического равновесия.

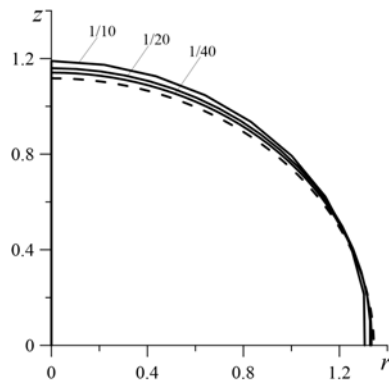


Рис. 2. Равновесные формы капли
($Ga=3.249$, $Bo=0.594$, $\theta_s=90^\circ$)

Для проверки аппроксимационной сходимости алгоритма расчета была проведена серия расчетов на последовательности сеток. Равновесные формы капли определяются как форма свободной поверхности в момент времени, когда максимальная скорость падает до значений меньших 10^{-4} . На рис. 2 представлены результаты, полученные с помощью разработанного алгоритма (сплошные линии) и вычисленная из условия механического равновесия (пунктирная линия). В таблице 1 приведены вычисленные значения радиуса пятна R_s и высоты капли H_s , а так же значение величины потери массы капли E_v по отношению к первоначальной в момент достижения равновесной формы. Наблюдается аппроксимационная сходимость результатов.

Таблица 1.

Шаг сетки	R_s	H_s	$E_v(\%)$
1/10	1.305	1.190	4.4
1/20	1.323	1.159	3.8
1/40	1.333	1.141	2
1/80	1.337	1.130	1.04
Условие равновесия	1.343	1.117	

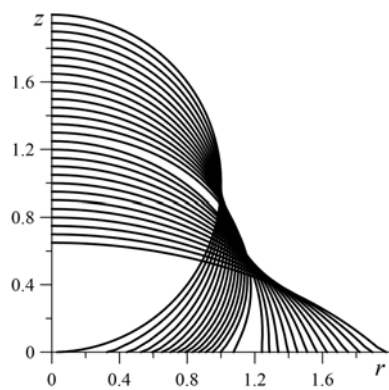


Рис. 3. Эволюция свободной поверхности
($Ga=3.249$, $Bo=0.594$, $\theta_s=14^\circ$)

С течением времени первоначально сферическая капля растекается по твердой стенке, приобретая равновесную форму, что демонстрирует рис. 3. График зависимости динамического краевого угла от времени показан на рис. 4. Видно, что со временем угол уменьшается, стремясь к равновесному. Точками на графике представлены результаты экспериментальных исследований,

взятых из работы [6]. Наблюдается удовлетворительное согласование результатов. На рис. 5 представлен график зависимости скорости ЛТК от времени.

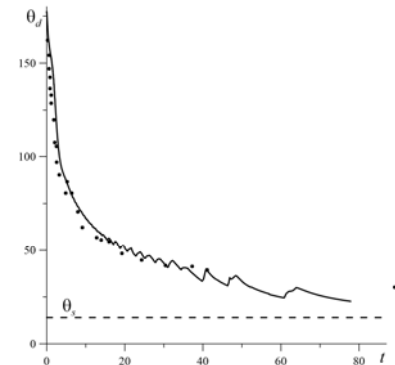


Рис. 4. Зависимость динамического краевого угла от времени
($Ga=3.249$, $Bo=0.594$, $\theta_s=14^\circ$)

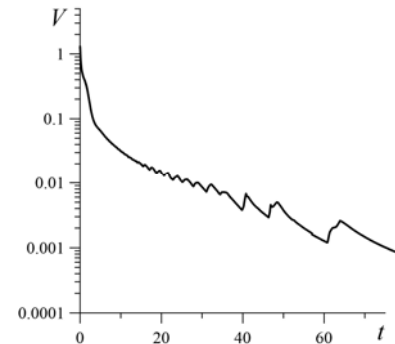


Рис. 5. Зависимость скорости ЛТК от времени
($Ga=3.249$, $Bo=0.594$, $\theta_s=14^\circ$)

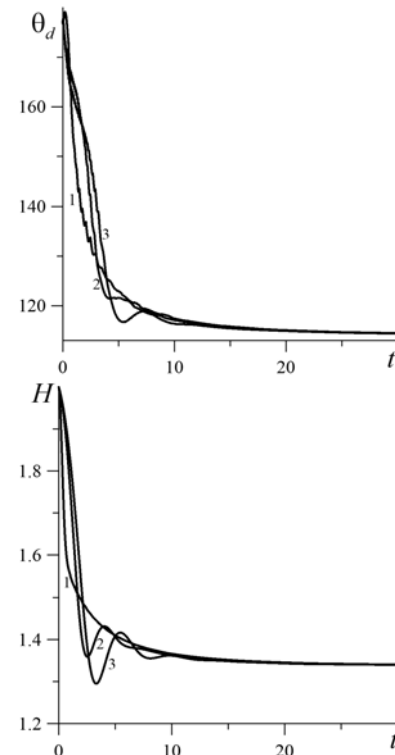


Рис. 6. Зависимость динамического краевого угла и высоты капли от времени ($Bo=0.594$, $\theta_s=114^\circ$, 1 - $Ga=0.249$, 2 - $Ga=3.249$, 3 - $Ga=6.249$)

Рис. 6 демонстрирует влияние параметра Галилея Ga на динамику характеристик процесса растекания. С его увеличением наблюдаются колебания формы капли в процессе установления равновесной формы, которые можно объяснить увеличением инерционных эффектов. Однако равновесные формы капли остаются одинаковыми.

Влияние параметра Бонда представлено на рис. 7, 8. С уменьшением Бонда форма капли стремиться к сферической, а время ее установления уменьшается.

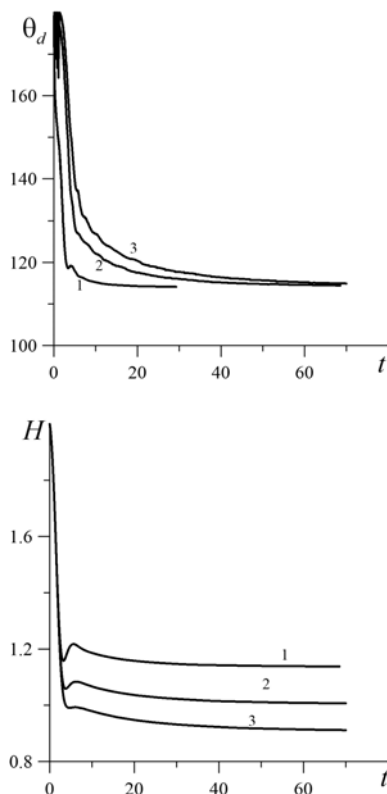


Рис. 7. Зависимость динамического краевого угла и высоты капли от времени ($\theta_s = 114^\circ$, $Ga = 3.249$, 1 - $Bo = 0.3$, 2 - $Bo = 1.594$, 3 - $Bo = 2.594$)

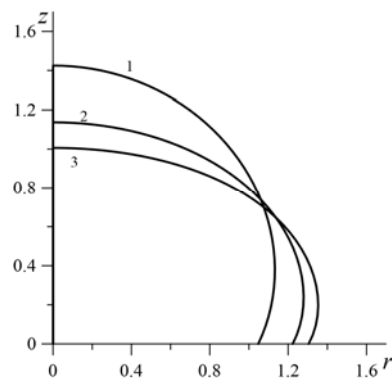


Рис. 8. Зависимость равновесной формы капли от Bo
($\theta_s = 114^\circ$, $Ga = 3.249$,
1 - $Bo = 0.3$, 2 - $Bo = 1.594$, 3 - $Bo = 2.594$)

В результате проведенного исследования сформулирована математическая постановка задачи о растекании капли вязкой жидкости по горизонтальной поверхности в поле силы тяжести с учетом сил поверхностного натяжения; разработана методика расчета на основе метода контрольного объема, алгоритма SIMPLE и метода инвариантов, проведена ее верификация; выполнены параметрические расчеты.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-08-00412)

Литература

1. Huh C., Scriven L.E. Hydrodynamic model of steady movement of a solid/liquid/fluid contact line // Journal of Colloid and Interface Science. V.35. I.1. 1971. P.85-101.
2. Jiang T.S., Oh S.G., Slattery J.C. Correlation for Dynamic Contact Angle // Journal of Colloid and Interface Science. 1979. V.69. I.1. P. 74-77.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152с.
4. Васенин И.М., Нефедов А.П., Шрагер Г.Р. Метод расчета течений вязкой жидкости со свободной поверхностью // Численные методы механики сплошной среды. 1985. Т.16. №6. С.29-43.
5. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн-функций. М.: Наука. 352с.
6. Архипов В.А., Бондарчук С.С., Усанина А.С., Шрагер Г.Р. Влияние вязкости жидкости на динамику растекание капли// ИФЖ 2015. Т.88. №1. С.43-52.

ТЕХНОЛОГИЯ ФТОРИДНОГО ПЕРЕДЕЛА ТУГОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ

А. В. Шваб, В. Н. Брендаков

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина 36
E-mail: vnbrendakov@mephi.ru

В современных отраслях промышленности – химии, металлургии, машиностроении, радиоэлектронике, авиа- и автостроении, атомной и военной технике – научный прогресс, экономические и экологические показатели в значительной степени определяются конструкционными материалами, которые используются при создании, эксплуатации производств и выпуске различных видов товарной продукции. Традиционно выпускаемые металлы и их многочисленные сплавы уже не удовлетворяют требованиям по химической стойкости, удельной плотности и физико-механическим свойствам, особенно при работе в условиях больших механических нагрузок, в высокотемпературных режимах и в коррозионных средах. В работе выполнены исследования по созданию физической и математической модели технологии фторидного передела металлического вольфрама, способной учесть сложные гетерогенные химические реакции, нелинейные процессы, протекающие непосредственно на поверхности взаимодействия газовой и твердой фаз [1].

1. Физическая постановка задачи

Первой фазой, рассмотренной в работе технологии, является процесс получения газообразного гексафторида вольфрама, который образуется в результате протекания реакции между газовым потоком фтора и порошком вольфрама. Процесс фторирования вольфрама протекает по реакции



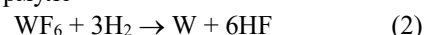
которая начинает идти примерно при температуре порядка 300°C.

Газообразный фтор поступает в прямоугольный канал, на нижней стенке которого расположен слой порошкообразного вольфрама с частицами размером меньше 5 мкм. Реакция фторирования идет с тепловыделением порядка 9,3 кДж на грамм прореагировавшего вольфрама, поэтому подводить тепло необходимо только на начальном этапе процесса фторирования, в дальнейшем реакция поддерживается за счет выделяемого тепла. При движении газовой смеси содержание в ней F_2 уменьшается, а WF_6 — растет, в результате чего скорость фторирования снижается. В результате химической реакции (1) в реакционной зоне на нижней стенке возникает направленный диффузионный поток фтора и одновременно с этим создается входной поток гексафторида вольфрама в стехиометрическом соотношении 1:3 по отношению к уходящему фтору. На выходе из реакционной зоны имеем смесь двух газов, в которой степень снижения

концентрации фтора характеризует активность процесса фторирования.

Вторым важным процессом, составляющим основу технологии фторидного передела вольфрама, является процесс восстановления гексафторида вольфрама газообразным водородом.

Этот процесс описывается химической реакцией по формуле



которая имеет заметную активность при температуре подложки не ниже 500 - 600°C.

В реальном процессе газообразную смесь WF_6 и H_2 пропускают вдоль нагретой поверхности, на которой осаждается вольфрам. При движении газовой смеси содержание исходных компонентов в ней уменьшается, а содержание продукта реакции HF — увеличивается. В результате наблюдается снижение скорости процесса по длине реакционной поверхности, которое зависит от ее размеров, температуры осаждения, состава и расхода газовой смеси. В качестве преимуществ данного способа перед другими можно отметить относительно низкую температуру процесса, высокую скорость осаждения вольфрама, простоту работы с исходными продуктами, т.к. температура кипения гексафторида вольфрама около 17°C. На поверхности нагретой подложки условие для потока W согласовывается с кинетическим уравнением, записанным для реакции (2).

2. Математическая постановка

Для описания процесса фторирования порошкообразного металлического вольфрама элементарным фтором записаны системы трехмерных уравнений Навье-Стокса, переноса теплоты и вещества при наличии гетерогенной реакции на нижней поверхности рабочей зоны химического реактора. Для более полного использования фтора при химической реакции задается очень малая скорость его перемещения по реактору. Однако плотность смеси существенно изменяется за счет изменения концентраций компонентов смеси вследствие протекания химической реакции (1). Поэтому будем считать плотность переменной, но зависящей только от концентраций компонентов смеси.

Таким образом, в случае потока с переменной плотностью, для описания гидродинамики можно записать:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho U_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z) = 0;$$

$$\begin{aligned}
\rho \left(\frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_x}{\partial z} \right) &= \\
&= \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z}; \\
\rho \left(\frac{\partial U_y}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) &= \\
&= \frac{\partial p_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zy}}{\partial z}; \\
\rho \left(\frac{\partial U_z}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_z}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_z}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_z}{\partial z} \right) &= \\
&= F + \frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z}; \\
p_{xx} &= -p + 2\mu \frac{\partial U_x}{\partial x}; p_{xy} = p_{yx} = \mu \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right); \\
p_{yy} &= -p + 2\mu \frac{\partial U_y}{\partial y}; p_{yz} = p_{zy} = \mu \left(\frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y} \right); \\
p_{zz} &= -p + 2\mu \frac{\partial U_z}{\partial z}; p_{xz} = p_{zx} = \mu \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right),
\end{aligned}$$

где $F = -\Delta\rho g = -(\rho - \rho_s)g$, сила плавучести, вызванная изменением плотности среды, ρ_s – среднее значение плотности по сечению YZ.

Вторую часть технологии фторидного предела вольфрама составляет процесс восстановления. Процесс восстановления гексафторида вольфрама водородом математически описывается системой уравнений Навье – Стокса, неразрывности, энергии и переноса вещества. Учитывая, что при протекании смеси газов возле подогреваемой подложки, на ее поверхности интенсивно протекает химическая реакция в соответствии с формулой (2). При этом, в результате изменения химического состава смеси, происходит изменение ее плотности, что учитывается при создании математической модели процесса восстановления гексафторида вольфрама водородом.

В реальных условиях производства, для повышения эффективности использования входной смеси газов, она подается в реактор восстановления с линейной скоростью, не превышающей сантиметры в секунду. Такой тип течения полностью соответствует допущениям о незначительном влиянии изменения плотности среды в инерционных слагаемых уравнения движения на характер течения. Это обстоятельство позволяет, по аналогии с приближением Буссинеска, учитывать изменение плотности потока смеси газов только при записи внешней силы. Причем, в отличие от Буссинеска, в данной работе, при рассмотрении силы Архимеда, учитывается не только градиент температуры, но и изменение концентрации ключевого компонента смеси газов в рабочем объеме реактора восстановления. Как и процесс фторирования, процесс восстановления описывается течением бинарной смеси газов, химическая реакция имеет реагент и продукт реакции. В качестве входного в аппарат реагента взята смесь гексафторида

вольфрама и водорода в стехиометрическом соотношении.

Таким образом, в безразмерной форме в цилиндрической системе координат для осесимметричного случая течения система исходных уравнений, описывающая процесс восстановления гексафторида вольфрама водородом, имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r} &= 0; \\
\frac{\partial u_r}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r^2}{\partial r} + \frac{\partial u_r u_z}{\partial z} + \frac{u_r^2}{r} - \frac{u_\varphi^2}{r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} + \\
+ \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u_r}{\partial z} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial \mu}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \right. \\
\left. \frac{\partial \mu}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial r} - \frac{\mu u_r}{r^2} \right]; \\
\frac{\partial u_\varphi}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r u_\varphi}{\partial r} + \frac{\partial u_z u_\varphi}{\partial z} + 2 \frac{u_r u_\varphi}{r} &= \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) + \right. \\
+ \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u_\varphi}{\partial z} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \left(\frac{\mu}{r} + \frac{\partial \mu}{\partial r} \right) \left. \right]; \\
\frac{\partial u_z}{\partial \tau} + \frac{\partial u_r u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_z^2}{\partial z} + \frac{u_r u_z}{r} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \\
+ \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{\mu}{r} \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial \mu}{\partial r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \right. \\
+ \left. \frac{\partial \mu}{\partial z} \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] - \frac{\rho - \rho_0}{\text{Fr}}; \\
\frac{\partial \rho c_p \vartheta}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho c_p u_r \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial \rho c_p u_z \vartheta}{\partial z} + \frac{\rho c_p \vartheta u_r}{r} &= \\
= \frac{1}{\text{PrRe}} \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right) + \\
+ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{(1 - k_c) \vartheta \rho}{\text{Pr}_d \text{Re}} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial r} \right] + \frac{(1 - k_c) \vartheta \rho}{r \text{Pr}_d \text{Re}} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(1 - k_c) \vartheta \rho}{\text{Pr}_d \text{Re}} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \right]; \\
\left(\frac{\partial \rho \varepsilon_s}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u_x \varepsilon_s}{\partial r} + \frac{\partial \rho u_z \varepsilon_s}{\partial z} + \frac{\rho u_r \varepsilon_s}{r} \right) &= \\
= \frac{1}{\text{Pr}_d \text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial z} \right) + \frac{\rho}{r} \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial r} \right]; \\
\varepsilon_s + \varepsilon_h &= 1;
\end{aligned}$$

В качестве масштабов для получения безразмерной системы используются – радиус химического реактора, средняя осевая скорость на входе, плотность и вязкость газовой смеси на входе

в реактор, а также температура на входе в реактор. Плотность и теплоемкость смеси определяется по аддитивному принципу через относительные массовые концентрации.

3. Метод численного решения

Рассматриваемая задача решалась численно в переменных «скорость-давление» на основе метода физического расщепления полей скорости и давления.

Полученная система уравнений состоит из нестационарных уравнений переноса, решение которых проводится эволюционным методом до установления по времени. Каждое уравнение переноса решается обобщенным неявным методом переменных направлений в «дельта» форме. Метод обладает вторым порядком точности по времени.

Разностные аналоги конвективно-диффузионных слагаемых расписывались на разнесенной разностной сетке с использованием экспоненциальной схемы [2], которая снимает ограничение на сеточное число Рейнольдса.

4. Анализ численных результатов

Для оценки влияния переменной плотности смеси газов на характер протекания процесса фторирования вольфрама фтором были выполнены тестовые расчеты по представленным математическим моделям: с переменной плотностью в инерционных слагаемых переноса импульса и моделью несжимаемой жидкости с учетом переменной плотности по аналогии с гипотезой Буссинеска. На рисунке 1 показано изменение средней по сечению YZ относительной массовой концентрации гексафторида вольфрама (WF_6) от координаты X/L_x по математической модели с переменной плотностью в инерционных слагаемых переноса импульса (пунктирная кривая) и моделью несжимаемой жидкости с учетом переменной плотности по аналогии с гипотезой Буссинеска (сплошная кривая). На этом графике точками показаны опытные данные [3].

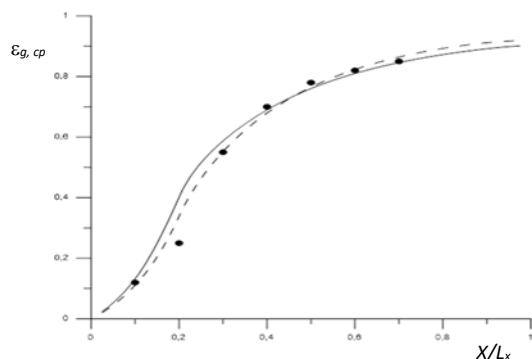


Рис.1. Сравнение математических моделей с опытными данными.

Для оценки работоспособности созданной численной модели, при расчетах процесса восстановления гексафторида вольфрама водородом, было выполнено сравнение расчетов,

сделанных по созданной модели с расчетами других авторов [4].

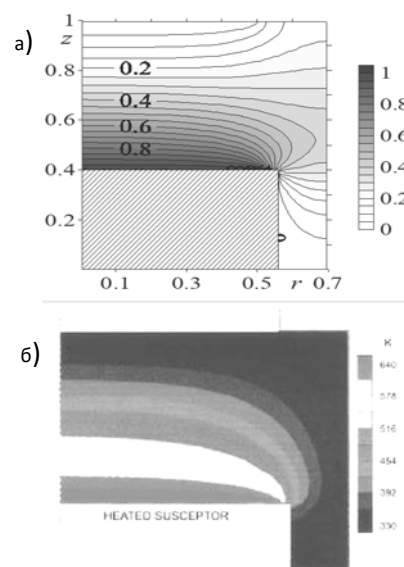


Рис.2. Распределение температуры в реакторе;
а) – расчет температуры по модели;
б) – литературный источник.

Полученные результаты расчётов могут быть полезны при разработке новых устройств для реализации технологии фторидного передела тугоплавких металлов, а также при анализе эффективности и интенсивности как отдельных процессов фторирования или восстановления, так и технологии фторидного передела в целом.

Литература

1. **Королев Ю.М.** Экологически чистый фторидный передел в технологии вольфрама. Обоснование технологического цикла с кругооборотом фтора и водорода // Изв. вузов. Цвет. металлургия. – 2016. – № 6. – С. 29–41.
2. **Патанкар С.В.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. / пер. с англ. под ред. Виленского В.Д. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. **Королев Ю.М.** Оптимизация фторирования порошка вольфрама фтором в реакторе с неподвижным слоем при обеспечении экологических требований // Изв. вузов. Цвет. металлургия. – 2016. – № 4. – С. 23–33.
4. **Park, J.-H.** Mathematical modeling for chemical vapor deposition in a single-wafer reactor: Application to low-pressure deposition of tungsten // Korean J. Chem. Eng. – 2002. – Vol. 19, № 3. – P. 391–399

УСТОЙЧИВОСТЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО ДВУХАТОМНОГО ГАЗА НА ПЛАСТИНЕ

И.В. Ершов, Ю.Н. Григорьев

Новосибирский государственный аграрный университет

630039 г. Новосибирск, ул. Добролюбова, 160

E-mail: i_ershov@ngs.ru

В последние два десятилетия в ряде экспериментальных [1,2] и теоретических [3,4] работ было показано, что этот диссипативный эффект может существенно повлиять на устойчивость течений, если характерные частоты релаксации близки к частотам наиболее неустойчивых акустических мод возмущений.

В этом направлении наиболее систематические экспериментальные результаты, подтвержденные адекватным численным моделированием, были получены группой проф. Г. Хорнунга [1-4]. Для обтекания острых конусов гиперзвуковыми потоками воздуха, азота N_2 , кислорода O_2 и углекислого газа CO_2 при полных энтальпиях потока H_0 3–15 Дж/кг было показано, что при одинаковых условиях число Рейнольдса ламинарно-турбулентного перехода в CO_2 примерно в четыре раза больше по сравнению с двухатомными N_2 , O_2 и воздухом. Это объясняется тем, что частота второй акустической моды, через которую происходит ламинарно-турбулентный переход в гиперзвуковых пристенных течениях [5,6], близка к релаксационной частоте легко возбудимой изгибной колебательной моды CO_2 , в то время как частоты колебательных мод двухатомных молекул существенно выше. Таким образом, можно констатировать, что существенное влияние релаксации в колебательно-возбужденном газе на устойчивость течений является установленным фактом.

В докладе рассматривается устойчивость сверхзвукового пограничного слоя колебательно-неравновесного двухатомного газа на плоской пластине. Течение описывается системой уравнений двухтемпературной аэродинамики колебательно-возбужденного газа с учетом зависимости коэффициентов переноса от статической (поступательной) температуры. Уравнения задачи линейной устойчивости выводились из системы уравнений двухтемпературной аэродинамики линеаризацией относительно автомодельного решения пограничного слоя совершенного газа. Учитывались температурные возмущения коэффициентов переноса. Рассматривалось развитие двумерных дозвуковых возмущений в виде плоских волн. При этом принималось, что спектральным параметром служит комплексная фазовая скорость возмущения.

Для расчета спектра невязких возмущений опускались все диссипативные слагаемые, что эквивалентно переходу к пределу при $Re \rightarrow \infty$. При этом полученная “невязкая” система сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению второго порядка для возмущения поперечной

скорости v [10]. В автомодельных переменных оно записывается в виде

$$\frac{\rho_s}{2} \frac{d}{d\xi} \left[\frac{\rho_s}{2\chi} \left(W \frac{dv}{d\xi} - v \frac{dU_s}{d\xi} \right) \right] = \frac{\alpha^2 W v}{T_s} \quad (1)$$

$$v|_{\xi=0} = v|_{\xi=\delta_c} = 0 \quad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\chi = T_s - m^2 M^2 W^2, \quad W = U_s - c, \quad m^2 = m_r^2 + i m_i^2$$

$$m_r^2 = \frac{Q_0(1 + \gamma_v + \alpha \tau c_i) + Q_1}{Q_0^2 + Q_1^2}, \quad m_i^2 = -\frac{\gamma_v(\gamma - 1)Q_1}{\gamma(Q_0^2 + Q_1^2)},$$

$$Q_0 = 1 + \frac{\gamma_v}{\gamma} + \alpha \tau c_i, \quad Q_1 = \alpha \tau (U_s - c_r)$$

Волновые числа невязких мод рассчитывались в соответствии с работами [5,6]. Из условия обобщенной точки перегиба на профилях $U_s(\xi)$, $T_s(\xi)$ находились координаты точек перегиба ξ_s в зависимости от числа Маха M и фазовые скорости в них $c_s = U_s(\xi_s)$. Затем для каждого c_s и каждого значения числа Маха M в уравнении (1) решалась спектральная задача (1), (2) относительно спектра вещественных волновых чисел α_n (где n – номер моды возмущений) для дозвуковых возмущений при

$$1 - \frac{1}{M} < c_s < 1, \quad \frac{M^2}{T_s} (U_s - c_s)^2 > 1$$

Задача решалась численно в среде пакета Matlab.

Рассчитанные зависимости волновых чисел α_n ($n=1, 2, 3, \dots$) для различных невязких мод от числа Маха M приведены на фиг. 1.

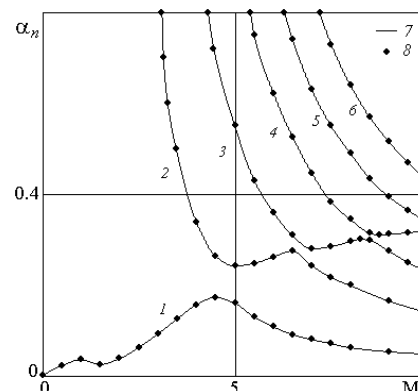


Рис. 1. Зависимости $\alpha_n(M)$ для первых шести невязких мод: мода I (1), II (2), III (3), IV (4), V (5), VI (6); 7 – идеальный газ, 8 – колебательно возбужденный газ при $\gamma_v = 0.667$

Сплошные кривые соответствуют идеальному газу. Предельное колебательное возбуждение практически не влияет на волновые числа невязких дозвуковых мод. Соответствующие значения даются

точками на кривых фиг. 1. Расчеты показали, что при $M < 2.3$ существует лишь первая невязкая мода, а старшие моды ($n > 1$) отсутствуют.

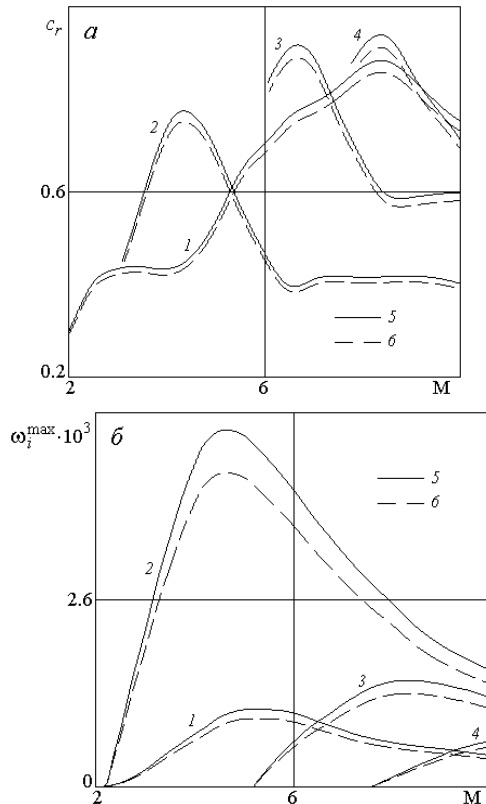


Рис. 2. Зависимости $c_r(M)$ (а) и $\omega_i^{\max}(M)$ (б) для первых четырех невязких мод: мода I (1), II (2), III (3), IV (4); 5 – идеальный газ, 6 – колебательно возбужденный газ при $\gamma_v = 0.667$.

Для каждого волнового числа α_n из полученного набора при фиксированном числе Маха в интервале $M=2-10$ решалась спектральная задача для комплекснозначных фазовых скоростей возмущений $c=c_r+ic_i$. Графики фазовых скоростей c_r и максимальных инкрементов нарастания $\omega_i^{\max}$ представлены на фиг. 2. Как мы видим возбуждение понижает не только инкременты роста, но и фазовые скорости возмущений. Наиболее неустойчивой как в идеальном, так и в колебательно-возбужденном газе является вторая акустическая мода. Можно также заметить, что в обоих случаях для чисел Маха $M < 2.3$ пограничный слой на пластине устойчив по отношению к двумерным невязким возмущениям. Уменьшение фазовых скоростей возмущений, обусловленное колебательной неравновесностью, незначительно, а снижение инкрементов нарастания одинаково для обеих мод и достигает примерно 12%.

При расчетах спектров вязких возмущений число Рейнольдса, определенное по текущей длине L , было заменено на число $Re_\delta = \sqrt{Re}$, определенное по местной толщине пограничного слоя.

Сравнение инкрементов (декрементов) $\omega_i(\alpha) = \alpha c_i$ первой моды для совершенного и колебательно возбужденного газов представлено на фиг. 3. Из

графиков на фиг. 3,а видно, что для первой моды при $M=2.4$ имеет место аномальное дестабилизирующее влияние вязкости как для совершенного газа, так и для колебательно возбужденного газа. Это влияние немонотонно по числу Рейнольдса. Можно заметить, что при $Re_\delta=400-1000$ инкременты нарастания превышают значение в невязком пределе, затем для $Re_\delta=2 \cdot 10^3$ оказываются ниже невязкого предела, а при $Re_\delta=4 \cdot 10^3$ приблизительно совпадают с ним.

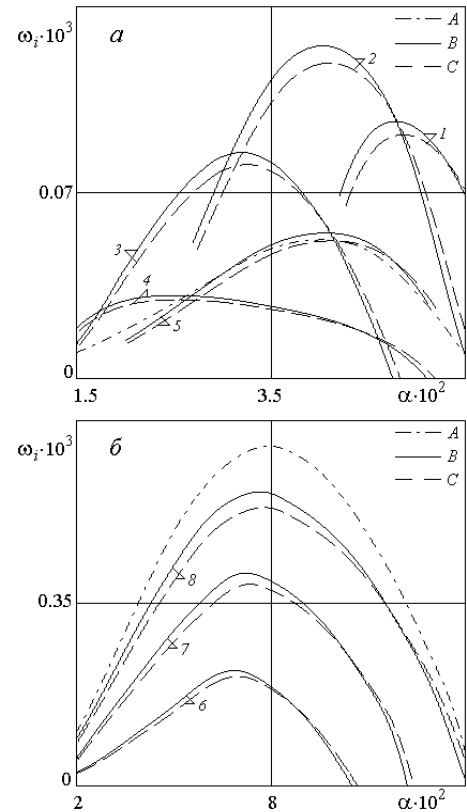


Рис. 3. Зависимости $\omega_i(\alpha)$ для первой вязкой моды: а – $M=2.4$, $Re_\delta=400$ (1), 600 (2), 10^3 (3), $2 \cdot 10^3$ (4), $4 \cdot 10^3$ (5); б – $M=3.8$, $Re_\delta=850$ (6), $1.5 \cdot 10^3$ (7), $4 \cdot 10^3$ (8); А – кривые $\omega_i(\alpha)$ для идеального газа, В – совершенный газ, С – колебательно возбужденный газ при $\gamma_v = 0.667$.

При этом влияние колебательной неравновесности сводится к смещению зоны неустойчивости в сторону больших волновых чисел и небольшому снижению максимального инкремента. Следует отметить, что такая вязкая дестабилизация первой моды проявляется лишь в узком диапазоне чисел Маха в окрестности $M \approx 2.4$. При всех других числах Маха вязкость оказывает на первую моду стабилизирующее воздействие. В частности, это подтверждается представленными на фиг. 3,б кривыми инкрементов для $M=3.8$.

Анализ инкрементов ω_i второй вязкой моды показал, что колебательное возбуждение также сдвигает кривые инкрементов этой моды в сторону коротковолновых возмущений и незначительно снижает их максимумы. При этом вязкость оказывает на нее исключительно стабилизирующее воздействие.

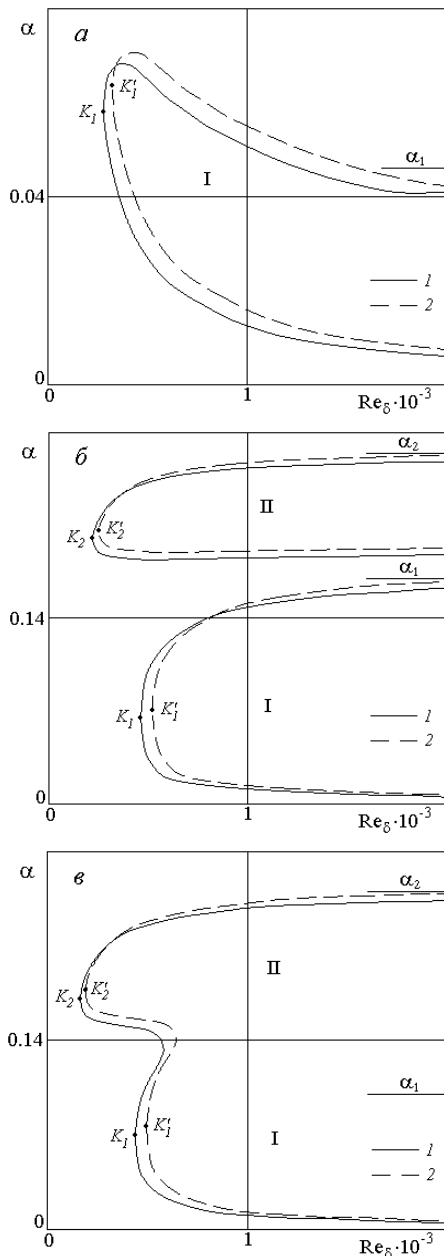


Рис. 4. Кривые нейтральной устойчивости $\omega_i(\alpha, Re_\delta)=0$: $M=2.2$ (а), 4.5 (б), 4.8 (в); I – область неустойчивости моды I, II – область неустойчивости моды II; 1 – совершенный газ, 2 – колебательно возбужденный газ при $\gamma_v = 0.667$; K_1, K_1' – критические точки моды I, K_2, K_2' – критические точки моды II; α_1 – асимптота при $Re_\delta \rightarrow \infty$ для моды I, α_2 – асимптота при $Re_\delta \rightarrow \infty$ для моды II.

Кривые нейтральной устойчивости $\omega_i(\alpha, Re_\delta)=0$ первой и второй мод для различных чисел Маха M , представленные на фиг. 4, дают общее представление об устойчивости течения в пограничном слое. Для Маха $M=2.2$ существует только первая неустойчивая мода, представляющая собой обобщение волны Толлмина–Шлихтинга на сжимаемый пограничный слой. Из графиков на фиг. 4,а видно, что колебательное возбуждение сдвигает кривую в область больших волновых чисел и увеличивает критическое число Рейнольдса по

сравнению с совершенным газом. На графике в качестве асимптоты нанесено значение волнового числа первой невязкой моды, к которому верхняя ветвь кривой устойчивости стремится снизу. Это означает, что вязкость при данном числе Маха оказывает стабилизирующее воздействие на первую моду. При более высоких числах Маха $M=4.5$ и 4.8 общий характер влияния колебательного возбуждения сохраняется (см. фиг. 4,б,в). Здесь наиболее неустойчивой, как и в невязком случае, является вторая акустическая мода, для которой критические числа Рейнольдса более чем в два раза меньше, чем для первой моды. Из графиков на фиг. 4,в следует, что для $M=4.8$ области неустойчивости первой и второй мод сливаются, как это отмечалось в [5,6]. Для обеих мод верхние ветви кривых подходят снизу к соответствующим асимптотическим невязким волновым числам, то есть вязкость в данном случае стабилизирует обе моды.

Таким образом, возбуждение колебательных степеней свободы практически не влияет на волновые числа невязких мод. Влияние на фазовые скорости также не слишком существенно, в то время как максимальные инкременты нарастания наиболее неустойчивой невязкой второй моды снижаются на 10–12% по сравнению с идеальным газом.

Для конечных чисел Рейнольдса зафиксировано немонотонное по числу Рейнольдса поведение инкрементов нарастания первой моды при числе Маха $M \approx 2.4$. Для обеих мод критические числа Рейнольдса $Re_{\delta,cr}$ при максимальном возбуждении превышают на 12–13% соответствующие значения для совершенного газа. При этом наибольшее возрастание $Re_{\delta,cr}$ имеет место для наиболее неустойчивой второй моды.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (код проекта 17-01-00209а).

Литература

1. Fujii K., Hornung H.G. Experimental investigation of high-enthalpy effects on attachment-line boundary layer // AIAA Journal. 2003. V. 41. № 7. P. 1282-1291.
2. Beierholm A.K.-W., Leyva I.A., Laurence S.J., Jewell J.S., Hornung H.G. Transition Delay in a Hypervelocity Boundary Layer using Nonequilibrium CO_2 Injection. GALCIT Technical Report FM 2008.001. Pasadena: California Institute of Technology, 2008. 132 p.
3. Johnson H.B., Seipp T., Candler G.V. Numerical study of hypersonic reacting boundary layer transition on cones // Phys. Fluids. 1998. V. 10. P. 2676-2685.
4. Wagnild R.M., Candler G.V., Leyva I.A., Jewell J.S., Hornung H.G. Carbon dioxide injection for hypervelocity boundary layer stability // AIAA Paper 2010-1244. January 2010. P. 1-16.
5. Mack L.M. On the Inviscid Acoustic-Mode Instability of Supersonic Shear Layer. Part 1: Two-dimensional Waves // Theor. Comp. Fluid Dynamics. 1990. V. 2. № 2. P. 97-123.
6. Mack L.M. Boundary Layer Stability Theory. Preprint of JPL Technical Report, Document 900 – 277, Rev. A. Pasadena: California Institute of Technology, 1969. 272 p.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИЕЙ В СОПЛАХ

М.А.Корепанов, *С.А.Груздь

Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН
426067, Ижевск, ул.Т.Барамзиной, 34

*Ижевский государственный технический университет имени М.Т.Калашникова
426069, Ижевск, ул.Студенческая, 7
E-mail: kma@udman.ru

Рассматривается течение вязкого теплопроводного газа (паров воды) с гомогенной конденсацией в сверхзвуковых соплах, при этом модель образования новой фазы (сверхкритических кластеров) основана на теории быстрой коагуляции Смолуховского [1], и описанная в предыдущих работах авторов [2, 3].

Моделирование течения проводилось в двумерной осесимметричной постановке, с допущениями об односкоростной и однотемпературной среде, что обосновывается малостью частиц зарождающейся фазы: как правило размер капель при конденсации воды в соплах составляет менее 1 мкм. Система уравнений в цилиндрических координатах будет иметь вид [4-6]:

- уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v + \frac{\partial}{\partial z} \rho u = 0, \quad (1)$$

- уравнения импульса:

$$\frac{\partial}{\partial t} r \rho u + \frac{\partial}{\partial r} r \rho u v + \frac{\partial}{\partial z} r \rho u^2 = -r \frac{\partial P}{\partial z} + r \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} r \rho v + \frac{\partial}{\partial r} r \rho v^2 + \frac{\partial}{\partial z} r \rho u v = -\frac{\partial r P}{\partial r} + r \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial r}, \quad (3)$$

где τ_{ij} - тензор напряжений [4], $\mu = \mu_M + \varepsilon \cdot \rho$, μ_M

- коэффициент динамической вязкости газа,

- уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} r \rho E + \frac{\partial}{\partial r} r \rho v E + \frac{\partial}{\partial z} r \rho u E = -\frac{\partial}{\partial r} r v P - \frac{\partial}{\partial z} r u P +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial r} r k \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} r k \frac{\partial T}{\partial z} + r \frac{\partial v \tau_{ij}}{\partial r} + r \frac{\partial u \tau_{ij}}{\partial z} + r m h_f$$

где k - коэффициент теплопроводности газа, h_f - теплота фазового перехода, $\dot{m}$ - массовая скорость конденсации;

- уравнение для турбулентной вязкости ε (модель Секундова) [5, 6]:

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho v \varepsilon}{\partial r} + \frac{\partial \rho u \varepsilon}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\rho (2\varepsilon + \nu) r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] +$$

$$+ \alpha \rho \varepsilon \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| - \frac{12 \rho \varepsilon (0,34 \varepsilon + \nu)}{S^2} + 0,7 \varepsilon u \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

где $\nu = \mu_M / \rho$ - кинематическая вязкость газа;

- уравнение числа сверхкритических кластеров N :

$$\frac{\partial}{\partial t} r \rho N + \frac{\partial}{\partial r} r \rho v N + \frac{\partial}{\partial z} r \rho u N = r \rho \cdot J \quad (6)$$

где J - скорость роста образования ядер в единице объема в единицу времени;

- уравнение массовой доли конденсата G :

$$\frac{\partial}{\partial t} r \rho G + \frac{\partial}{\partial r} r \rho v G + \frac{\partial}{\partial z} r \rho u G = r \cdot \dot{m}, \quad (7)$$

где массовая скорость конденсации

$$\dot{m} = 4\pi \cdot r_{cr}^2 \cdot \frac{p_1 - p_s}{\sqrt{2\pi \frac{R_0}{\mu_1} T}} \cdot N, \quad r_{cr} = r_1 \cdot \sqrt[3]{\frac{m}{m_1}},$$

а r_{cr} - радиус кластера (капли), p_1 - давление моногаза, p_s - давление насыщенных паров.

Скорость образования сверхкритических кластеров $J = K_k n_{g-1} n_{g-2}$ [1-3], где n_{g-1} , n_{g-2} - концентрации докритических кластеров, при коагуляции которых образуется сверхкритический кластер, K_k - постоянная скорости коагуляции, определяемая выражением:

$$k = 8\pi R D, \quad (8)$$

где $R = R_{g-1} + R_{g-2}$ - сумма радиусов докритических кластеров, $D = D_{g-1} + D_{g-2}$ - коэффициент диффузии, являющийся суммой диффузий двух сталкивающихся кластеров, образующих другой более крупный. Для определения коэффициента диффузии может быть использована известная зависимость для коэффициента бинарной диффузии [7]. Концентрации докритических кластеров n_{g-1} , n_{g-2} и давление определяются по модели расчета равновесного состава газовой смеси [8], основанной на методе расчета состава реагирующих смесей Алемасова [9] при известных плотности и температуре:

$$T = \frac{1}{C_v} \left(E - \frac{W^2}{2} \right), \quad P = f(\rho, T), \quad P = \sum_g p_g, \quad n_g = \frac{p_g}{k_B T},$$

где k_B - константа Больцмана.

Сверхзвуковые течения в соплах характеризуются не только высокими скоростями, но и высокой турбулентностью, при этом турбулентность усиливает перемешивание потока и существенно увеличивает диффузию [6]. Вследствие чего для многокомпонентных турбулентных потоков вводится понятие турбулентной диффузии $D_t = \frac{\varepsilon}{Sc_t}$, где Sc_t - турбулентное число Шмидта,

принимается, как правило, равным 1 [6]. В связи с тем, что турбулентная вязкость, как правило на 3-4 порядка превосходит молекулярную вязкость в потоках с развитой турбулентностью, то и турбулентная диффузия на 3-4 порядка превосходит молекулярную. Таким образом, с учетом турбулентной диффузии выражение для коэффициента диффузии, входящего в уравнение (8) будет выглядеть как: $D = D_{g-1} + D_{g-2} + 2D_t$.

По приведенной матмодели было проведено численное моделирование течения в сверхзвуковых соплах. На входе в сверхзвуковую часть сопла задавались давление, температура и скорость втекающего потока паров воды: $P = 1924594$ Па, $T = 484,8$ К, $k = 1,32$, $R = 461$ Дж/(кг К) (теплофизические параметры определены по online-калькулятору на сайте www.spiraxsarco.com [10]), а также начальный уровень турбулентной вязкости, который определялся на основании модели пути смешения Прандтля [11]:

$$\varepsilon = l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial r} \right|, \quad (9)$$

где $l_m = 0,14 - 0,08 \cdot \left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 - 0,06 \cdot \left(1 - \frac{y}{R}\right)^4$ - длина

пути смешения, определяемая по формуле Никурадзе [12], y - расстояние от стенки. На выходе из сопла ставились условия свободного истечения.

На рис.1, 2 приведены результаты расчетов для конического сопла с радиусом критического сечения $0,015$ м и углом полураствора конуса $\alpha = 18,435^\circ$ ($\alpha = \arctg(1/3)$).

На рисунке четко видна зона конденсации (увеличение температуры при $l \approx 0,015$ м по оси сопла). Выделение теплоты в зоне конденсации и вызванное этим повышение температуры также оказывает влияние на статическое давление в потоке. В зависимости от скорости расширения потока, зависящего от геометрии сопла, давление может замедлить падение или даже несколько увеличиться. При этом в экспериментальных исследованиях для фиксации точки начала процесса конденсации используется, как правило, именно отклонение статического давления от адиабатного расширения без конденсации [13, 14, 15].

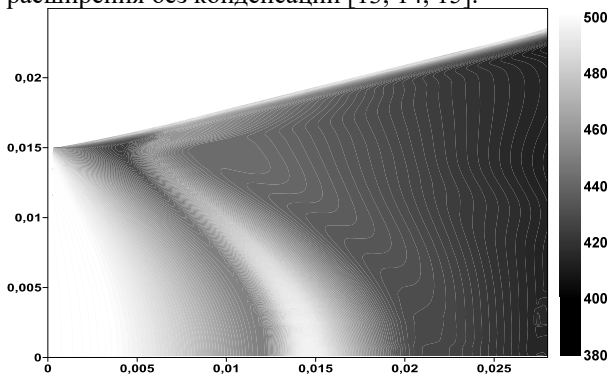


Рис.1. Поле температур.

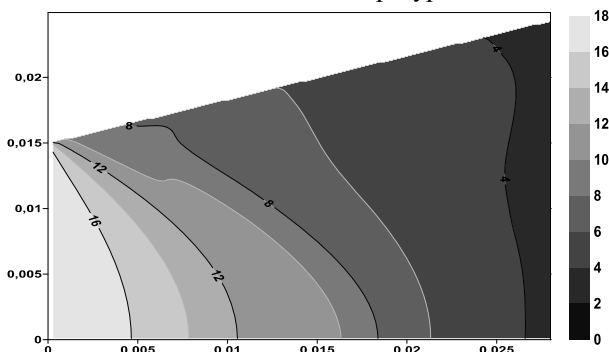


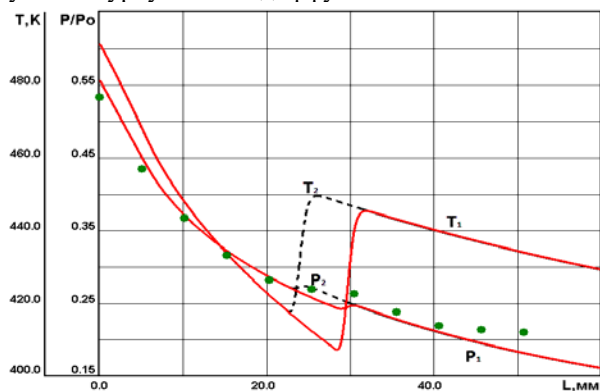
Рис.2. Поле давлений.

В то же время стоит отметить, что большинство экспериментальных исследований проведено на прямоугольных соплах с фиксацией давления вдоль стенки. Для моделирования таких течений представляет интерес использование одномерной модели течения с учетом вязкости и турбулентности, рассмотренная в предыдущих работах авторов [16, 17]. Для определения коэффициента турбулентной диффузии в одномерной постановке предлагается использовать модель пути смешения Прандтля (формула 9). А для определения градиента скорости поперек потока - известный закон распределения скорости турбулентного потока по сечению:

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{R} \right)^{\frac{1}{7}}$$

достаточно хорошо описывающий профиль скорости турбулентного потока при $Re = 4 \cdot 10^4 \div 10^5$. Максимальная скорость потока (по оси) связана со средней скоростью по сечению соотношением $u_{\max} = 1,22 \cdot V$. [6]

На рис.3 приведены результаты расчетов одномерного течения водяного пара с конденсацией в сопле для сравнения с учетом турбулентной диффузии и без нее. Видно, что без учета турбулентной диффузии конденсация начинается значительно дальше по соплу и температура начала конденсации оказывается примерно на 10 К ниже. Для сравнения на графике точками приведены результаты эксперимента [14] для сопла L (wet 1) с параметрами $P_0 = 35,5$ бар, $T_0 = 562,4$ К, которые хорошо совпадают с кривой давления, рассчитанной с учетом турбулентной диффузии.



(точки - эксп. данные по давлению [14])

T_1 и P_1 - без учета турбулентной диффузии.

T_2 и P_2 - с учетом турбулентной диффузии.

Рис.3. Давление и температура по длине сопла

На рис.4 приведены результаты расчетов для сопла M (wet 3) с параметрами торможения потока $P_0 = 28,6$ бар, $T_0 = 563,1$ К в сравнении с экспериментальными данными [14]. Радиус капли на выходе из сопла в 57 мм от критического сечения в эксперименте составил $0,275$ мкм, что находится в хорошем соответствии с расчетными данными.

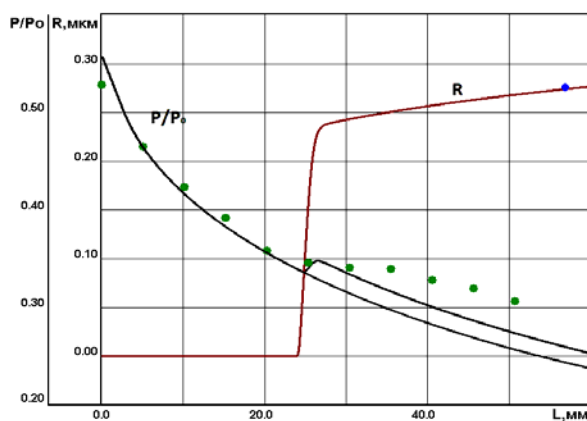


Рис.4. Давление и радиус кластера по длине сопла.

На рис.5 приведены результаты расчетов для сопоставления с экспериментальными данными [13]. Из графиков видно хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментом.

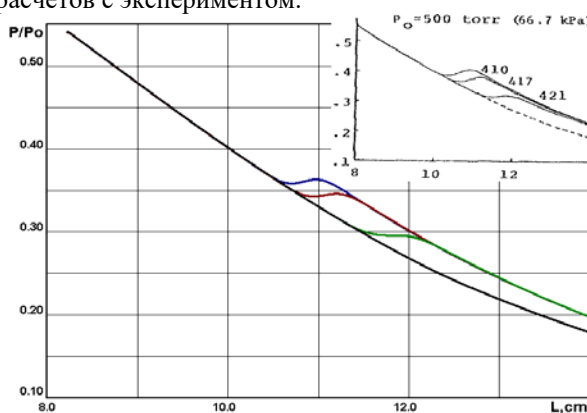


Рис.5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по конденсации паров воды.

Кроме того, в [13] приводятся результаты по определению размеров сверхкритических кластеров в момент начала конденсации методом рассеяния видимого света (лазер с длиной волны 514,5 нм). При этом по результатам эксперимента был получен размер сверхкритического кластера $4,4 \div 5,0$ Å, а по результатам расчетов размер сверхкритического кластера составляет 23 молекулы (что связано с выбранной моделью образования сверхкритических кластеров) [2, 3], и при эквимолярном радиусе молекулы воды в жидкой фазе равном 1,92 Å составляет 5,4 Å. Результаты сравнения представлены в табл.

Таблица

Сравнение параметров потока

№ экс.	Данные эксперимента				Расчетные значения			
	T _k , К	P _k , бар	X, см	R, Å	T _k , К	P _k , бар	X, см	R, Å
257	297,6	0,251	10,5	5,0	296,4	0,250	10,42	5,4
193	285,9	0,152	10,74	4,8	283,8	0,150	10,74	5,4
192	292,6	0,195	10,7	5,0	289,3	0,188	10,85	5,4
187	273,0	0,081	12,22	4,6	269,2	0,078	12,21	5,4

Результаты численного моделирования течений в сверхзвуковых соплах показывают, что в этих условиях турбулентный перенос оказывает существенное влияние на процесс гомогенной конденсации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №16-08-00110а.

Литература

1. Волков В.А. Коллоидная химия. М.: МГТУ им. А.Н.Косыгина, 2001. 640 с.
2. Корепанов М.А., Груздь С.А. Математическое моделирование течений с гомогенной конденсацией // Химическая физика и мезоскопия. 2015. Т. 17. № 1. С. 55-63.
3. Корепанов М.А., Груздь С.А. Моделирование гомогенной конденсации с учетом квазиравновесной концентрации малых агломератов // Химическая физика и мезоскопия. 2014. Т. 16. № 1. С. 63-67.
4. Липанов А.М. Теоретическая гидромеханика ньютоновских сред. М.: Наука, 2011. - 551 с.
5. Холщевникова Е.К. Изучение возможности использования дифференциальной модели турбулентной вязкости для описания перехода от ламинарного режима течения к турбулентному. Техн.отчет. ЦИАМ, 1980. 27с.
6. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие / И.А.Белов, С.А.Исаев, Балт. гос. техн. ун-т. СПб., 2001. 108 с.
7. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Справочное пособие / Пер. с англ. под ред. Б.И.Соколова. Л.: Химия, 1982. 592 с.
8. Корепанов М.А., Груздь С.А. Расчет давления насыщенного пара с учетом малых агломератов // Химическая физика и мезоскопия. 2013. Т. 15. № 2. С. 223-230.
9. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания: Справочник в 10 томах / В.Е.Алемасов, А.Ф.Дрегаллин, А.П.Тишин, В.А.Худяков / под ред. В.П. Глушко. М.: ВИНТИ, 1971-80. Т. 1-10.
10. http://www2.spiraxsarco.com/esc/SH_Properties.aspx?country_id=ru&lang_id=rus (дата обращения 15.06.2016 г.)
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. — Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000, - 576 с. http://books.sernam.ru/book_gam.php?id=33
12. Ahmadi G. Advanced turbulence <http://web2.clarkson.edu/projects/fluidflow/courses/me639/index.html> (дата обращения 15.06.2016 г.)
13. Moses C.A., Stein G.D. On the growth of steam droplets formed in a laval nozzle using doth static pressure and light scattering measurements // Journal of Fluids Engineering, 1978, vol. 100, pp. 311-322.
14. Bakhtar F., Zidi K. Nucleation phenomena in flowing high-pressure steam: experimental results // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy. 1989. Vol. 203. №3. pp.195-200. doi:10.1243/PIME_PROC_1989_203_027_02.
15. Dykas S., Majkut M., Strozik M., Smolka K. Experimental research on coarse water formation in steam condensing flow on a transition through the shock wave // Journal of Physics: Conference Series 530 (2014) 012023. doi:10.1088/1742-6596/530/1/012023
16. Корепанов М.А., Груздь С.А. Математическое моделирование турбулентных течений с гомогенной конденсацией в сверхзвуковых соплах // Химическая физика и мезоскопия. 2016. Т.18. №3. С.370-380.
17. Корепанов М.А., Груздь С.А. Моделирование турбулентных течений с гомогенной конденсацией в сверхзвуковых соплах // Проблемы механики и материаловедения. Труды Института механики УрО РАН. Ижевск, 2017. С. 122-137.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА СВЧ-ТРАНЗИСТОРА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ INALN/ALN/GAN

А. А. Кулешов, В. Г. Бутов, А. А. Ящук, А. Г. Афонин, В. А. Солоненко

НИИ ПММ ТГУ
634050, пр. Ленина 36, стр. 27
E-mail: artem.kuleshov@niipmm.tsu.ru

Изготовление современных гетероструктурных полевых СВЧ-транзисторов на основе многослойных наноразмерных гетероструктур с субмикронными топологическими размерами возможно только с применением современных технологических и аналитических методов. Параметры толщин, составов и профилей легирования отдельных слоев транзисторной гетероструктуры оказывают наибольшее влияние на электрофизические характеристики. В связи с этим возникает актуальность в использовании инструментов математического моделирования, базирующихся на численных моделях транспорта носителей, динамических характеристиках и тепловых процессов [1, 2]. В настоящей работе рассматривается начальный этап, который включает в себя численное моделирование получения статических характеристик – зависимостей токов стока от приложенных напряжений на контактах прибора, и их верификация с экспериментальными данными исследуемых полевых транзисторных структур.

В качестве объекта исследования был выбран НЕМТ транзистор с гетероструктурой InAlN/AlN/GaN, схема которого изображена на рисунке 1.

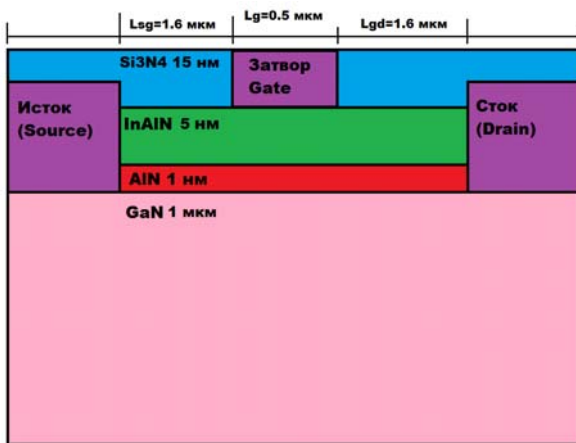


Рис. 1. Схема поперечного сечения моделируемой области исследуемой структуры транзистора

Моделируемая полупроводниковая структура состоит из буферного слоя GaN толщиной 0.3 мкм, слоя AlN толщиной ~1 нм, нелегированного барьерного слоя InAlN толщиной около 10 нм и мольной долей алюминия 0.12. Сверху нанесен слой пассивации Si₃N₄ толщиной 0.15 мкм. Расстояние от

контактов до затвора 1.6 мкм, длина контактов и затвора составляет 0.5 мкм. Ширина 200 мкм.

В расчетах сделаны следующие допущения: материалы, используемые в конструкции, имеют изотропную теплопроводность; во внутренних частях конструкции теплообмен осуществляется только за счет теплопроводности; между слоями нет контактных сопротивлений; конвективный теплообмен с окружающей средой не учитывается.

Спонтанная и пьезоэлектрическая поляризация имитируются с помощью области пространственного заряда на границе раздела слоев AlN и GaN.

Чтобы исключить влияние теплового граничного условия на результаты решения нестационарной тепловой задачи границы расчетной области увеличены по сравнению с необходимыми для расчета электрических характеристик. В качестве подложки выбран материал карбид кремния SiC с теплопроводностью 4.9 Вт/м·К [3].

Описание физико-математической модели. Стандартной моделью транспорта носителей заряда при моделировании полупроводниковых приборов является диффузионно-дрейфовая модель (ДДМ). В работе рассматривается простейшая ДДМ для структуры, содержащей объемные примеси обоих типов (доноры и акцепторы), локальное равновесие в которой нарушается с помощью электрического воздействия. В этом случае ДДМ содержит уравнения неразрывности для свободных носителей заряда, электронов и дырок, массовые балансные уравнения для связанных носителей заряда на примесях (например, электронов на донорах и дырок на акцепторах), уравнение Пуассона и уравнение теплопроводности [4]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = +\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + G_n - R_n, \quad j_n = e \mu_n n E + e D_n \nabla n, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p + G_p - R_p, \quad j_p = e \mu_p p E - e D_p \nabla p, \quad (2)$$

$$D_n = \mu_n k_B T, \quad D_p = \mu_p k_B T, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_D}{\partial t} = G_n - R_n, \quad \frac{\partial p_A}{\partial t} = G_p - R_p, \quad (4)$$

$$\operatorname{div}(\epsilon E) = -4\pi e(n - p + n_D - p_A), \quad E = -\nabla \phi. \quad (5)$$

Здесь использованы следующие общепринятые обозначения: n и p – объемные концентрации свободных неравновесных электронов и дырок, n_D и p_A – объемные концентрации связанных электронов на донорах и дырок на акцепторах, j_n и j_p – плотности объемных токов свободных

электронов и дырок, e – элементарный заряд, равный заряду электрона, μ_n, μ_p и D_n, D_p – объемные коэффициенты подвижности и диффузии электронов и дырок, связанные соотношениями, k_B – постоянная Больцмана, T – температура решетки, G_k, R_k ($k = n, p, D, A$) – темпы генерации и рекомбинации соответствующих носителей заряда.

Начальные условия для рассматриваемой системы уравнений можно, например, принять в виде:

$$n|_{t=0} = n_0, \quad p|_{t=0} = p_0, \quad T|_{t=0} = T_0 \quad (6)$$

$$(j_n, n)|_{\partial\Omega} = j_n^0, \quad (j_p, p)|_{\partial\Omega} = j_p^0, \quad \Phi|_{\partial\Omega} = \Phi_n, \quad T|_{\partial\Omega} = T_0. \quad (7)$$

Здесь n – внешняя нормаль к поверхности области Ω .

В расчет заложены теплофизические свойства материалов (теплопроводность, теплоемкость, плотность) по [5], начальная температура принята равной 300 К.

Полученные результаты вольт-амперной характеристики (ВАХ) для импульсного режима представлены на рис.2, 3

Эксперимент выполнялся с последовательным повышением напряжения между стоком и истоком U_{ds} для разных затворных напряжений. При напряжениях на затворе от 1 до –2 В транзистор открыт с разной степенью сужения канала, а при значении напряжения на затворе от –3 В транзистор закрыт.

В результате сужения канала в подзатворной области возникает источник теплоты. Рассчитанное удельное тепловыделение, а также распределение температуры представлены на рис. 4, 5, 6..

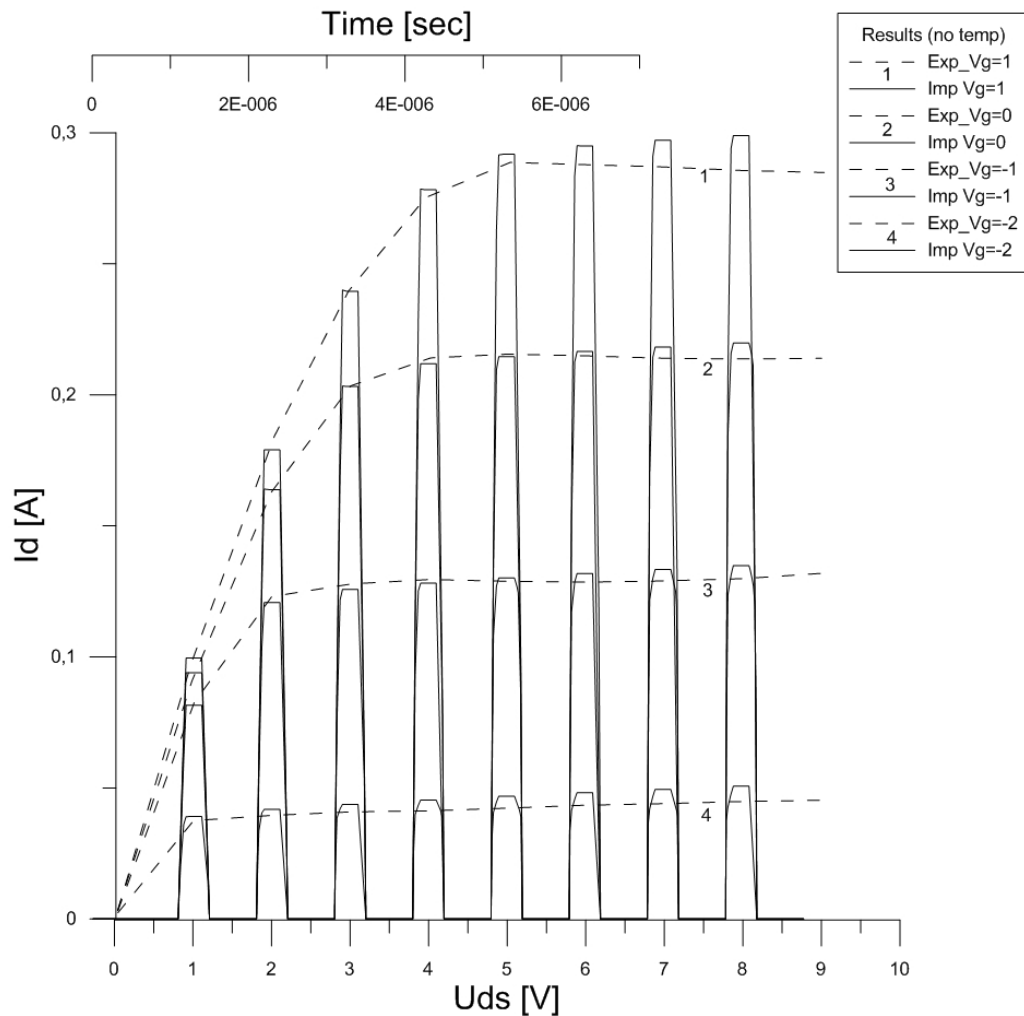


Рис. 2. ВАХ без учета тепловых процессов (пунктирная линия – эксперимент, сплошная – расчет)

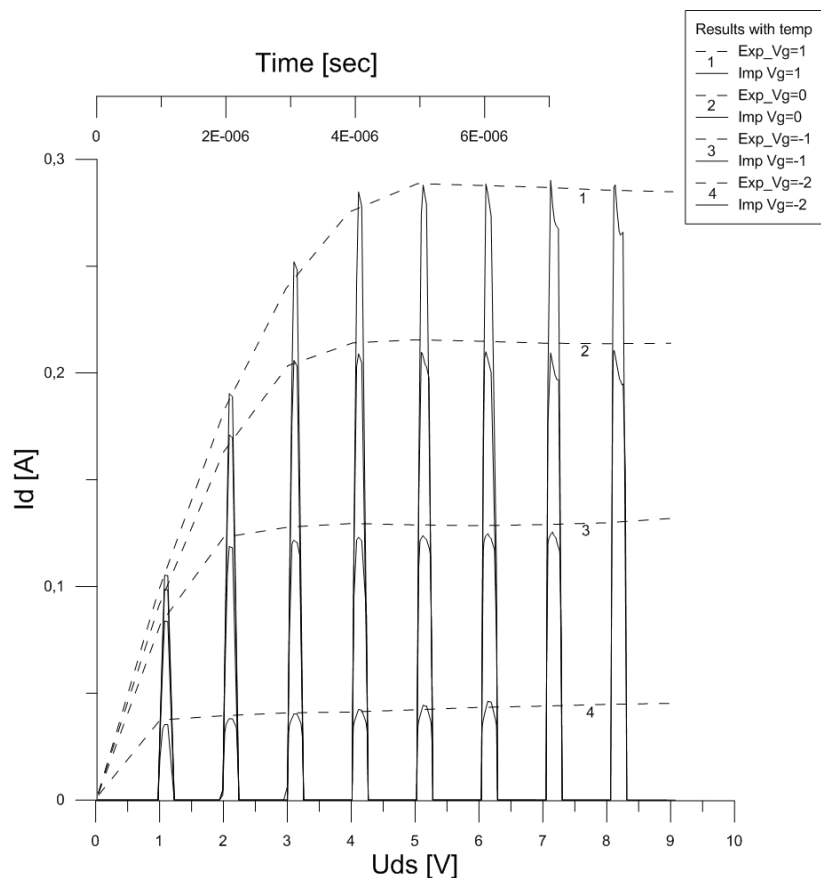


Рис. 3. ВАХ с учетом тепловых процессов (пунктирная линия – эксперимент, сплошная – расчет)

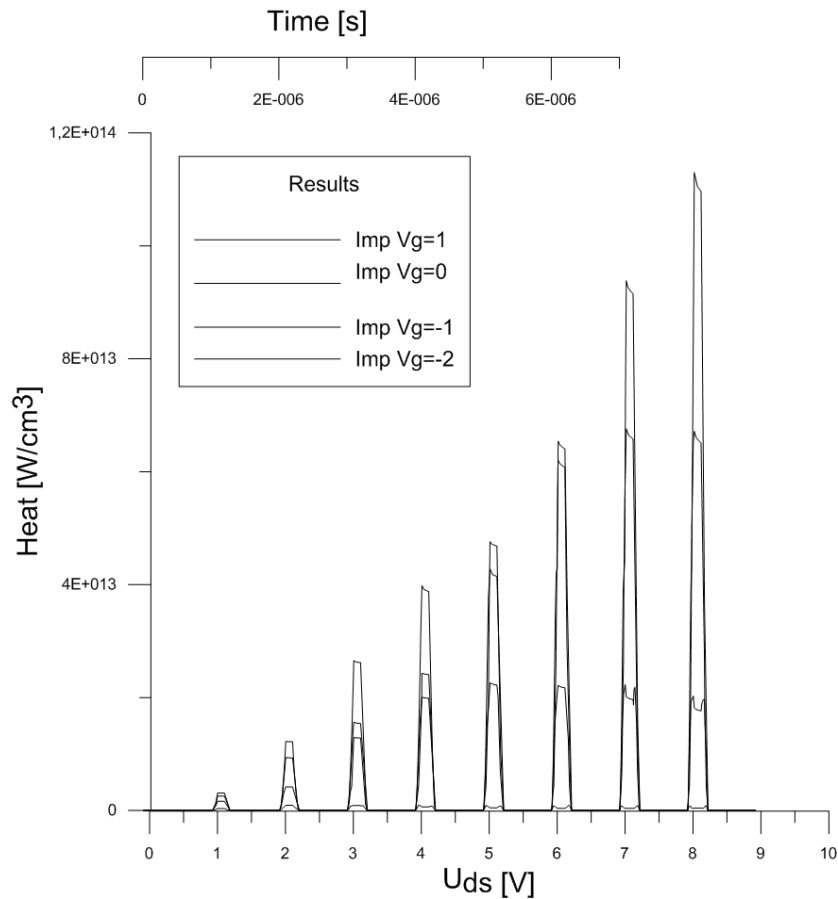


Рис. 4. Максимальное удельное тепловыделение

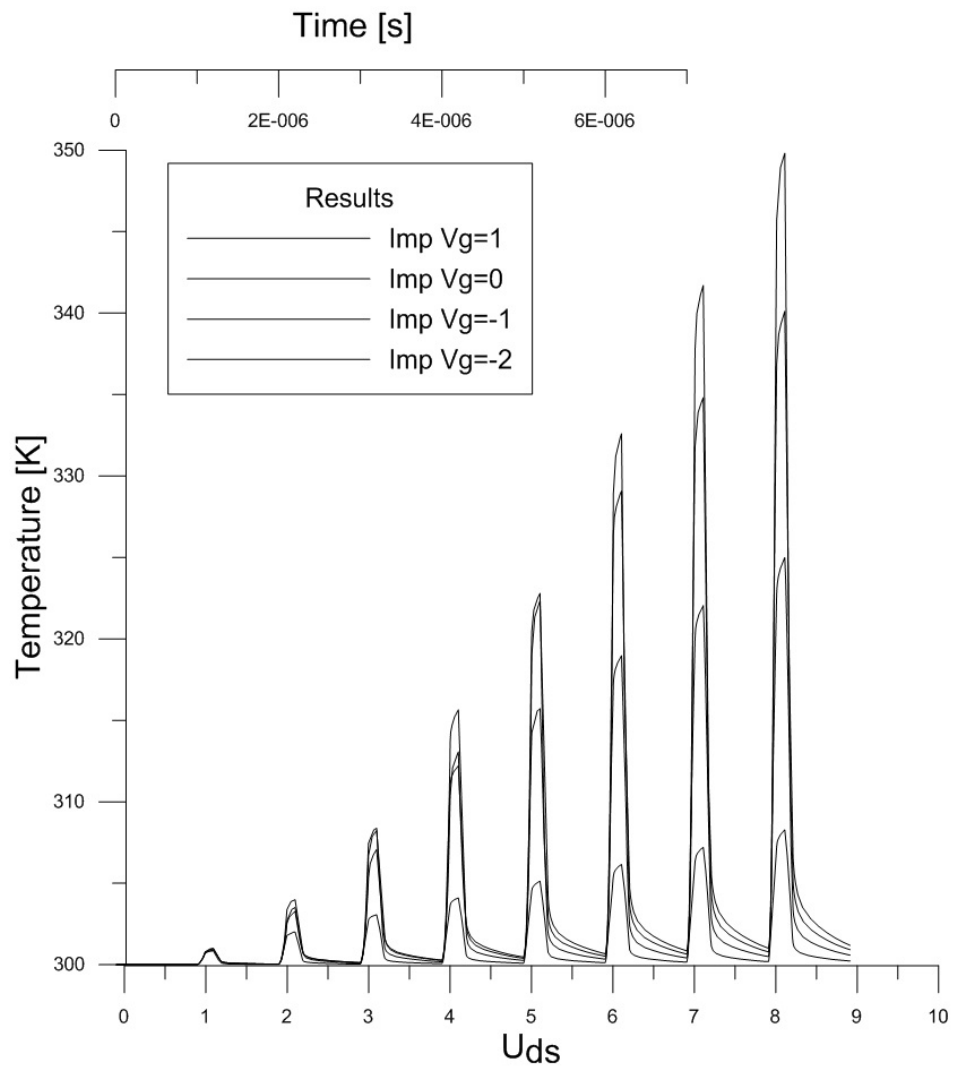


Рис. 5. Максимальная температура

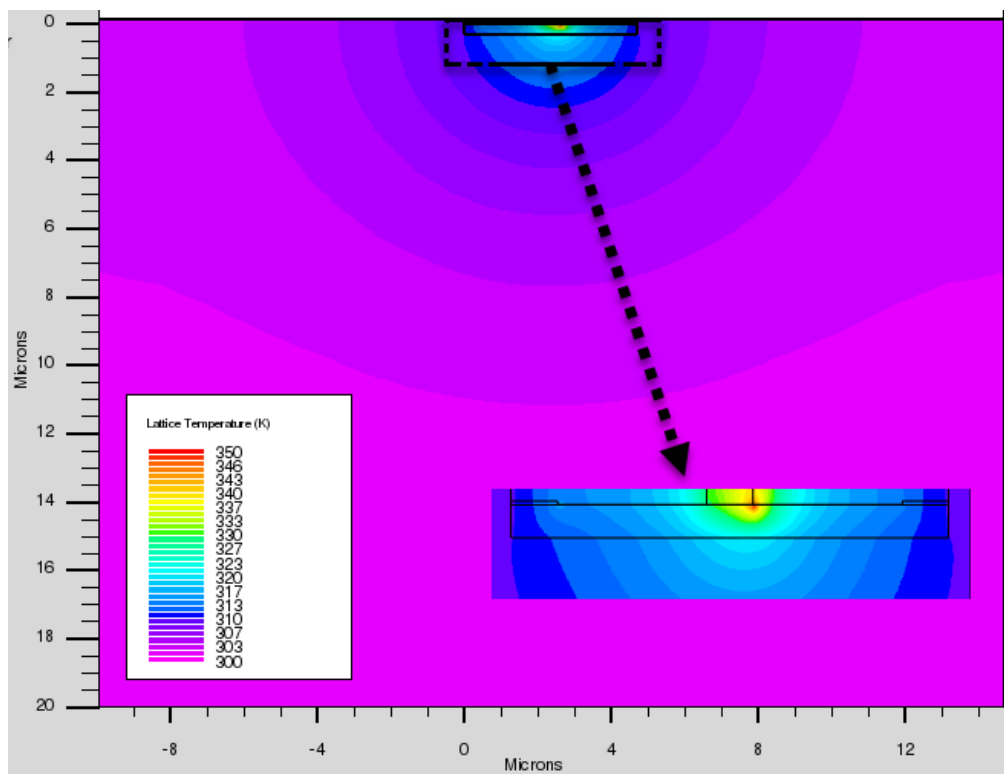


Рис. 6. Распределение температуры в модели НЕМТ- транзистора

Предварительные результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными тестовых транзисторов аналогичной структуры, что позволяет сделать вывод о возможности эффективного использования математических моделей для численного моделирования, анализа и дальнейшей оптимизации субмикронных структур транзисторов по их электрическим и тепловым параметрам с учетом основных физических явлений.

Работа выполнена при финансовой поддержке 14.578.21.0240 от 26.09.2017 г. УИР RFMEFI 57817X240.

Литература

1. Тихомиров В.Г., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Соловьев Ю.В., Гладышев А.Г., Кулагина М.М., Земляков В.Е., Дудинов К.В., Янкевич В.Б., Бобыль А.В., Устинов В.М. // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45. – №. 10. – С. 1405-1409.
2. Тарасова Е.А., Оболенский С. В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. – 2011. – Т. 5. – № 3. – С. 348–353.
3. Ю.Р. Ефименков, В.О. Ткаченко, В.Н. Данилин. Исследования по созданию мощного СВЧ транзистора с барьером Шоттки, на GaN, с затвором, сформированным с помощью электронной литографии. // Материалы V Международной научно-технической школы-конференции Молодые ученые – 2008, часть 1, стр. 148-151.
4. Поляков С.В. Математическое моделирование с помощью многопроцессорных вычислительных систем процессов электронного транспорта в вакуумных и твердотельных микро- и наноструктурах. Диссертация на соискание степени доктора физ.мат. наук по специальности 05.13.18. – М., 2010 г., 354 с.
5. Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S. Properties of Advanced Semiconductor Materials. – New York: Wiley, 2001. – 194 p.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЗАГОТОВКИ ПОТОКОМ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЫ

С.С. Макаров¹, А.М. Липанов^{1,2}, А.И. Карпов¹

¹Удмуртский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, Россия, 426067 Ижевск, ул. Т. Барамзиной 34

²Институт прикладной математики имени М. В. Келдыша Российской академии наук, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., д. 4.
ssmak15@mail.ru

В работе [1] предложена математическая модель сопряженного теплообмена в гетерогенной системе «твердое тело–газожидкостная среда». Двухмерное поле температуры в жидкости и твердом теле определено при выполнении условия сопряжения сред на границе. Дополнительно произведен учет парообразования у поверхности высокотемпературного металлического тела цилиндрической формы, охлаждаемого продольным потоком воды. Численный алгоритм применен для исследования теплообмена при охлаждении высокотемпературной металлической заготовки цилиндрической формы из конструкционной стали потоком газожидкостной среды [2, 3].

Целью данной работы является моделирование теплообмена при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды в вертикальном кольцевом канале для нахождения закономерностей влияния параметров теплообмена на скорость охлаждения цилиндра. На рис.1 приведены схемы рассматриваемой модели.

Металлический цилиндр радиусом r_m и длиной L охлаждается движущимся в направлении вертикальной оси x потоком жидкости в кольцевом зазоре $r_l - r_m$ с начальной скоростью u_0 . Внешний радиус металлической стенки r_{m1} . В данной работе рассматривается математическая модель сопряженного теплообмена потока газожидкостной среды и металлического цилиндра в двухмерной осесимметричной нестационарной постановке. Система уравнений, описывающая течение газожидкостной среды, имеет вид:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} =$$

$$-g\rho - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \mu \frac{\partial u}{\partial r}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} =$$

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \mu \frac{\partial v}{\partial r} - \mu \frac{v}{r^2}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v)}{\partial r} = 0$$

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c v \frac{\partial T}{\partial r} =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} - \dot{m}_v Q_v - \rho g u$$

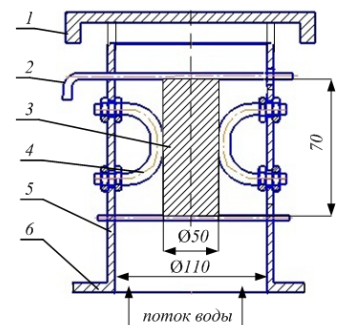
$$\rho \frac{\partial Y_v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial Y_v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_v}{\partial r} = \dot{m}_v$$

удельная массовая скорость парообразования:
 $\dot{m}_v = (\rho c \Delta T) / (Q_v \Delta t)$, где

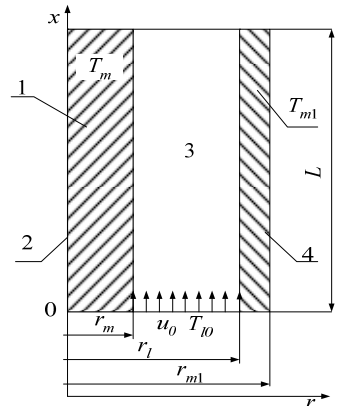
$$\Delta T = \begin{cases} 0, & \text{если } T(t + \Delta t) < T_s \\ [T(t + \Delta t) - T_n(t)], & \text{если } T(t + \Delta t) > T_s \end{cases}$$

перегрев жидкости; $T_n(t) = \max[T(t); T_s]$.

Q_v - удельная теплота фазового перехода жидкости в пар.



1 – крышка; 2 – стержень; 3 – сплошной металлический цилиндр; 4 – направляющие; 5 – труба; 6 – фланец



1 – металлический цилиндр; 2 – ось цилиндра; 3 – поток жидкости; 4 – внешняя стенка
Рисунок. 1 - Физическая и расчетная схемы расчетной области

Значение ΔT может принимать как положительное, так и отрицательное значение. В первом случае учитываются затраты тепловой энергии на фазовый переход жидкости в пар. Во втором случае учитывается тепловой эффект от конденсации пара в жидкость, при условии, что в среде есть пар, т.е. $Y_v > 0$. Таким образом, регулируется энергетический тепломассообменный баланс системы.

Уравнение энергии для металлического цилиндра и внешней металлической стенки:

$$\rho_m c_m \frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial r}. \quad (6)$$

Эффективные теплофизические параметры газожидкостной среды определяются следующим образом [4]:

$$\rho = \sum_2 \rho_i Y_i, \quad c = \sum_2 c_i \rho_i Y_i / \rho,$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[\sum_2 Y_i \lambda_i + \left(\sum_2 \frac{Y_i}{\lambda_i} \right)^{-1} \right],$$

$$\mu = \frac{1}{2} \left[\sum_2 Y_i \mu_i + \left(\sum_2 \frac{Y_i}{\mu_i} \right)^{-1} \right] \sum_2 Y_i = 1.$$

Начальные условия: $u = u_0, \quad v = 0, \quad T_l = T_{l0},$
 $T_m = T_{m0}, \quad T_{m1} = T_{l0}$

Граничные условия:

$$x = 0: 0 < r < r_m, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$r_m < r < r_l, \quad T = T_{l0}, \quad u = u_0, \quad v = 0, \quad Y_v = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

$$r_l < r < r_{m1}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$x = L: 0 < r < r_m, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0$$

$$r_m < r < r_l, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y_v}{\partial x} = 0, \quad p = 0$$

$$r_m < r < r_{m1}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0,$$

$$0 < x < L: r = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0$$

$$r = r_m, -\lambda_m \frac{\partial T_m}{\partial r} = -\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r}, \quad T_m = T_l, \quad u = 0, \quad v = 0,$$

$$\frac{\partial Y_v}{\partial r} = 0$$

$$r = r_l - \lambda_{m1} \frac{\partial T_{m1}}{\partial r} = -\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r}, \quad T_{m1} = T_l, \quad u = 0, \quad v = 0,$$

$$\frac{\partial Y_v}{\partial r} = 0$$

$$r = r_{m1}: \frac{\partial T}{\partial r} = 0.$$

Локальную скорость охлаждения в объеме металлического цилиндра будем определять так:

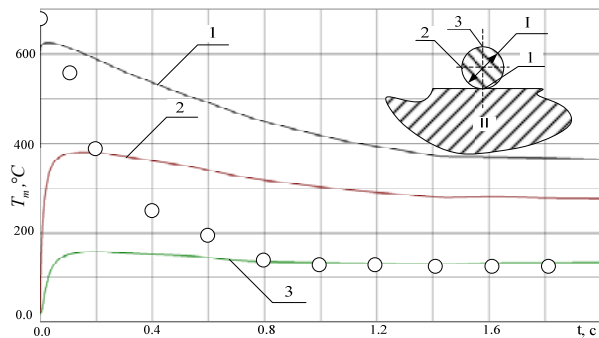
$$V_m = \frac{|T_m(t + \Delta t) - T_m(t)|}{\Delta t}. \quad (7)$$

Система дифференциальных уравнений (1)–(6) решается методом контрольного объема. Параметры поля течения (1)–(3) рассчитываются применяемым при моделировании течений жидкости алгоритмом SIMPLE [5]. Дифференциальные уравнения приводятся к системе линейных алгебраических уравнений и решаются итерационно методом Гаусса–Зейделя с использованием коэффициента нижней релаксации. Для проведения расчетов используется сетка, имеющая сгущающийся профиль на границах металлический цилиндр–жидкость, жидкость–внешняя металлическая стенка, со стороны жидкости и металла. Расчетный шаг по продольной координате постоянный. Уравнение (7) решается после нахождения значений температур на каждом временном шаге Δt .

Результаты исследования

Сопоставим результаты численного моделирования с результатами натурного эксперимента по кривой охлаждения поверхности цилиндрического образца из стали ШХ 4 (см. рис. 1) имеющий размеры $r_m = 0.025$ м, $r_l = 0.055$ м, $r_{m1} = 0.06$ м, $L = 0.07$ м, $T_{m0} = 700$ °С. Начальная температура потока воды $T_{l0} = 20$ °С. Начальная температура внешней металлической стенки $T_{m10} = T_{l0}$, материал стенки сталь 12Н18Н9Т. Начальная скорость потока воды $u_0 = 1.1$ м/с.

На рис. 2 приведены значения температуры в расчетных точках при расположении электрода термопары, приваренной к поверхности в средней части металлического цилиндра.



О – данные эксперимента [6]

I – электрод термопары Ø 0,2 мм; II – металлический цилиндр; расчетные точки 1 – на поверхности цилиндра; 2 – в центре термопары; 3 – на поверхности термопары

Рисунок 2 - Температура поверхности в середине цилиндра

Из расчетов видно, что экспериментальные значения температур укладываются в диапазон температур, полученных в расчетных точках расположенных на термопаре. Структура расчетной сетки такова, что в пределах термопары размещается 15 шагов разностной сетки по радиусу.

Для дальнейшего исследования примем, что материал цилиндра сталь 12Н18Н9Т, геометрические размеры цилиндра: $r_m = 0.015$ м, $r_l = 0.025$ м, $r_{m1} = 0.03$ м, $L = 0.1$ м. Начальная

температура $T_{m0} = 840$ °С. Расчетное время 2 с. Расчет проведен для значений начальной скорости потока воды: (а) - $U_0 = 0.1$ м/с; (б) - $U_0 = 1$ м/с. На рис. 3 приведено температурное поле сопряженной области теплообмена металлического цилиндра и потока среды.

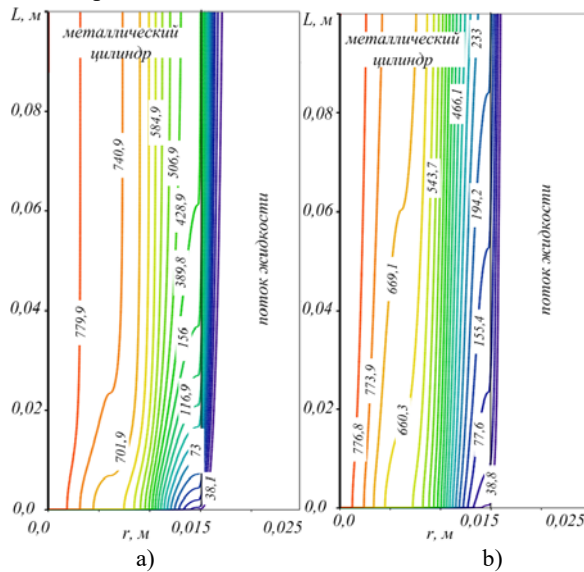


Рисунок 3 – Температурное поле сопряженной области теплообмена

Видно, что с увеличением скорости потока охлаждающей среды в десять раз температура поверхности снижается интенсивней в среднем до трех раз. При этом толщина прогретого слоя жидкости уменьшается на 12%.

На рис. 4 приведены значения скорости потока жидкости в кольцевом канале.

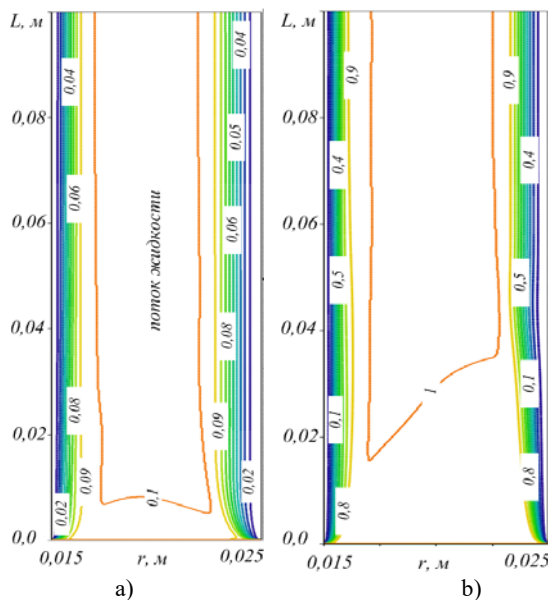


Рисунок 4 – Скорость потока среды в кольцевом канале

Как видно из результатов расчета, с увеличением скорости потока динамический пограничный слой становится тоньше в среднем на 5 %, а основная масса жидкости движется со скоростью равной начальной.

На рис. 5 приведены значения объемной концентрации пара в жидкости у поверхности охлаждаемого цилиндра.

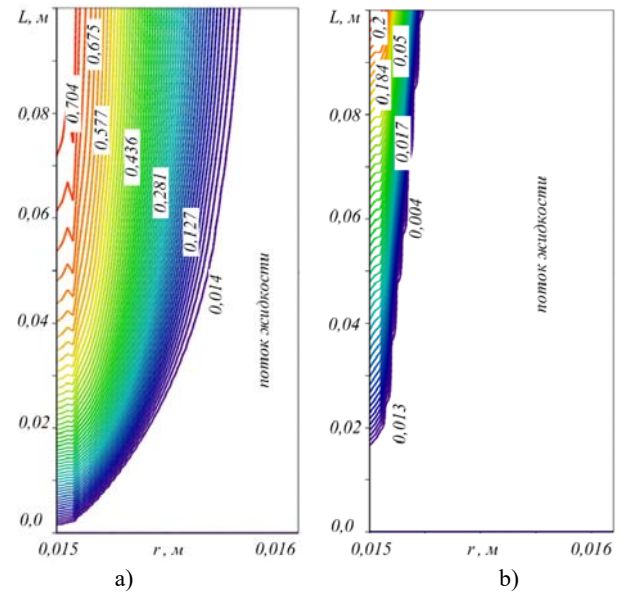


Рисунок 5 – Значения объемной концентрации пара в жидкости

Из результатов расчета видно, что при меньшей скорости потока воды образуется более толстый паровой слой, рост которого направлен от поверхности к центру потока. Распределение концентраций пара в потоке имеет вид гладких линий направленных по потоку жидкости. При увеличении скорости потока жидкости концентрация пара у поверхности снижается в ~3,5 раза и имеет неравномерный волнообразный профиль.

На рис. 6. приведены значения удельной массовой скорости парообразования.

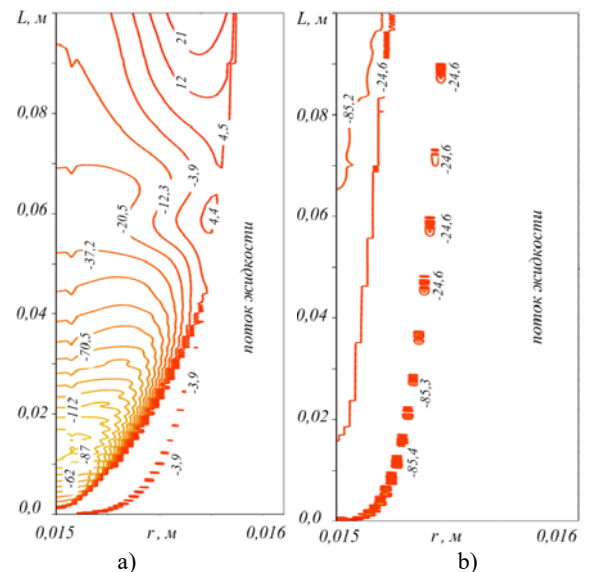


Рисунок 6 – Удельная массовая скорость парообразования

Видно, что за расчетное время в потоке воды величина удельной массовой скорости парообразования в основном имеет отрицательные

значение. Физически это означает, что процесс образования пара отсутствует. При этом, если при меньшей скорости за расчетное время парообразование имеет место на выходном участке охлаждения, то с увеличением скорости потока жидкости процесс образования пара не наблюдается.

На рис. 7. приведены значения локальных скоростей охлаждения металлического цилиндра.

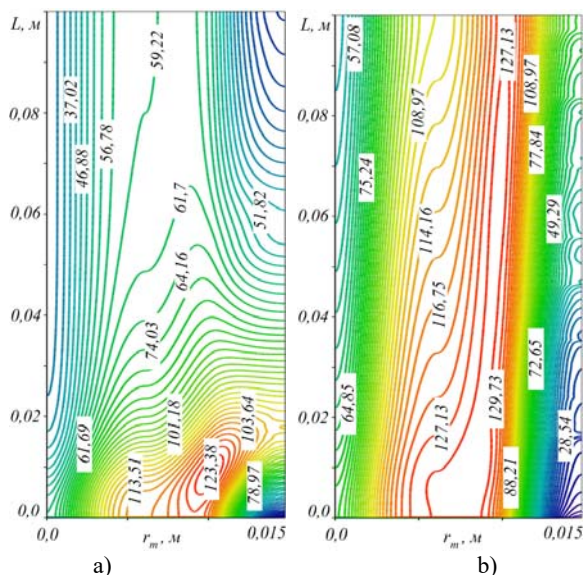


Рисунок 7 – Поле скорости охлаждения металлического цилиндра

Видно, что при меньшей скорости потока жидкости наблюдается локализованная картина интенсивного теплообмена в объеме металла на начальном участке охлаждаемого цилиндра. При большей скорости потока охлаждающей среды картина охлаждения заготовки характеризуется пологим профилем линий локальной скорости охлаждения в объеме металла. Фронт охлаждения смещается к оси заготовки, а средняя скорость охлаждения объема металла составляет 100 °C/с.

Заключение

Полученные результаты численного моделирования сопряженного теплообмена в гетерогенной системе «твердое тело –

газожидкостная среда» с учетом описания в потоке жидкости парообразования у поверхности высокотемпературного металлического цилиндра охлаждаемого продольным потоком жидкости в вертикальном канале имеют удовлетворительную сходимость с результатами натурного эксперимента. Проведенные параметрические расчеты теплофизических и гидродинамических параметров при охлаждении высокотемпературного металлического цилиндра из конструкционной стали потоком газожидкостной среды позволяют оценить величину скорости охлаждения в объеме металлической заготовки. Разработанная модель может быть применена в многообразии технических приложений, связанных с процессом охлаждения высокотемпературных металлических тел.

Литература

1. Липанов А.М., Макаров С.С., Карпов А.И., Макарова Е.В. Численное исследование охлаждения высокотемпературного металлического цилиндра потоком газожидкостной среды // Теплофизика и аэромеханика, 2017. Т. 24, №1. С. 53-60.
2. Makarov S.S., Dement'yev V.B., Makarova E.V. Mathematical Modeling of Cooling High-Temperature Cylindrical Workpieces // ProcediaEngineering vol. 150. 2016. P. 393–399. doi: 10.1016/j.proeng.2016.06.734.
3. Макаров С.С. Численное моделирование процесса охлаждения металлического цилиндра потоком газожидкостной среды, движущимся горизонтально в кольцевом канале // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2017. Т. 17. № 2. С. 324–331. doi: 10.17586/2226-1494-2017-17-2-324-331
4. Варнатц Ю., Маас У., Деббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / Перевод с англ. Под ред. П.А. Власова. М.: Физматлит. 2006. 352 с.
5. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
6. Кузнецова Н. Ю. Особенности и условия эффективного применения организованных потоков воды в качестве закалочной среды при термической обработке стали : диссертация ... кандидата технических наук : 05.02.01.- Москва, 2002. 225 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА ВНУТРИ СВЕРХЗВУКОВОГО ЭЖЕКТОРА

А. В. Мерзляков, М. В. Минина

НИУ Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: amerz@mail.ru

Эжектор представляет собой аппарат, в котором полное давление газового потока увеличивается под действием струи другого, более высоконапорного потока. Эжекторы широко применяются в различных областях техники, например, в газосборных сетях, или для увеличения тяги реактивного двигателя при смешивании внешнего воздуха и струи газового потока, вытекающего из сопла. Очень подробно эжекторы описаны в [1]

Если скорость высоконапорного потока газа в эжекторе превышает местную скорость звука, то такой эжектор называют сверхзвуковым. Особенность сверхзвукового эжектора в том, что процесс смешения газовых потоков в нем происходит гораздо медленнее, чем смешение дозвуковых потоков. Это обусловлено тем, что устойчивость сверхзвуковой струи выше устойчивости дозвуковой.

Цель данной работы состоит в численном моделировании движения газа внутри сверхзвукового эжектора. Для достижения данной цели решаются задачи о движении газа в сверхзвуковом сопле, о движении газа в области свободной струи и о смешении газов в камере смешения.

Схематично камера смешения эжектора изображена на рис. 1.

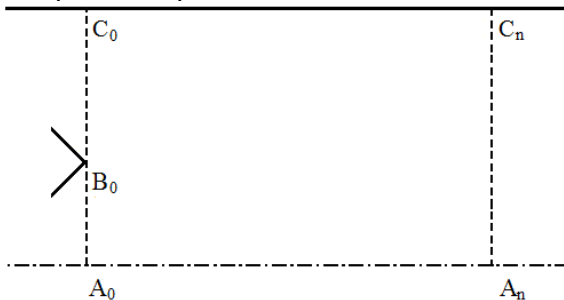


Рис. 1. Камера смешения эжектора.

Граница A_0A_n представляет собой ось симметрии, граница A_nC_n является выходом из камеры смешения; граница C_0C_n – твердой стенкой камеры смешения, граница A_0B_0 является входом сверхзвукового эжектирующего потока; граница B_0C_0 – входом эжектируемого потока.

Система осесимметричных нестационарных уравнений движения газа имеет вид (см. [1]):

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} = -\frac{\rho v}{r} \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} = -\frac{\rho uv}{r} \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial r} = -\frac{\rho v^2}{r} \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(E + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho u \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) = -\frac{1}{r} \left(\rho v \left(E + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right) \end{cases}$$

где ρ – плотность газа, u , v – соответственно осевая и радиальная компоненты вектора скорости газа, t – время, p – давление, E – внутренняя энергия, которая в случае идеального газа определяется по формуле

$$E = \frac{1}{k-1} \cdot \frac{P}{\rho}$$

где k – показатель адиабаты, который для воздуха равен 1,4.

Для уменьшения погрешности вычислений при численном решении системы уравнений необходимо перейти к безразмерным величинам.

Полученная система уравнений (4) будет решаться в области камеры смешения, изображенной на рисунке 3. Граничные условия для этой области выглядят следующим образом:

1. На оси симметрии (граница A_0A_n) должно выполняться условие непротекания: $v = 0$.
2. На входе в расчетную область (граница A_0C_0): на границе A_0B_0 в силу сверхзвукового течения газа задаются значения давления p , плотности ρ и компонент вектора скорости u , v . На границе B_0C_0 в качестве граничных условий задаются давление, температура и направление движения эжектируемого газа.
3. На выходе из расчетной области (граница A_nC_n) при исходных задаваемых характеристиках эжектора реализуется сверхзвуковое течение газа, поэтому на выходе из расчетной области граничные условия не задаются.
4. На верхней границе (граница C_0C_n) должно выполняться условие непротекания: $v = 0$.

Поскольку газ из сопла входит в исследуемую область со сверхзвуковой скоростью, то на начальном участке свободной струи не происходит смешения газов эжектирующего и эжектируемого потоков. Смешение начинается там, где давление в свободной струе оказывается существенно меньше давления газа вне струи. Как правило, это достигается там, где свободная струя расширяется до максимального размера.

В связи с этим целесообразно проводить расчёт комбинированным путём: сначала рассчитывать характеристики газа в свободной струе до её максимального расширения, а потом разделить расчётную область на следующие участки, показанные на рис. 2.

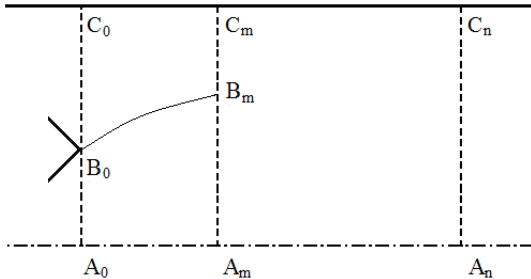


Рис. 2. Разбиение исследуемой области камеры смешения.

Первый – это участок свободной сверхзвуковой струи, где не происходит смешения газов двух потоков. Он состоит из области свободной струи $A_0B_0B_mA_m$ и области над ней $B_0C_0C_mB_m$ (информация о значениях параметров газа внутри свободной струи была взята из специально проведённого отдельного расчёта).

Второй участок начинается там, где струя достигает максимального размера, и где начинается смешение двух потоков. В этом случае течение газа становится общим, численный метод считает насквозь весь поток с указанными выше граничными условиями.

Такая комбинация методов позволила повысить устойчивость численного решения и получить более точные результаты.

Так как в первой части приходится рассчитывать значения характеристик газа в области свободной струи без учёта смешения с затягиваемым газом, то на поверхности струи (граница B_0B_m) нужно ставить свои граничные условия, которые заключаются в равенстве давлений газа сверху и снизу от границы.

Поставленная задача нахождения стационарного течения газа внутри расчетной области решается методом установления по времени. Реализация этого метода в работе выполнена с помощью нестационарного метода Годунова.

На первом этапе работы определялась начальная форма участка свободной сверхзвуковой струи и характеристики газа внутри нее. Решение проводилось на расчетной сетке, приведенной на рис. 3. Метод решения был взят из работы [2]. Газ снаружи струи считался покоящимся.

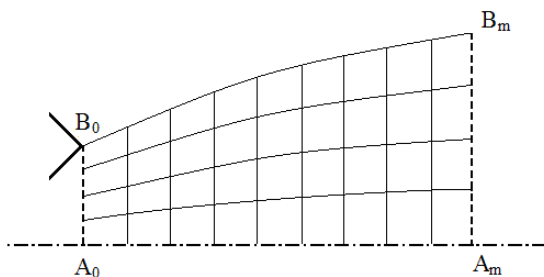


Рис. 3. Расчётная область свободной струи.

На втором этапе вычислений полученные результаты используются как начальное приближение для расчета течения газа в камере смешения эжектора. Расчетная сетка для второго этапа выглядит так (см. рис. 4):

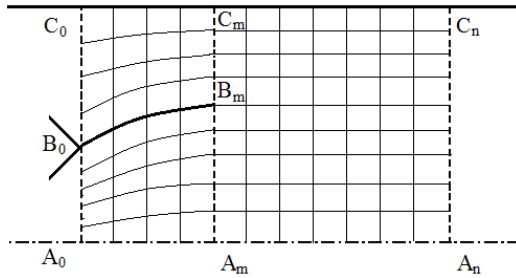


Рис. 4. Расчетная область камеры смешения.

Расчет в области над свободной струей ведется методом, аналогичным методу решения задачи внутри струи. Реализация граничного условия для давления на левой границе также взята из [2]

В оставшейся части камеры смешения расчет методом Годунова ведется сквозным путем. Эффект смешения потоков достигается за счет влияния схемной вязкости в интегральном вычислительном методе.

Изложенным методом был проведен расчет течения газа внутри камеры смешения сверхзвукового эжектора со следующими исходными параметрами. Безразмерные размеры струи:

$$A_0A_n = 4; A_0A_m = 1; A_0C_0 = 1,2.$$

Граничные условия на стороне A_0B_0 : определялись из решения задачи о движении газа внутри сверхзвукового сопла.

Начальные условия внутри расчётной области задавались следующим образом:

– в области $A_0B_0B_mA_m$ начальные условия брались из решения задачи о начальном приближении в области свободной сверхзвуковой струи,

– в области $B_0C_0C_mB_m$ значения параметров газа: $p = 0.3, \rho = 3, u = 0, v = 0$,

– в области $A_mC_mC_nA_n$ начальные значения параметров газа равнялись значениям в граничных ячейках, примыкающих к этой области.

Снаружи задавались давление $p_\Gamma = 0.3$, плотность $\rho_\Gamma = 3$ и компоненты скорости газа: $v_\Gamma = 0$, компонента скорости u_Γ задавалась в соответствии с реализацией граничного условия.

На рис. 5 представлены картины течения газа внутри камеры смешения длиной $A_0A_n = 4$. Расчетная сетка имеет размеры 25×12 . Также на рисунке приведены изобары.

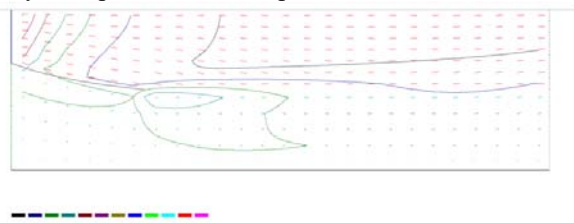


Рис. 5. Картины течения газа внутри области камеры смешения ($A_0A_n = 4$).

На рис. 5 хорошо видно, что вектора скорости имеют направления, соответствующие форме свободной струи. Также видно, что скорость эжектируемого газа увеличивается при движении вдоль камеры смешения.

На рис. 6 представлено распределение давления поперек камеры смешения. Распределение построено для разных сечений камеры.

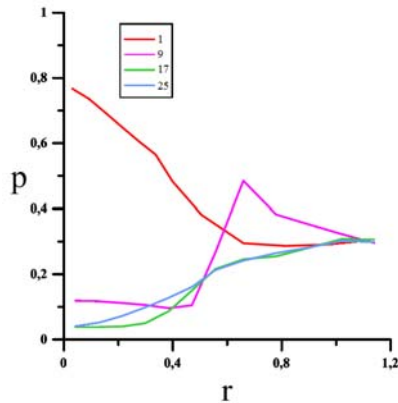


Рис. 6. Поперечное распределение давления в короткой камере смешения.

Из рис.6 видно, что полного выравнивания значений параметров газа не происходит из-за недостаточной длины камеры смешения, поэтому был проведён дополнительный расчёт для исследуемой области камеры смешения большей длины: $A_0A_n = 8$. Для данного случая картина течения газа внутри камеры смешения показана на рисунке 7. Расчетная сетка имеет размеры 50×12 .

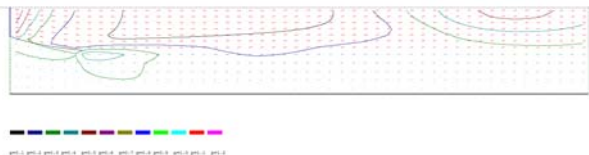


Рис. 7. Картины течения газа внутри области камеры смешения ($A_0A_n = 8$).

Для данного случая на рис. 8-9 показаны, соответственно, распределения давления и продольной компоненты скорости в разных сечениях камеры смешения.

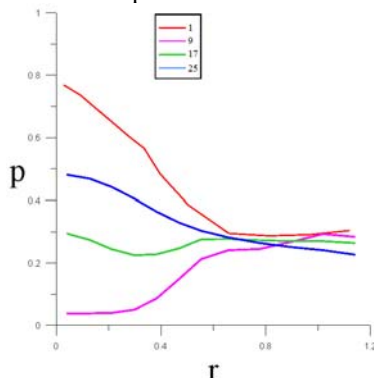


Рис. 8. Распределение давления в длинной камере смешения.

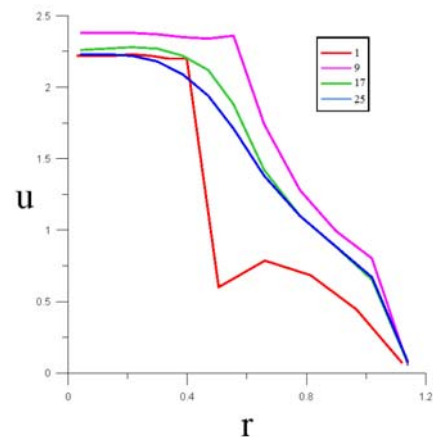


Рис.9. Распределение продольной компоненты скорости в длинной камере смешения.

Рис.8 показывает, что к выходу из камеры смешения давление выравнивается за счёт затягивания газа и перераспределения потоков.

Рис. 9 показывает заметное выравнивание продольной скорости к концу камеры смешения. Оно не является полным, так как газ из сопла вытекает с большой сверхзвуковой скоростью, и граница свободной струи в этом случае является устойчивой.

Была также проведена оценка коэффициента эжекции – отношение расхода газа на срезе камеры смешения к расходу эжектирующего газа. Он составил примерно 2,6.

Полученные результаты сравнивались с результатами работы [1] и найденных более новых работ на эту тему, например [3] и [4]. Результаты сравнения оказались положительными

Литература

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика: учебник для вузов / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1976. – 888 с.
2. Годунов С.К. Численное решение многомерных задач газовой динамики / С.К. Годунов, А.В. Забродин, М.Я. Иванов и др.; Под ред. С. К. Годунова. – М. Наука, 1976. – 400 с.
3. Цегельский В.Г., Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д. Экспериментально теоретическое исследование режимов работы сверхзвуковых газовых эжекторов с цилиндрической и конической камерами смешения - Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2012, №3 – с. 48-58.
4. Акимов М.В., Сафаргалиев Т.Д., Папырин П.В. Численное и экспериментальное определение оптимальной длины цилиндрической камеры смешения сверхзвукового газового эжектора - Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2015, №11 – с. 85-96.

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ БЕДНОЙ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ С ПРИМЕСЬЮ УГОЛЬНОЙ ПЫЛИ В ГОРЕЛКЕ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ ТЕПЛА

Л. Л. Миньков, К. М. Моисеева

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: lminkov@ftf.tsu.ru

Введение. Существует множество потенциально полезных видов топлива, не используемых в настоящее время в качестве источников энергии. К таким источникам можно отнести обедненные метано-воздушные смеси с небольшим содержанием угольной пыли, которые могут являться продуктом шахтных производств.

Одним из эффективных способов извлечения энергии сгорания бедных угле-метано-воздушных смесей является использование горелок рекуперационного типа [1]. Устойчивость работы подобных горелок зависит от таких факторов, как размеры и форма канала, скорость подачи смеси, концентрация метана и частиц.

Анализ влияния концентрации метана в метано-воздушной смеси, скорости подачи смеси и размеров канала на устойчивые режимы работы рекуперационной горелки U образной формы в одномерном приближении проведен в работах [2, 3].

Численное исследование в одномерном приближении, выполненное на основе упрощенной модели сжигания угля [4-5], показывает, что присутствие небольших частиц реагирующего угля в смеси метана и воздуха приводит к расширению диапазона устойчивого горения в рекуперативных горелках, в то время как инертные частицы, наоборот, уменьшают этот диапазон. Уменьшение размера реагирующих частиц также расширяют диапазон стабильного горения.

Исследование горения угле-метано-воздушной смеси в рекуперационной горелке спиралевидной формы «Swiss-roll» с учетом пяти реакций в газовой фазе и трех реакций на поверхности частиц выполнено в работе [6] на основе численного моделирования в двумерном приближении. Показано, что увеличение концентрации угольных частиц расширяет диапазон устойчивой работы горелки и ведет к тому, что зона реакций смещается к входной части горелки.

Целью настоящей работы является исследование устойчивых режимов горения бедной метано-воздушной смеси, содержащей угольные частицы, в двухоборотной горелке «Swiss-roll» в зависимости от параметров подаваемой смеси с учетом процесса излучения.

Физическая постановка. Холодная угле-метано-воздушная смесь поступает в горелку, внешние стенки которой теплоизолированы, со скоростью U_{in} и температурой 300 К при давлении 1 атм, рис.1. Ширина каналов горелки постоянная и равна 6 мм. Втекающая в горелку смесь, благодаря эффекту рекуперации тепла от горячих продуктов

сгорания через внутренние стенки горелки толщиной 2 мм, нагревается до температуры, при которой компоненты вступают в химическую реакцию. Выделяющееся при этом тепло идет на восполнение потерянного продуктами сгорания тепла, ушедшего на нагрев поступающей в горелку холодной смеси.

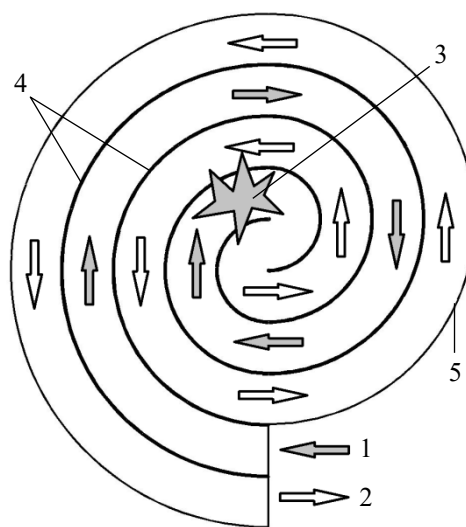


Рис.1. Схема «Swiss-roll» горелки.

1 – исходная смесь; 2 – продукты реакции; 3 – зона реакции; 4 – внутренние стенки; 5 – внешняя стенка.

Газовая смесь, состоящая из кислорода, метана, летучих веществ угля, оксида углерода, диоксида углерода, паров воды, водорода и азота, представляет собой многокомпонентный вязкий идеальный несжимаемый газ. В газовой фазе протекают четыре реакции окисления, в которых участвуют метан, летучие вещества угля, оксид углерода, водород, и реакция разложения диоксида углерода. На поверхности угольной частицы протекают три реакции окисления с участием кислорода, диоксида углерода и паров воды, в результате чего образуется оксид углерода. Предполагается, что уголь содержит 8% золы, 12.9% летучих веществ и 79.1% углерода. Размер частиц угля равен 4 мкм. Метано-воздушная смесь на входе в горелку содержит 2% метана, что соответствует массовым долям: кислорода 0.2298, азота 0.759, метана 0.01122.

Между частицами и газовой средой происходит массообмен, обмен импульсом, а также обмен теплом за счет механизмов конвекции и излучения. Течение излучающей угле-метано-воздушной смеси предполагается стационарным и двумерным.

Модель и метод решения. Система уравнений, описывающая изменение параметров смеси, включает в себя уравнения сохранения массы, массовой доли компонент, количества движения и энергии для газовой фазы, уравнение состояния идеального газа, а также уравнения изменения массы частиц, уравнения движения частиц, уравнение изменения температуры частиц и уравнение переноса излучения. Система уравнений, для газовой фазы решалась численно методом Патанкара с использованием противопоточной схемы второго порядка точности по пространству для конвективных членов уравнений. Система уравнений для частиц решалась улучшенным методом Эйлера второго порядка точности. Для решения уравнения переноса излучения использовался подход дискретных ординат. Реализация разностных схем была осуществлена с помощью пакета Ansys Fluent. Алгоритм получения численного решения исходной системы уравнений включал в себя три этапа: 1) решение системы уравнений для газа без учета химических реакций и частиц; 2) задание температуры внутренних стенок 1000 К и решение системы уравнений для газа с учетом химических реакций в газе без частиц; 3) совместное решение системы уравнений для газа и частиц с учетом химических реакций для газа и частиц.

Обсуждение результатов. На рис. 2 показаны зависимости среднеобъемной и максимальной температур в горелке от скорости подачи смеси. Неучет процесса излучения завышает максимальную температуру до 5%, а среднюю до 10%. Концентрация угольной пыли влияет на характер зависимости температуры от скорости подачи смеси, рис.3. При низком содержании угольных частиц с ростом скорости подачи максимальная температура монотонно падает, средняя температура сначала возрастает, а потом падает, тогда как при высоком содержании и максимальная температура и средняя – монотонно возрастают. Увеличение скорости подачи смеси приводит к тому, что зоны реакций растягиваются и смещаются от входа в горелку к ее центру. На рис. 4 показаны изолинии массовой доли метана, с шагом 0.0012, причем изолиния с номером 1 соответствует значению 0.012, а изолиния с номером 2 – 0.0012. Увеличение содержания угольной пыли в смеси с 1.67 г/м^3 до 16.67 г/м^3 повышает температуру в горелке, поскольку уголь является дополнительным источником химической энергии, рис.3, точки 1 и 2. В результате этого метан вступает в реакцию с кислородом быстрее, вблизи входного участка, рис. 4 б, г, е, и сгорает раньше.

С ростом скорости подачи смеси в горелку растягиваются и смещаются от входа к центру области максимальной температуры, рис. 5. При этом увеличение концентрации частиц делает менее чувствительным положение зоны максимальной температуры к скорости подачи смеси в горелку, рис.5 б. Расчеты показывают, что для концентрации частиц 1.67 г/м^3 горелка работает устойчиво вплоть до скорости 0.8 м/с, после чего нарушаются условия

рекуперации тепла. Для скоростей подачи смеси выше 0.7 м/с зоны максимальной температуры 7 и 8, рис.5 а, выходят за центр горелки, что соответствует предельному положению, при котором рекуперация тепла не происходит. Для концентрации частиц 16.67 г/м^3 предельная скорость подачи смеси составила 1.8 м/с. Интересно отметить, что прирост скорости подачи смеси на одну и ту же величину 0.1 м/с приводит к смещению зоны максимальной температуры примерно на один и тот же угол относительно центра горелки.

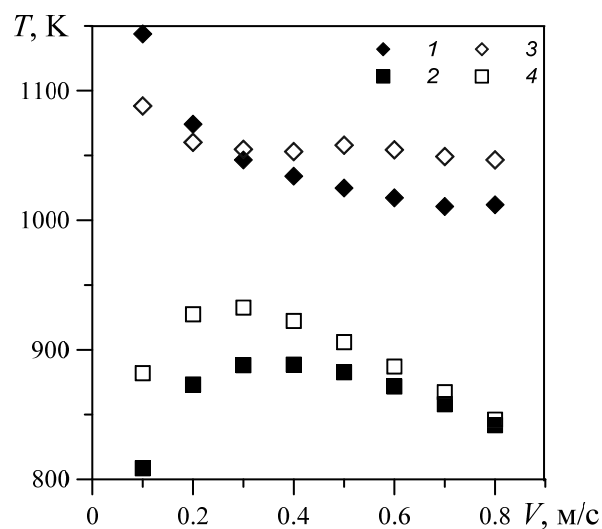


Рис. 2. Влияние скорости подачи смеси на температуру в горелке. $\rho_s = 1.67 \text{ г/м}^3$; 1, 2 – с учетом излучения; 3, 4 – без учета излучения; 1, 3 – максимальная температура; 2, 4 – средняя температура.

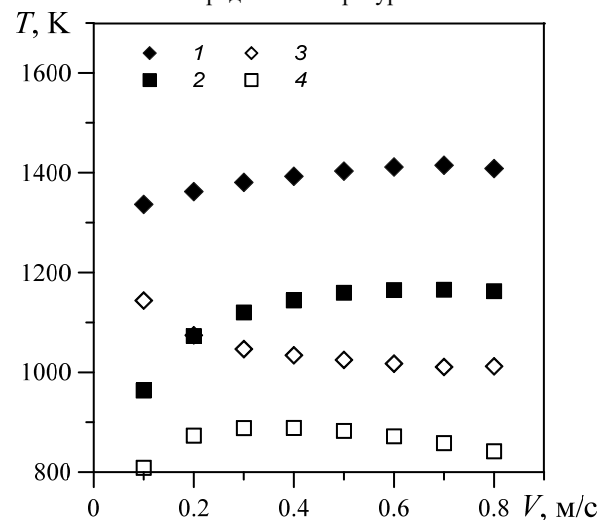


Рис. 3. Влияние концентрации частиц на температуру в горелке. 1, 3 – максимальная температура; 2, 4 – средняя температура; 1, 2 – $\rho_s = 16.67 \text{ г/м}^3$; 3, 4 – $\rho_s = 1.67 \text{ г/м}^3$.

На рис.6 показаны поля концентраций коксового остатка. Рост скорости подачи смеси увеличивает область занятую несгоревшими угольными частицами. Повышение концентрации угольной пыли в исходной смеси сужает область занятую коксовым остатком, рис.6 б, г, е. Это объясняется тем, что дополнительное содержание угольной пыли ведет к росту температуры в горелке, тем самым ускоряя сгорание частиц.

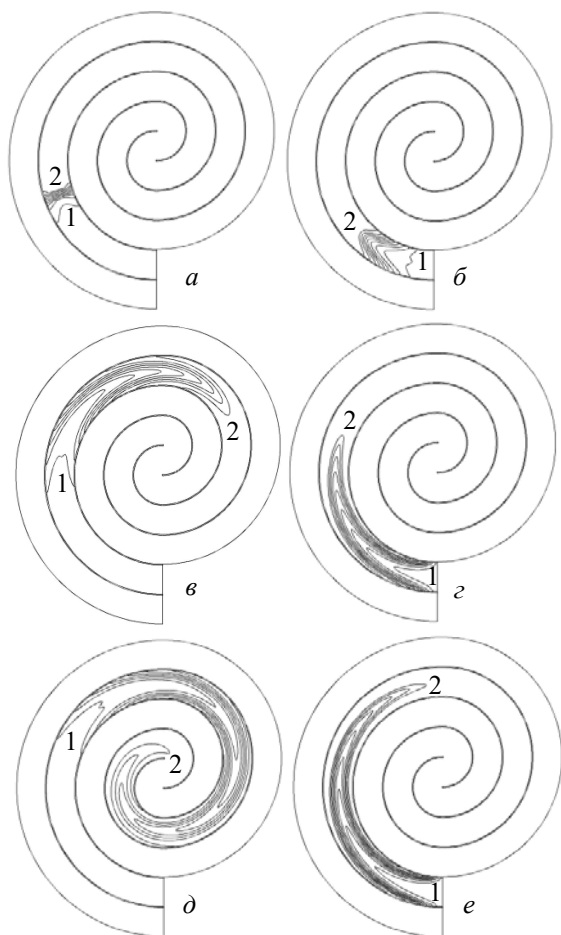


Рис. 4. Изолинии массовой доли метана.

$a, в, д - \rho_s = 1.67 \text{ г/м}^3$; $б, г, е - \rho_s = 16.67 \text{ г/м}^3$;
 $a, б - U_{in} = 0.1 \text{ м/с}$; $в, г - 0.4 \text{ м/с}$; $д, е - 0.7 \text{ м/с}$.
 $1 - Y_{CH_4} = 0.012$; $2 - Y_{CH_4} = 0.0012$.

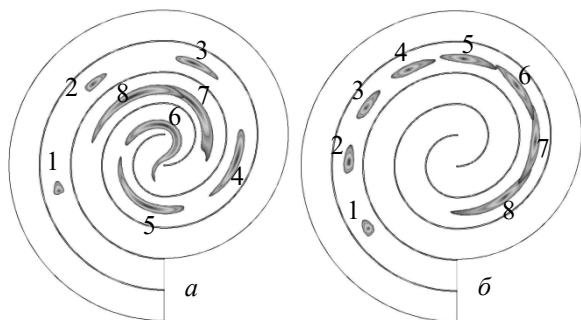


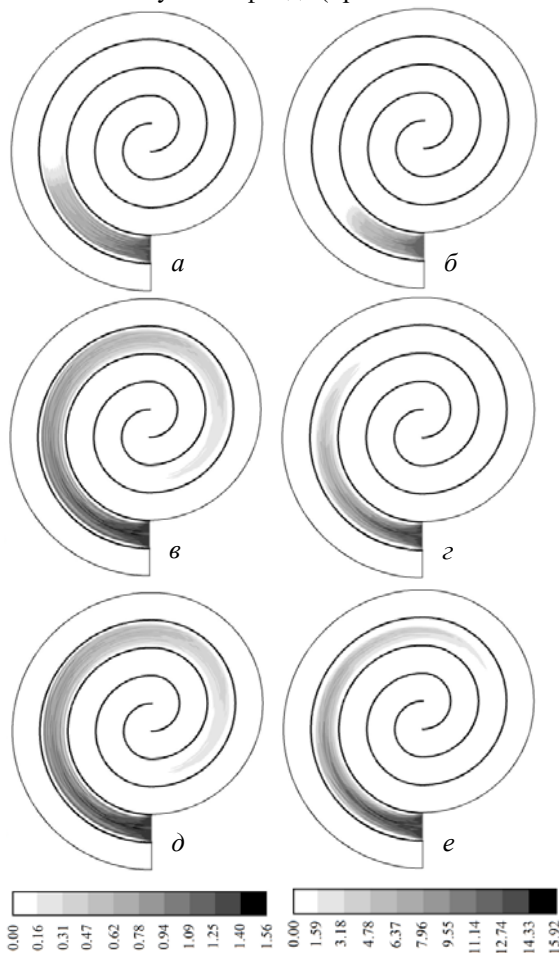
Рис.5. Положение зоны максимальной температуры.

$a - \rho_s = 1.67 \text{ г/м}^3$; $б - \rho_s = 16.67 \text{ г/м}^3$;
 $1 - U_{in} = 0.1 \text{ м/с}$, $2 - 0.2$, $3 - 0.3$, $4 - 0.4$, $5 - 0.5$, $6 - 0.6$,
 $7 - 0.7$, $8 - 0.8$;

Выводы. Присутствие угольных частиц в бедной метано-воздушной смеси расширяет диапазон устойчивого функционирования горелки «Swiss-roll». Увеличение содержания угольных частиц за счет повышения температуры горения сокращает время сгорания частиц. Увеличение содержания угольных частиц изменяет форму зоны реакции и смещает ее к входному участку горелки. Увеличение содержания угольных частиц ведет к изменению характера зависимости максимальной температуры от скорости подачи смеси. Существует оптимальная скорость подачи смеси, при которой

средняя температура горелки имеет максимальное значение.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №17-79-20011)

Рис.6. Поле концентрации коксового остатка, г/м^3 .

$a, в, д - \rho_s = 1.67 \text{ г/м}^3$; $б, г, е - \rho_s = 16.67 \text{ г/м}^3$;
 $a, б - U_{in} = 0.1 \text{ м/с}$; $в, г - 0.4 \text{ м/с}$; $д, е - 0.7 \text{ м/с}$.

Литература

1. Weinberg F.J., Combustion Temperatures: The Future? // Nature. – 1971. – V. 233. – P. 239-241.
2. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение бедных метановоздушных смесей в щелевой горелке с адиабатическими внешними стенками // Физика горения и взрыва. – 2016. – Т. 52, №.1. – С. 52-59.
3. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение метано-воздушной смеси в щелевой горелке с инертной вставкой при теплоотдаче в окружающую среду // Инженерно-физический журнал. – 2016. – Т. 89. №. 2. – С. 435-443.
4. Моисеева К.М., Крайнов А.Ю., Моисеев Д.М. Устойчивость горения полидисперсной угле-метано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла // Вестник Томского государственного университета. Математика и Механика. 2017. – № 48. – С. 82-90.
5. Крайнов А.Ю., Моисеева К.М. Горение угле-метано-воздушной смеси в горелке с рекуперацией тепла // Вестник Томского государственного университета. Математика и Механика. – 2016. Т.3 (41). – С. 65-73.
6. Миньков Л.Л., Моисеева К.М. Исследование горения угле-метано-воздушной смеси в горелке рекуперационного типа «swiss-burner» // Материалы XII Международной конференции по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (NPNJ'2018), 24-31 мая 2018 г., Алушта. М.: Изд-во МАИ. – 2018. С.137-139.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ МЕТАНО-ВОЗДУШНОЙ СМЕСИ ОЧАГОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

К. М. Моисеева, А. Ю. Крайнов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

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

E-mail: Moiseeva_KM@t-sk.ru

В настоящей работе сформулирована физико-математическая модель зажигания метано-воздушной смеси очагом цилиндрической формы. Целью работы является определение характера распространения пламени по газу в зависимости от состава смеси.

Физико-математическая постановка задачи формулировалась для следующих допущений. В центре области расположен цилиндрический очаг зажигания радиусом r_0 , протяженностью x_0 , температурой T_0 . Границы области задаются бесконечно удаленными от очага зажигания. Объем заполнен метано-воздушной смесью с объемной концентрацией метана a_{vol} . Коэффициенты диффузии и теплопроводности газа зависят от температуры [1]. Теплоотдача излучением от продуктов сгорания не учитывается. Диссоциация молекул продуктов сгорания при высокой температуре также не учитывается. Константа скорости химической реакции зависит от температуры по закону Аррениуса, скорость реакции зависит от концентрации метана и кислорода и описывается кинетикой первого порядка по метану и первого порядка по кислороду. Учитывается движение газа, обусловленное тепловым расширением газа при повышении температуры. Математическая постановка задачи для заданных допущений имеет вид:

уравнение неразрывности для газа

$$\frac{\partial r \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_g u_g}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_g w_g}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

уравнение баланса массы окислителя в смеси

$$\frac{\partial r \rho_{ox}}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_{ox} u_g}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_{ox} w_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_{ox}}{\partial r} \right) - \alpha_1 r k_0 \rho_{ox} \rho_f \exp \left(-\frac{E}{R_u T_g} \right), \quad (2)$$

уравнение баланса массы горючего в смеси

$$\frac{\partial r \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_f u_g}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_f w_g}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_f}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(r D_g \rho_g \frac{\partial a_f}{\partial r} \right) - r k_0 \rho_{ox} \rho_f \exp \left(-\frac{E}{R_u T_g} \right), \quad (3)$$

уравнения сохранения импульса:

$$\frac{\partial r (\rho_g u_g)}{\partial t} + \frac{\partial r (\rho_g u_g^2 + p_g)}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_g u_g w_g}{\partial r} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial r (\rho_g w_g)}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_g u_g w_g}{\partial x} + \frac{\partial r (\rho_g w_g^2 + p_g)}{\partial r} = p_g, \quad (5)$$

уравнение сохранения энергии

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_g (\varepsilon_g + 0.5 q_g^2)}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_g u_g (\varepsilon_g + 0.5 q_g^2 + p_g)}{\partial x} + \\ & + \frac{\partial r \rho_g w_g (\varepsilon_g + 0.5 q_g^2 + p_g)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial x} \left(r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + r Q k_0 \rho_{ox} \rho_f \exp \left(-\frac{E}{R_u T_g} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

уравнение состояния газа

$$p_g = \rho_g R_g T_g. \quad (7)$$

Начальные условия

$$\begin{aligned} T_g(x, r, 0) &= \begin{cases} T_0, & 0 \leq r \leq r_0, \quad 0 \leq x \leq x_0, \\ T_b, & \begin{cases} 0 < r < \infty, & x_0 \leq x \leq \infty, \\ r_0 < r < \infty, & 0 \leq x \leq \infty, \end{cases} \end{cases} \\ u_g(x, r, 0) &= w_g(x, r, 0) = 0, \quad p_g(x, r, 0) = p_b, \\ \rho_{ox}(x, r, 0) &= \rho_{ox,b}, \quad \rho_{f,g}(x, r, 0) = \rho_{f,b}. \end{aligned} \quad (8)$$

Граничные условия

$$\frac{\partial T_g(x, 0, t)}{\partial r} = \frac{\partial p_g(x, 0, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(x, 0, t)}{\partial r} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho_f(x, 0, t)}{\partial r} = u_g(x, 0, t) = w_g(x, 0, t) = 0.$$

$$\frac{\partial T_g(0, r, t)}{\partial x} = \frac{\partial p_g(0, r, t)}{\partial x} = \frac{\partial \rho_{ox}(0, r, t)}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho_f(0, r, t)}{\partial x} = u_g(0, r, t) = w_g(0, r, t) = 0.$$

$$\frac{\partial T(\infty, r, t)}{\partial x} = \frac{\partial \rho_{ox}(\infty, r, t)}{\partial x} = \frac{\partial \rho_f(\infty, r, t)}{\partial x} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial T(x, \infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_{ox}(x, \infty, t)}{\partial r} = \frac{\partial \rho_f(x, \infty, t)}{\partial r} = 0.$$

Здесь $q_g = u_g^2 + w_g^2$, T – температура, p – давление, ρ – плотность, r – координата по радиусу канала, x – координата по длине канала, u – скорость по осевой координате x , w – скорость по радиальной координате r , $\varepsilon = p/[\rho(\gamma-1)]$ – внутренняя энергия

газа, $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты, $\alpha_1 = \frac{\mu_{O_2} \nu_{O_2}}{\mu_{CH_4} \nu_{CH_4}}$

– стехиометрический коэффициент расхода кислорода в реакции с метаном. Переменные ρ_f и

ρ_{ox} определяют значения парциальных плотностей метана и кислорода в смеси, $\rho_f = a_f \rho_g$,

$\rho_{ox} = a_{ox} \rho_g$, где a_f , a_{ox} – массовые концентрации

метана и кислорода. Связь между относительной массовой концентрацией метана и кислорода и объемным содержанием метана a_{vol} в смеси определяется из соотношений:

$$a_{ox} = a_{O_2} \frac{(100 - a_{vol}) \mu_{air}}{(100 - a_{vol}) \mu_{air} + a_{vol} \mu_{CH_4}},$$

$$a_f = \frac{a_{vol} \mu_{CH_4}}{(100 - a_{vol}) \mu_{air} + a_{vol} \mu_{CH_4}},$$

где a_{vol} – объемная процентная концентрация метана в смеси, μ_{CH_4} – молярная масса метана, μ_{air} – молярная масса воздуха, a_{O_2} – массовая доля кислорода в воздухе. Зависимости коэффициентов диффузии и теплопроводности от температуры определяются выражениями: $\lambda = \lambda_{st} (T/T_b)^{2/3}$,

$D = \lambda(T) / (c_p \rho)$ [1], λ_{st} – значение коэффициента теплопроводности при $T = 300$ К. Газовая постоянная рассчитывалась в зависимости от состава смеси из соотношения

$R = R_u / (a_{O_2} \mu_{O_2} + a_{CH_4} \mu_{CH_4} + (1 - a_{O_2} - a_{CH_4}) \mu_{N_2})$, где μ_{N_2} , μ_{O_2} – молярная масса азота и кислорода. Индексом 0 отмечены характеристики очага зажигания, b – начальные параметры смеси при температуре $T_b = 300$ К, ox – окислитель (кислород), f – топливо (метан), g – газ.

Задача решалась численно с использованием алгоритма распада произвольного разрыва по методу С. К. Годунова [2]. В расчетах контролировались балансы массы и импульса газа. Шаги по осям x и r в окрестностях очага зажигания задавались равным $h_x = h_r = 2 \cdot 10^{-5}$ м, после координат $x = 2 \cdot 10^{-3}$ м и $r = 2 \cdot 10^{-3}$ м шаги изменялись по правилам $h_{x,i+1} = 1.01 h_{x,i}$, $h_{r,j+1} = 1.01 h_{r,j}$. Шаг по времени рассчитывался из условия устойчивости Куранта по правилу

$$dt = 0.4 / \left(\frac{\max |u_g + c_g|}{h_x} + \frac{\max |w_g + c_g|}{h_r} \right).$$

Расчеты выполнены для параметров метано-воздушной смеси [1]: $\alpha_1 = 4$, $p_b = 0.1$ МПа, $T_b = 300$ К, $Q = 55.7$ МДж/кг, $E = 239$ кДж/моль, $k_0 = 1.125 \cdot 10^{12}$ м³/(кг·с), $R_u = 8.31$ Дж/(моль·К), $\lambda_{st} = 0.025$ Вт/(м·К), $c_p = 1065$ Дж/(кг·К), $c_v = 768.2$ Дж/(кг·К).

Пример полученных результатов расчета представлен на рис. 1 – 3. На рис. 1 – 3 представлена динамика перемещения волны горения 9% метано-воздушной смеси при инициировании горения очагом радиуса $r_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м и протяженностью $x_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ м.

На рис. 1 представлены изолинии температуры газа в момент времени $t = 2 \cdot 10^{-3}$ с. На рис. 2 – 3 представлены изолинии температуры газа для моментов времени $4 \cdot 10^{-3}$ с и $6 \cdot 10^{-3}$ с соответственно.

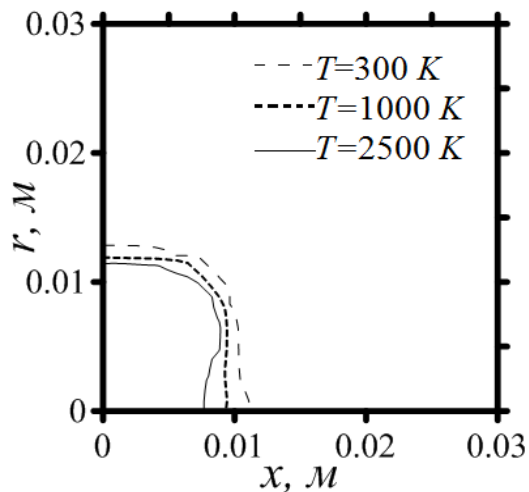


Рис. 1. Изолинии температуры газа в момент времени $t = 2 \cdot 10^{-3}$ с

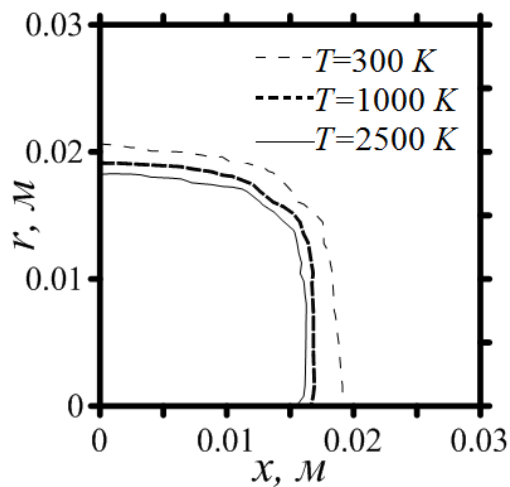


Рис. 2. Изолинии температуры газа в момент времени $t = 4 \cdot 10^{-3}$ с

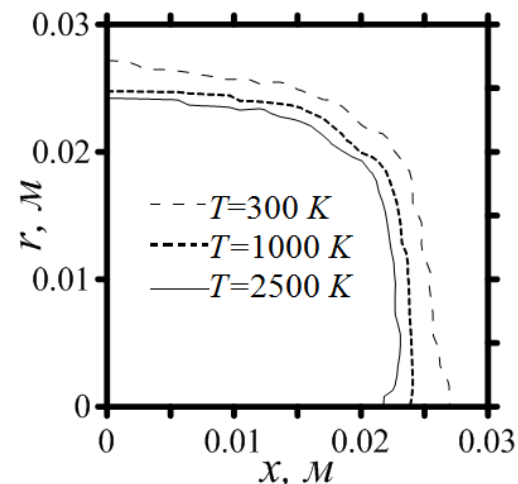


Рис. 3. Изолинии температуры газа в момент времени $t = 6 \cdot 10^{-3}$ с

Литература

1. Моисеева К. М., Крайнов А. Ю. Численное моделирование искрового зажигания аэрозвеси угольной пыли// Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 2. С. 61–70.
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.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ В МАССОПРОВОДАХ С РАЗЛИЧНЫМИ КОНСТРУКТИВНЫМИ ОСОБЕННОСТЯМИ

О. А. Дьякова, И. А. Рыльцев, К. Е. Рыльцева

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Российская Федерация, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: kiraworkst@gmail.com

В технологии переработки полимерных материалов на этапе их транспортировки часто реализуются течения в массопроводах с конструктивными элементами типа сужение, разветвление, шаровый затвор и др. Подобные геометрические особенности оказывают влияние на характер и структуру течения, которое необходимо учитывать для организации эффективного производства [1].

В данной работе рассматривается стационарное ламинарное течение степенной несжимаемой жидкости в каналах с разветвлением (рис. 1,а), сужением (рис. 1,б) и шаровым затвором (рис. 1,в).

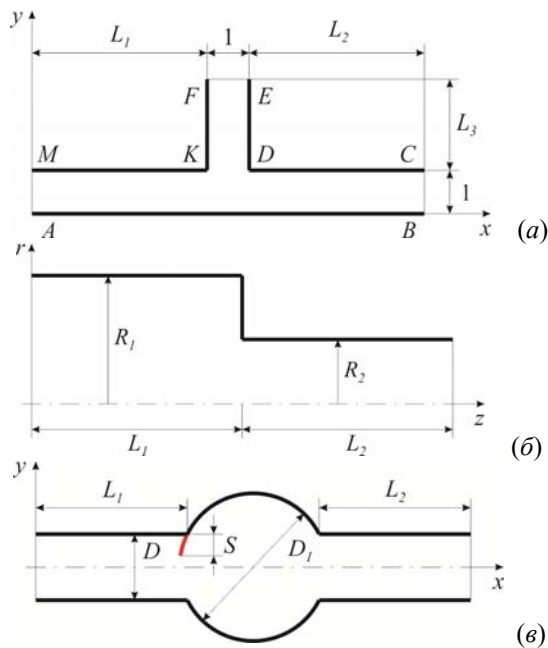


Рис. 1. Области течения: а) канал с разветвлением, б) канал с сужением, в) канал с шаровым затвором

Математическая постановка задачи включает систему уравнений движения (1) и неразрывности (2), записанных в векторной форме, и замыкается реологическим законом Оствальда-де Виля [2], в котором эффективная вязкость определяется формулой (3):

$$\rho(\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} = -\nabla p + \nabla \cdot (2\eta E), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0, \quad (2)$$

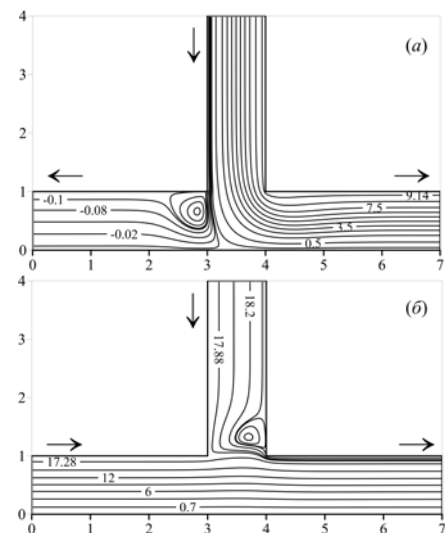
$$\eta = kA^{n-1}, \quad (3)$$

где $A = (2e_{ij}e_{ji})^{1/2}$, ρ – плотность, $\bar{u}$ – вектор скорости, p – давление, E – тензор скоростей деформаций с компонентами e_{ij} , k – показатель

консистенции, n – показатель нелинейности жидкости. В качестве граничных условий на твердых неподвижных стенках используется условие прилипания, во входных и выходных сечениях задается профиль скорости и мягкие граничные условия соответственно (канал с сужением, канал с затвором), либо перепад давления (канал с разветвлением).

Для получения стационарного решения используется метод установления. Система основных уравнений для канала с сужением решается конечно-разностным методом по схеме переменных направлений [3]. Численное решение задачи в канале с затвором осуществляется итерационным методом Гаусса-Зейделя [4]. Численный анализ течения в канале с разветвлением проводится методом контрольного объема с использованием процедуры SIMPLE [5].

В случае плоского течения в канале с разветвлением жидкость втекает или вытекает через граничные сечения AM , EF , BC под действием заданного перепада давления. Характеристики течения зависят от степени нелинейности жидкости и значений давления p_1 , p_2 , p_3 , задаваемых на границах AM , FE и BC , соответственно. В ходе параметрических исследований выявлено четыре характерных режима течения (рис. 2).



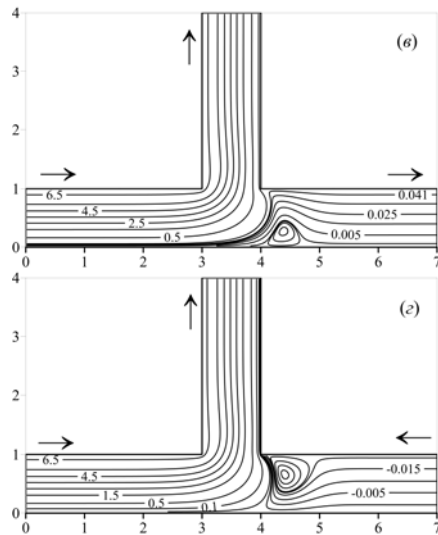


Рис. 2. Распределение линий тока для различных режимов течения при $n=0.8$: а) режим I, б) режим II, в) режим III, г) режим IV

В режиме I (рис. 2,а) поток жидкости втекает в канал через граничное сечение FE , затем делится на две части и вытекает через граничные сечения AM и BC . В окрестностях сечений протекания AM , FE и BC реализуется плоскопараллельное течение с профилем скорости, характерным для полностью развитого течения степенной жидкости в плоском канале. В окрестности сечений, содержащих угловые точки K и D , формируются переходные участки течения. Вблизи угловой точки K образуется циркуляционная зона. Отрицательные значения расхода соответствуют случаю, когда жидкость вытекает из канала, а положительные – когда жидкость втекает. Рис. 2,б демонстрирует распределение линий тока в режиме II. Жидкость втекает через два сечения AM и FE и после слияния входных потоков вытекает из канала через сечение BC . Картина течения, характерная для режима III, изображена на рис. 2,в. В этом режиме жидкость втекает в канал через сечение AM и вытекает через два сечения FE и BC . Распределение линий тока в режиме IV представлено на рис. 2,г. Два входных потока жидкости через сечения протекания AM и BC сливаются в один и вытекают из канала через сечение FE .

Выполненные параметрические исследования течений ньютоновской ($n=1$) и дилатантной ($n=1.2$) жидкостей показали, что для этих жидкостей, так же как и для псевдопластичной жидкости ($n=0.8$), можно выделить четыре характерных режима течения. При этом характер изменения картины течения ньютоновской и дилатантной жидкостей аналогичен тому, который проявляется в случае течения псевдопластичной жидкости.

Распределение линий тока, аксиальной и радиальной компонент скорости, а также поле вязкости, характерное для течения псевдопластичной жидкости в осесимметричном канале с внезапным сужением представлены на рис. 5.

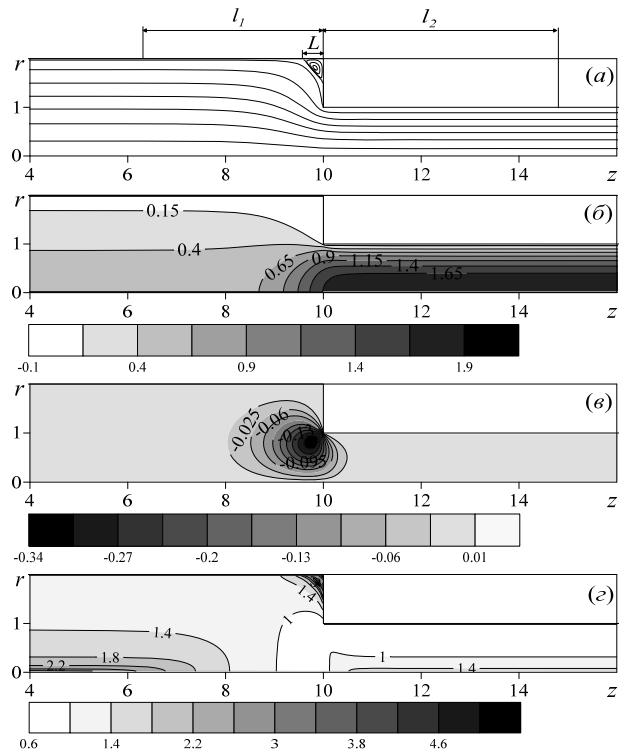


Рис. 5. Распределения изолиний характеристик течения для $n=0.8$, $Re=1$: а) функция тока, б) аксиальная скорость, в) радиальная скорость, г) вязкость

Видно, что в окрестности входной и выходной границ линии тока параллельны стенкам канала, то есть имеют место одномерные течения, которые характерны для установившегося движения жидкости в бесконечном канале. Слева и справа от области сужения образуются участки двумерного течения с циркуляционной зоной в окрестности угла. Для количественного анализа течения вводятся безразмерные геометрические характеристики потока: длина циркуляционной зоны L , длины участков двумерного течения до и после уступа l_1 и l_2 соответственно. Исследуется поведение этих характеристик в зависимости от числа Рейнольдса и степени нелинейности жидкости. Результаты параметрических исследований в виде графических зависимостей изображены на рис. 6.

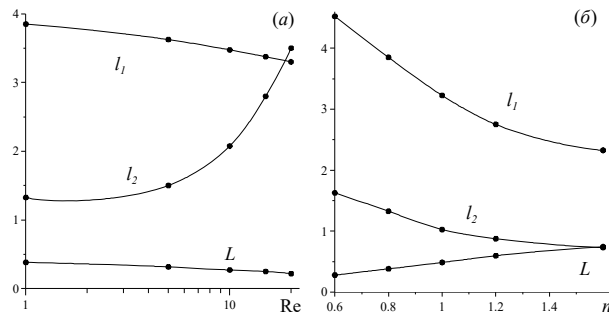


Рис. 6. Зависимости геометрических характеристик от основных параметров задачи: а) $n=0.8$, б) $Re=1$

Расчеты течения степенной жидкости в канале с затвором показали, что в случае установившегося течения жидкости в области, моделирующей полностью открытый канал, распределение характеристик симметрично относительно

плоскости $y=0$ (рис. 7). При этом в потоке можно выделить три зоны течения: в окрестности входной и выходной границ реализуются зоны одномерного течения, характерные для установившегося движения в бесконечном канале; в окрестности затвора движение имеет двумерный характер. Анализируя восстановленные картины течения в виде распределений линий тока, видим, что увеличение Re приводит к возникновению циркуляционной зоны, которая формируется в левой части затвора, и по мере увеличения числа Рейнольдса занимает всю полость. При больших значениях Re ширина эффективного сечения уменьшается.

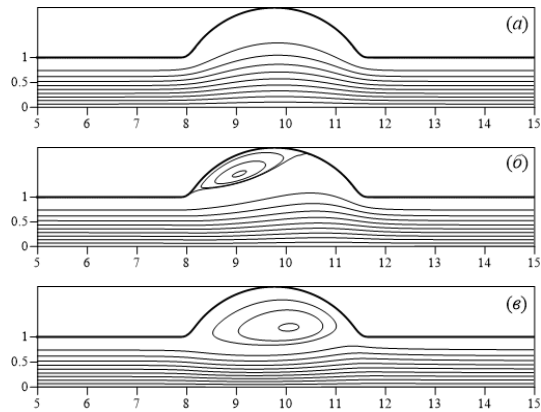


Рис. 7. Распределения изолиний функции тока для $n=0.8$: а) $Re=1$, б) $Re=10$, в) $Re=50$

Распределения функции тока, продольной и поперечной скоростей в канале с запорным элементом, степень открытия которого составляет 0.5, изображены на рис. 8. Частичное закрытие затвора приводит к формированию несимметричной картины в зоне двумерного течения. Перед запорным элементом возникает зона циркуляционного движения, размеры которой практически не меняются при изменении Re . При малых числах Рейнольдса линии тока, так же как и в случае полностью открытого затвора, плавно огибают его контуры. При $Re=50$ циркуляционные зоны занимают большую часть области затвора.

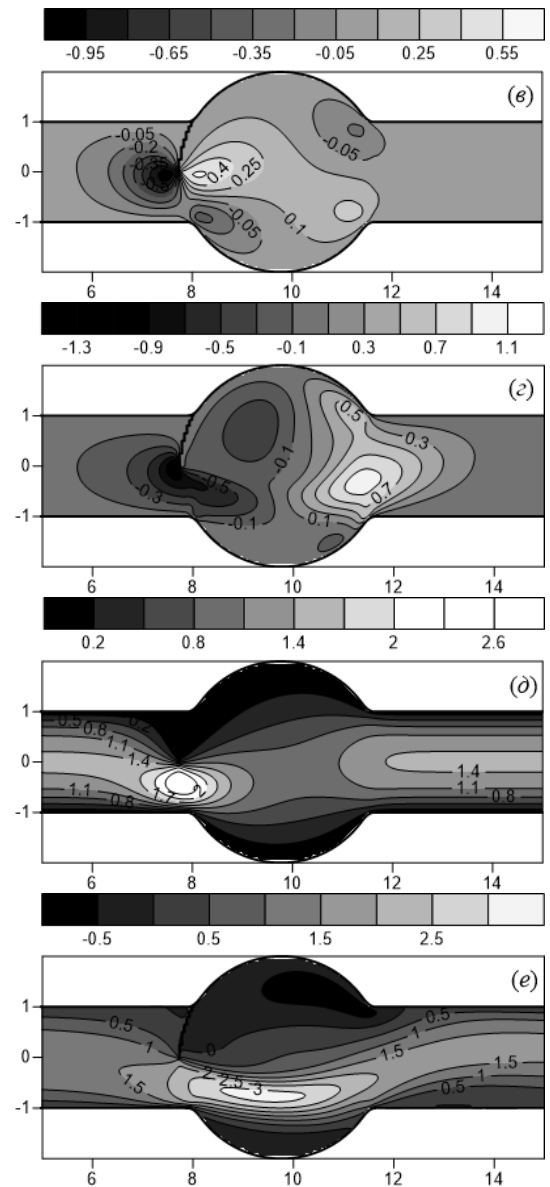
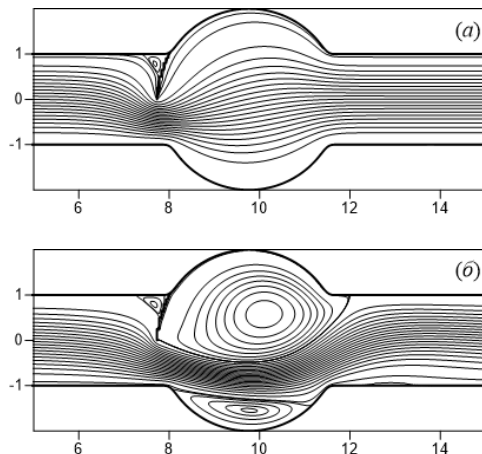


Рис. 8. Распределения характеристик течения для $n=0.8$, $Re=1$ (а,в,д), $Re=50$ (б,г,е): а,б) функция тока, в,г) поперечная скорость, д,е) продольная скорость

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00021).

Литература

1. Янков В.И. Переработка волокнообразующих полимеров. Основы реологии полимеров и течение полимеров в каналах. Москва-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2008. 264 с.
2. Шульман З.П. Конвективный теплоперенос реологически сложных жидкостей. М.: Энергия, 1975. 352 с.
3. Годунов С.К., Рябенский В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977. 440 с.
4. Вазов В.Р., Форсайт Дж.И. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. М.: Изд-во иностранной литературы, 1963. 486 с.
5. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ В L-ОБРАЗНОМ КАНАЛЕ

О. А. Дьякова, О. Ю. Фролов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, Российская Федерация, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: frolovoy@mail.tsu.ru

В химической промышленности актуально создание средств математического моделирования гидродинамических и теплофизических процессов, реализуемых в технологии переработки полимерных композиций, в том числе на этапе ее транспортировки по массопроводам различной конструкции. Полимерные композиции являются термопластичными материалами, характеристики которых, например, реология зависят от температуры. Неньютоновские свойства среды осложняют математическое описание рассматриваемых течений. Из-за высокой вязкости при деформировании может происходить значительный диссипативный разогрев, что в свою очередь может привести к нежелательным последствиям, например, к потере технологичности перерабатываемой массы. Для эффективной организации технологии переработки полимерных композиций и обеспечения качества изделий необходимо знать гидродинамические и теплофизические характеристики технологического процесса.

Целью работы является исследование влияния вязкой диссипации, а также псевдопластических и дилатантных свойств жидкой среды на характеристики течения при ее движении в L-образном канале.

Рассматривается стационарное неизотермическое течение неньютоновской несжимаемой жидкости в изогнутом канале. Область решения показана на рис. 1.

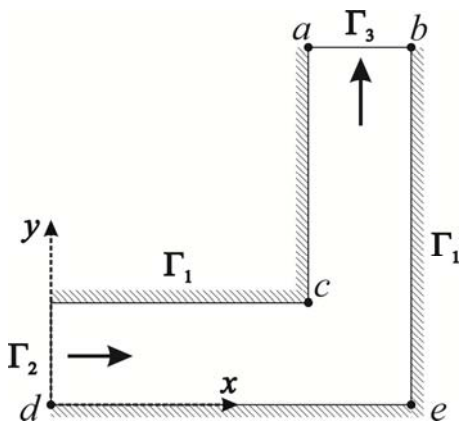


Рис. 1. Область решения

Математическую основу описания течения образуют уравнения движения, неразрывности и энергии (1)-(3), записанные в безразмерных переменных в декартовой системе координат. Реологическое поведение жидкости описывается законом Освальда де Вилля с экспоненциальной зависимостью консистенции от температуры (4).

$$\text{Re}(\nabla \cdot \mathbf{V}) \mathbf{V} = -\nabla p + \nabla \cdot (2B\mathbf{E}), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

$$\text{Pe}(\nabla \cdot \mathbf{V})\theta = \Delta\theta + \text{Br} \cdot B \cdot A^2, \quad (3)$$

$$B = e^{-\theta} \cdot A^{n-1}. \quad (4)$$

Здесь: $\mathbf{V}$ – безразмерный вектор скорости; p – безразмерное давление; $\theta = \beta(T - T_0)$ – безразмерная температура; A – безразмерный второй инвариант тензора скоростей деформации $\mathbf{E}$; T, T_0 – размерные температура жидкости в потоке и на твердой стенке; $\text{Re} = \rho u^{2-n} L^n / k_1$ – число Рейнольдса; $\text{Pe} = c \rho u L / \lambda$ – число Пекле; $\text{Br} = k_1 u^{n+1} \beta / L^{1-n} \lambda$ – число Бринкмана, характеризующее соотношение диссипативного разогрева и кондуктивного переноса тепла, c – теплоемкость; λ – коэффициент теплопроводности; ρ – плотность; k_1 – консистенция при температуре T_1 ; n, β, T_1 – параметры реологического закона. В качестве масштабов обезразмеривания выбраны следующие величины: длины – L , скорости – u , давления – $k_1(u/L)^n$, где L – полуширина канала, u – среднерасходная скорость во входном сечении.

Жидкость подается через входное сечение Γ_2 с постоянным расходом, равным единице. Профили скорости и температуры во входном сечении соответствуют решению одномерной задачи, описывающей стационарное течение степенной жидкости с учетом диссипативного разогрева и экспоненциальной зависимости вязкости от температуры в плоском бесконечном канале с заданным расходом. На твердых стенках Γ_1 выполняются условия прилипания и температура равна нулю. В выходном сечении Γ_3 для продольной скорости, давления и температуры выполняются мягкие граничные условия, поперечная скорость равна нулю. Входная и выходная границы находятся на достаточном удалении от колена во избежание влияния последнего на характер течения в окрестности Γ_2 и Γ_3 .

Стационарное решение формируется методом установления. Для численного решения сформулированной задачи применяется метод контрольного объема с использованием разнесенной разностной сетки. В рамках одного итерационного цикла используется процедура SIMPLE [1], которая предусматривает расчет полей скоростей на фиксированном поле давления с последующей коррекцией скоростей и давления с целью удовлетворения уравнения неразрывности. Конвективные слагаемые в уравнениях движения аппроксимируются с применением экспоненциальной схемы. Температурное поле

рассчитывается с привлечением схемы против потока.

Для тестирования численной методики были проведены расчеты на последовательности сеток. В табл. 1 представлены значения продольной скорости $v_{y.c.l.}$ и температуры $\theta_{c.l.}$ в центре выходного сечения. Видно, что с уменьшением шага сетки аппроксимационная сходимость наблюдается.

Таблица 1. Аппроксимационная сходимость при $Re=0.01$, $Pe=100$, $n=0.8$, $Br=0.5$.

Шаг сетки	$v_{y.c.l.}$	$\theta_{c.l.}$	E_v , %	E_θ , %
1/10	1.4672	0.2658	1.5836	5.6620
1/20	1.4773	0.2730	1.6749	3.8440
1/40	1.4820	0.2764	1.3934	2.9814
1/80	1.4896	0.2773	1.030	2.3790

Отклонения расчетных значений продольной скорости, E_v , и температуры, E_θ , в выходном сечении от решения одномерной задачи, рассчитанные по формулам (5), не превышают 1 и 2.5 процентов соответственно. Все дальнейшие расчеты проводились с использованием шага сетки 1/80.

$$E_v = \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} \left[\frac{|v_i^{an} - v_i^{num}|}{v_i^{an}} \right] \cdot 100\%,$$

$$E_\theta = \frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^{N-1} \left[\frac{|\theta_i^{an} - \theta_i^{num}|}{\theta_i^{an}} \right] \cdot 100\%. \quad (5)$$

Здесь: v_i^{an} , θ_i^{an} – значения продольной скорости и температуры, полученные в результате решения одномерной задачи; v_i^{num} , θ_i^{num} – значения продольной скорости и температуры, полученные с использованием численной методики; i – номер узла расчетной сетки, $i=0$ – узел в точке а на твердой стенке (рис. 1), $i=N$ – узел в точке б на твердой стенке.

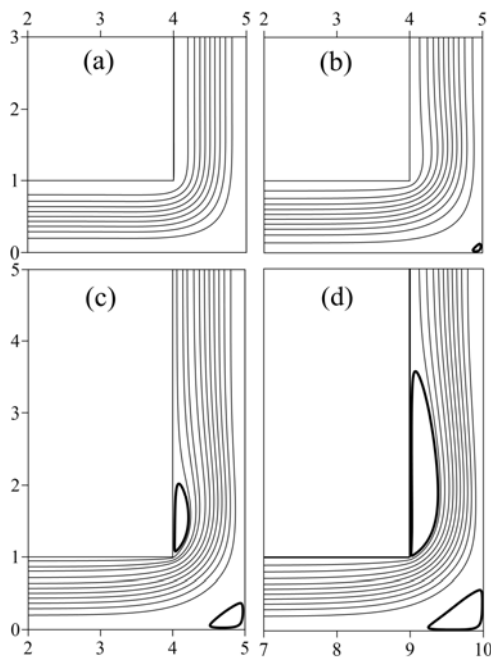


Рис. 2. Линии тока при $n=0.8$, $Pe=100$, $Br=0.5$: (a) - $Re=0.1$; (b) - $Re=10$; (c) - $Re=50$; (d) - $Re=120$

На рис. 2 показаны картины течения псевдопластичной жидкости в виде распределений линий тока. При увеличении числа Рейнольдса с 0.1 до 10 появляется одна циркуляционная зона в углу канала (рис. 2b). При дальнейшем усилении инерционного эффекта появляется вторая циркуляционная зона, продольный размер которой достигает 2.5 безразмерных единиц при $Re=120$ (рис. 2d).

В ходе численных расчетов было установлено, что число Пекле оказывает незначительное влияние на поле температуры и кинематику течения псевдопластичной жидкости при числе $Re=1$.

Рис. 3 демонстрирует изменение картины течения при переходе от псевдопластичных свойств жидкости и дилатантным. Видно, что при $Re=1$ незначительно увеличивается размер циркуляционной зоны в углу канала (рис. 3a, b), в то время как при увеличении числа Re до 50 изменяется размер циркуляционной зоны на участке ac (рис. 1, рис. 3c, d).

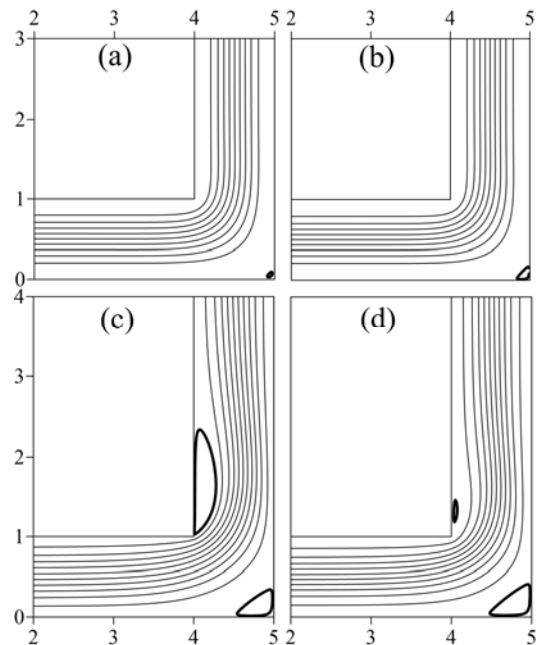


Рис. 3. Линии тока при $Pe=100$, $Br=0.5$: (a) - $n=1$, $Re=1$; (b) - $n=1.4$, $Re=1$; (c) - $n=0.6$, $Re=50$; (d) - $n=1.4$, $Re=50$

На рис. 4 показано влияние числа Re на размер областей двумерного течения при $n=0.8$, $Pe=100$, $Br=0.5$. В качестве размеров областей двумерного течения фиксируются расстояния от входной и выходной границ канала до сечений, в котором безразмерная поперечная скорость достигает величины 0.1. Величинам l_1^{2d} и l_2^{2d} на рис. 4 соответствуют расстояния от входной и выходной границ соответственно до сечений с фиксированным значением поперечной скорости. Из построенных на рис. 4 зависимостей видно, что для течения псевдопластичной жидкости размер зоны двумерного течения на участке de (рис. 1) меньше, чем на участке be и с ростом числа Re стремится к постоянному значению.

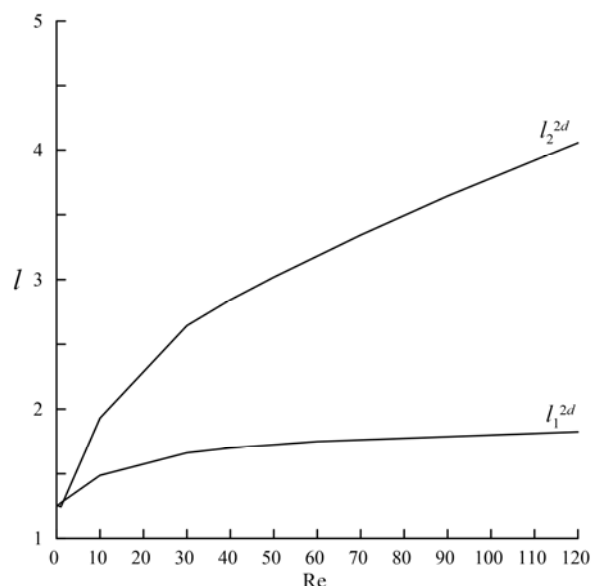


Рис. 4. Влияние числа Re на длину зоны двумерного течения при $Pe=100$, $Br=0.5$ и $n=0.8$

На рис. 5 показано влияние числа Бринкмана на распределение температуры в потоке дилатантной жидкости при числах $Pe=100$ и $Re=1$. При увеличении числа Br с 0.5 до 1.5 максимальная температура в потоке возрастает в 2.4 раза. Установлено, что повышение числа Pe со 100 до 5000 при прочих равных условиях качественно не меняет тепловую картину. Однако, повышение числа Re наряду с образованием циркуляционных зон приводит к более интенсивному разогреву жидкости в этих зонах.

Выполнено математическое моделирование неизотермического течения неньютоновской несжимаемой жидкости в L-образном плоском канале. Реализовано численное решение сформулированной задачи. Проведены параметрические расчеты, получены кинематические и тепловые характеристики потока, в широком диапазоне изменения определяющих безразмерных параметров.

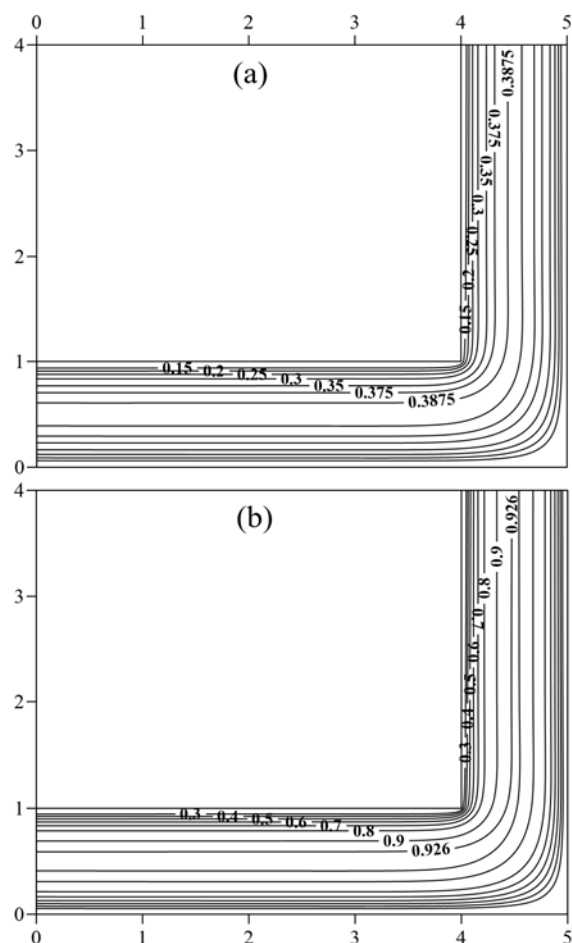


Рис. 5. Линии уровня температуры при $Pe=100$, $Re=1$: (a) - $n=1.2$, $Br=0.5$, (b) - $n=1.2$, $Br=1.5$

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (проект № 18-38-00259) и гранта Президента МК-710.2017.1.

Литература

1. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ПРЕСС-ФОРМЫ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ С УЧЕТОМ ЭВОЛЮЦИИ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ VOF-МЕТОДОМ.

Е. И. Хегай

Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: efim_h@ftf.tsu.ru

Наряду с физическими экспериментами полезным инструментом при исследовании процессов заполнения ёмкостей различных форм является численное моделирование. В настоящее время это необходимый инструмент при проектировании многих гидродинамических процессов.

Настоящая работа посвящена численному моделированию течения жидкости со свободной поверхностью, которое реализуется при заполнении ёмкости с центральным телом в поле силы тяжести. Жидкость подается через входной патрубок на верхней стенке пресс-формы и с течением времени полностью заполняет её.

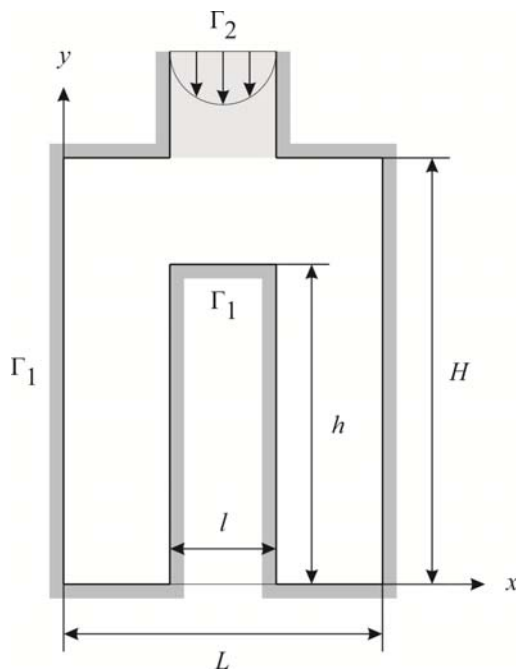


Рис. 1. Схема пресс-формы

Математическая постановка задачи.

Конфигурация пресс-формы схематично приведена на рис. 1. Течение жидкости описывается уравнениями Навье-Стокса (1, 2) и неразрывности (3), которые в безразмерном виде записываются следующим образом:

$$\text{Re} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (1)$$

$$\text{Re} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + W, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Здесь u, v – проекции вектора скорости на оси декартовой системы координат x, y ; t – время; p – давление. В качестве масштабов длины, скорости, времени и давления использовались следующие величины: D – ширина заливного отверстия; U – среднерасходная скорость во входном сечении; D/U и $\mu U/D$ соответственно. В постановку вошли два безразмерных критерия: число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{\rho U D}{\mu} \text{ и число Фруда } \text{Fr} = \frac{U^2}{Dg}.$$

Для более удобного анализа решения введен параметр W , равный отношению числа Рейнольдса к числу

$$\text{Фруда } W = \frac{\text{Re}}{\text{Fr}} = \frac{\rho D^2 g}{\mu U}.$$

Задаются следующие граничные условия:

– на твердых стенках ёмкости выполняются условия прилипания

$$\Gamma_1 : u = 0, v = 0,$$

– во входном сечении используется параболический профиль скорости, соответствующий установившемуся течению жидкости в плоском бесконечном канале с заданным постоянным расходом

$$\Gamma_2 : u = 0, v = \frac{3}{2}(1 - x^2).$$

В начальный момент времени заполнен только входной патрубок, при этом его длина выбирается достаточной, чтобы избежать влияния свободной поверхности на характер течения в окрестности входного сечения. Свободная поверхность имеет плоскую форму.

Размеры пресс-формы: высота пресс-формы $H = 5$ единиц, ширина – $L = 3$, высота центрального тела – $h = 4$, ширина центрального тела – $l = 1$.

Поставленная задача решается численно. Во внутренних узлах для расчета составляющих вектора скорости используется метод контрольного объема, при этом давление рассчитывается с помощью процедуры SIMPLE [1]. Движение свободной поверхности реализуется с помощью метода PLIC-VOF [2], который является модификацией оригинального метода VOF [3].

С целью установления достоверности полученных результатов проведена проверка аппроксимационной сходимости на последовательности сеток. В качестве исследуемых характеристик выбраны форма свободной поверхности и величина потери массы жидкости.

На рис. 2 представлены формы свободной поверхности в момент времени $t = 4$ на сетках с шагами $h = 0.1$ (линия 1), $h = 0.05$ (линия 2) и $h = 0.025$ (линия 3).

Относительная ошибка по массе жидкости рассчитывалась по формуле

$$E_1 = \left| \frac{Q_0(t) - Q(t)}{Q_0(t)} \right| \cdot 100\%.$$

Здесь $Q_0(t)$ – масса жидкости, которая поступила в пресс-форму через входное отверстие за времени t , $Q(t)$ – масса жидкости в пресс-форме в момент t .

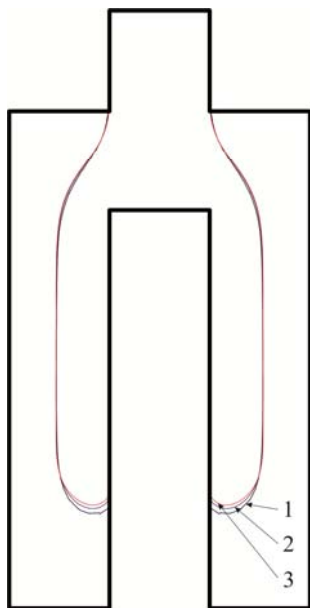


Рис. 2. Формы свободной поверхности на различных сетках: 1 – $h = 0.1$, 2 – $h = 0.05$, 3 – $h = 0.025$

В табл. 1 приведена максимальная относительная ошибка по массе жидкости.

Таблица 1. Относительная ошибка по массе жидкости на момент заполнения ($Re = 1, W = 10$)

h	0.1	0.05	0.025
$E_1, \%$	0.43	0.12	0.03

Максимальное расхождение формы свободной поверхности на различных сетках наблюдается на линии контакта. Расхождение формы свободной поверхности в узлах, лежащих на твердой стенке центрального тела, вычислялось по формуле

$$E_2 = |y_h - y_{h/2}| \cdot 100\%.$$

Здесь y_h и $y_{h/2}$ – координаты y точек свободной поверхности в сечении $x = 1$ на сетках с единичным и половинным шагом.

Расхождение свободной поверхности по ширине стекающего слоя рассчитывалось по формуле

$$E_3 = |x_h - x_{h/2}| \cdot 100\%.$$

Здесь x_h и $x_{h/2}$ – координаты x точек свободной поверхности в сечении $y = 2$ на сетках с единичным и половинным шагом.

Таблица 2. Значения E_2 и E_3 в момент $t = 4$

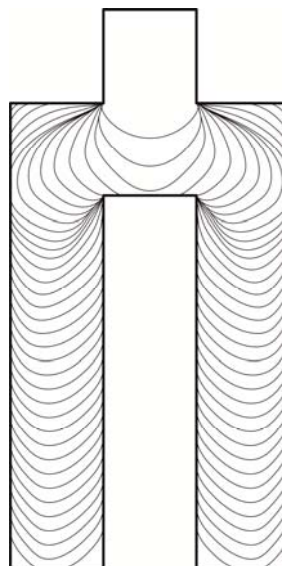
$h (h/2)$	0.1 (0.05)	0.05 (0.025)
$E_2, \%$	9	5
$E_3, \%$	0.26	0.08

Из табл. 1 и табл. 2 видно, что с уменьшением шага сетки ошибка в расходе и расхождение формы свободной поверхности уменьшаются, значит, аппроксимационная сходимость наблюдается.

Результаты.

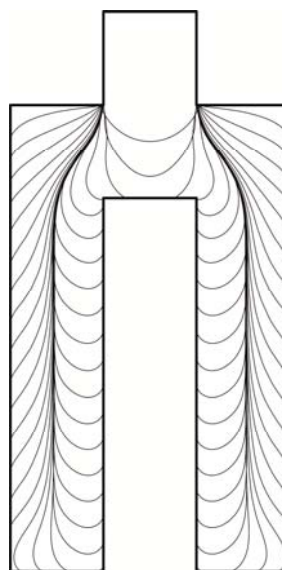
Серия расчетов была проведена при $Re = 1$ для различных значений параметра W . В результате выявлены два режима заполнения.

Первый режим – сплошное заполнения, при котором фронт свободной поверхности полностью перекрывает боковые полости. Реализуется при $W < 5$. Эволюция свободной поверхности с шагом по времени $\Delta t = 0.3$ для $Re = 1$ и $W = 0$ показана на рис. 3.



$Re = 1, W = 0$

Рис. 3. Первый режим заполнения



$Re = 1, W = 10$

Рис. 4. Второй режим заполнения

Второй режим – заполнение стекающим слоем, реализуется при $5 < W < 40$. В этом случае жидкость стекает по стенке центрального тела, достигает основания, а затем заполняется остальная часть пресс-формы (рис. 4).

На рис. 5 приведены распределения продольной и поперечной скоростей, характерные для режима сплошного заполнения в момент времени $t = 10$. Расчеты показывают, что по мере заполнения пресс-формы в боковых полостях реализуется одномерное течение.

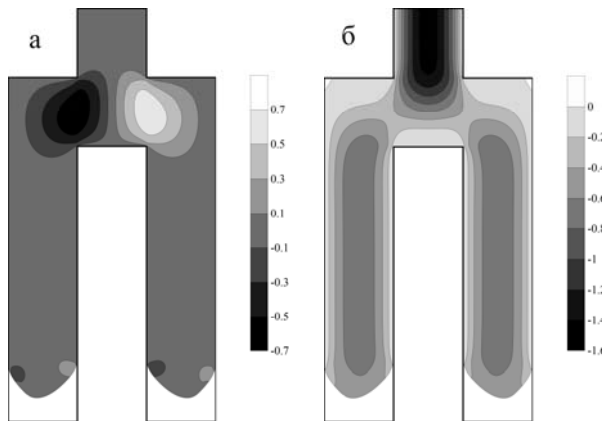


Рис. 5. Поля распределения горизонтальной и вертикальной скоростей при $Re = 1$ и $W = 0$, в момент времени $t = 10$

а – поперечная скорость, б – продольная скорость

На рис. 6 приведены распределения продольной и поперечной скоростей, характерные для второго режима в момент времени $t = 10$. В этом случае при заполнении боковых полостей образуются застойные зоны у основания пресс-формы, в которых скорость практически равна нулю и жидкость покоится.

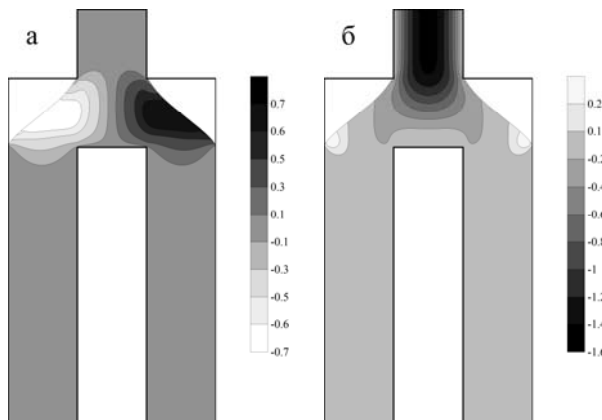


Рис. 6. Поля распределения горизонтальной и вертикальной скоростей при $Re = 1$ и $W = 10$, в момент времени $t = 10$

а – поперечная скорость, б – продольная скорость

Проведено исследование распределения порций жидкости, подаваемых через входное отверстие в пресс-форму за единичный интервал времени. Топограммы распределения порций жидкости в полностью заполненной пресс-форме приведены на рис. 7. Видно, что в первом режиме (рис. 7а) заполнение имеет фонтанирующий характер [4], а во втором режиме (рис. 7б) порции жидкости наливаются параллельными слоями.

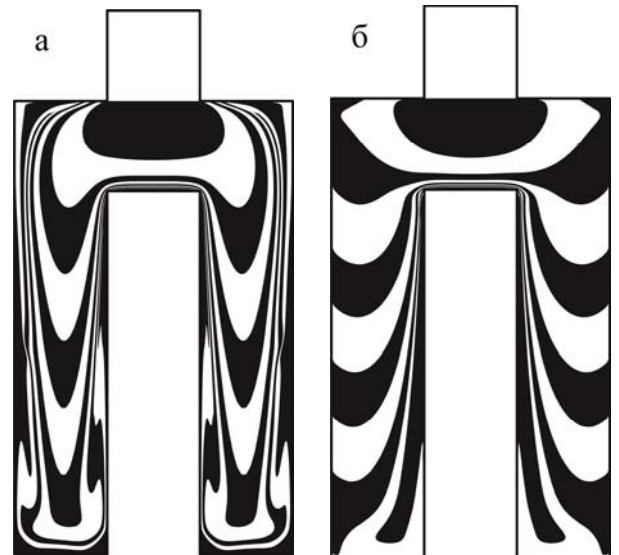


Рис. 7. Топограммы распределения порций жидкости внутри пресс-формы

а – $Re = 1$ и $W = 0$, б – $Re = 1$ и $W = 10$

Заключение.

Сформулирована математическая постановка задачи о заполнении пресс-формы вязкой жидкостью.

Разработан алгоритм решения задач о течении жидкостей со свободной поверхностью.

Выявлены два режима заполнения пресс-формы.

Исследована кинематика процесса заполнения.

Построены топограммы распределения порций жидкости внутри пресс-формы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00021).

Литература

1. Hirt C.W., Nichols B.D. Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries // Journal of Computational Physics. 1981. No.39. P.201–225.
2. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и механики жидкости. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152с.
3. Janga W., Jilesena J., Liena F.S., Ji H. A study on the extension of a VOF/PLIC based method to a curvilinear coordinate system // International Journal of Computational Fluid Dynamics. 2008. V.22, No.4. – P. 241-257.
4. Борзенко Е.И., Фролов О.Ю., Шрагер Г.Р. Фонтанирующее неизотермическое течение вязкой жидкости при заполнении круглой трубы // Теоретические основы химической технологии. - 2014. - №6(48). - С. 677.

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФфуЗИИ

М.В. Чепак-Гизбрехт

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический университет»
634050, г. Томск, проспект Ленина, дом 30
E-mail: mv2016@mail.ru

Зернограничная диффузия определяет в материалах такие свойства, как реакционная способность, пластичность, проводимость, прочность, магнитные и другие свойства [1]. В ходе нагрева при синтезе, спекании и в ряде других случаев наблюдается значительное ускорение массопереноса по границам зерен и фаз [2]. Чем мельче структура кристаллического материала, тем ниже температура активации диффузии [3]. Результаты экспериментальных исследований, встречающиеся в литературе, говорят о том, что зернограничная диффузия взаимосвязана с такими явлениями как движение дислокаций, миграция границ зерен, увеличение доли и энергии границ с уменьшением размера зерна. Помимо прочего, характер массопереноса в значительной степени зависит от температуры. Интерпретация экспериментальных исследований в подавляющем большинстве работ проводится с использованием модели Фишера [4] или её модификаций. У этой модели есть ряд ограничений, не позволяющих использовать её для исследований диффузии в материалах с микро и нано структурой. Для подобного рода исследований используют молекулярно-динамическое моделирование [5] и модели сплошной среды на основе термодинамики необратимых процессов [6]. В этой работе для исследования неизоотермической зернограничной диффузии предлагается использовать двумерную модель, предложенную в [7].

Полагаем, что образец представляет собой тонкую пластинку, продольные размеры которой много больше её толщины. На подложку 2 нанесена пленка 1, содержащая диффузанта. Нагрев образца происходит в вакуумной камере с использованием электронного луча. Обработка происходит в таком режиме, что градиентом температуры в образце можно пренебречь, потери тепла с боковых сторон отсутствуют. В данных условиях нагрев происходит мгновенно и равномерно. Это предположение согласуется с тем фактом, что теплопроводность происходит на порядки быстрее, чем диффузия. При нагреве образца происходит диффузия элементов из пленки вглубь материала подложки. Материал подложки кристаллический и состоит из двух фаз: объемной и граничной, в которых отличаются коэффициенты диффузии. Структура материала подложки соответствует представленной на рисунке 1. Задача решается в предположении, что Внутренняя структура материала симметрична и имеет две фазы – объемную (индекс V) и граничную (индекс B), в которых отличаются коэффициенты диффузии.

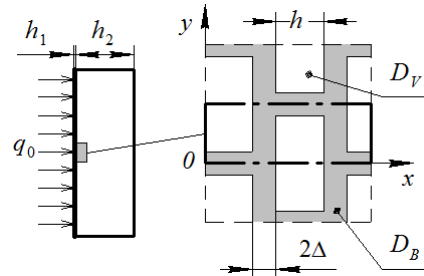


Рис. 1. Иллюстрация к постановке задачи

Полагаем, что в начальный момент времени температура образца известна и диффузанта в нем отсутствует. На поверхности образца задана постоянная концентрация диффузанта, на противоположной ей поверхности сток массы отсутствует. В нормальном направлении на границах заданы условия симметрии. На всех внутренних границах между фазами реализуются условия идеального контакта. Коэффициенты диффузии в фазах зависят от температуры по закону Аррениуса. Размеры образца таковы, что он нагревается равномерно постоянным источником тепла. Для обеспечения общности результатов перейдем к безразмерным переменным

$$\tau = t/t_*, \quad X = x/\Delta, \quad Y = y/\Delta,$$

где

$$t_* = \Delta^2/D_V^*,$$

$$D_V^* = D_{V0} \exp(E_V/RT_*),$$

$$D_B^* = D_{B0} \exp(E_B/RT_*),$$

$$T_* = T_0 + q_0 t_* / (c_1 h_1 \rho_1 + c_2 h_2 \rho_2).$$

Здесь t – время, x, y – пространственные координаты, Δ – толщина граничной фазы, h – толщина объемной фазы, D_{V0}, D_{B0}, E_V, E_B – предэкспоненты и энергии активации коэффициентов диффузии в объемной и граничной фазах соответственно, R – универсальная газовая постоянная, T_0 – температура образца в начальный момент времени, q_0 – плотность мощности потока тепла вследствие нагрева, c – теплоемкость, ρ – плотность, h_1 – толщина пленки, h_2 – толщина подложки. В безразмерных переменных задача примет вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 1, \quad (1)$$

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial X} \left(D \frac{\partial C}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(D \frac{\partial C}{\partial Y} \right), \quad (2)$$

$$\tau = 0 : \theta = 0, C = 0, \quad (3)$$

$$X = 0 : C = C_0, \quad (4)$$

$$X \rightarrow \infty : \frac{\partial C}{\partial X} = 0, \quad (5)$$

$$Y = 0, Y = 1 + H : \frac{\partial C}{\partial Y} = 0. \quad (6)$$

На всех внутренних границах между фазами выполняются следующие граничные условия

$$D \frac{\partial C}{\partial X} \Big|_V = D \frac{\partial C}{\partial X} \Big|_B, \quad C|_V = C|_B \quad (7)$$

$$D \frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_V = D \frac{\partial C}{\partial Y} \Big|_B, \quad C|_V = C|_B. \quad (8)$$

Здесь в объемной фазе

$$D = \exp\left[\beta(\theta - 1)/(\theta + \sigma)\right], \quad (9)$$

в граничной фазе

$$D = \delta \exp\left[\beta\varepsilon(\theta - 1)/(\theta + \sigma)\right]. \quad (10)$$

В результате модель включает следующие параметры:

$$\sigma = T_0/(T_* - T_0),$$

$$\beta = E_V/RT_*, \quad \delta = D_B^*/D_V^*,$$

$$\varepsilon = E_B/E_V, \quad H = h/\Delta.$$

Задача (1)-(8) решена численно. Решение получено с использованием неявной разностной схемы и метода поординатной прогонки. Для анализа результатов приняты следующие параметры, соответствующие диффузии объемной и зернограничной диффузии меди в никеле [8-10]: $T_0 = 300$, $T_* = 900$ К, $D_V^* = 1.032 \cdot 10^{-7}$, $D_B^* = 8.63 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $t_* = 0.242$ с, $\sigma = 0.5$, $\varepsilon = 2.322$, $\delta = 3.448$, $\beta = 2.24$, $H = 10$. Параметры, которые менялись при расчете, представлены

На рисунках 2 и 3 представлены зависимости безразмерных коэффициентов диффузии (9), (10) от температуры с течением времени для объемной (Рис. 2) и граничной (Рис. 3) фаз соответственно. На рисунках 4-7 представлены результаты расчетов при варьировании исходных параметров модели. Данные, принятые для расчета, содержатся в таблице 1.

Таблица 1. Параметры, принятые для расчетов

Номер кривой на Рис. 2, 3 / Номер рисунка	Параметры
Кривая 1 / Рис. 4 а	$\sigma = 0.5$, $\varepsilon = 2.322$, $\delta = 3.448$, $\beta = 2.24$
Кривая 2 / Рис. 4 б	$\sigma = 0.5$, $\varepsilon = 2.322$, $\delta = 3.448$, $\beta = 3.2$
Кривая 3 / Рис. 4 в	$\sigma = 0.5$, $\varepsilon = 3.8$, $\delta = 3.448$, $\beta = 2.24$
Кривая 4 / Рис. 4 г	$\sigma = 0.5$, $\varepsilon = 2.322$, $\delta = 10$, $\beta = 2.24$
Кривая 5	$\sigma = 0.8$, $\varepsilon = 2.322$, $\delta = 3.448$, $\beta = 2.24$

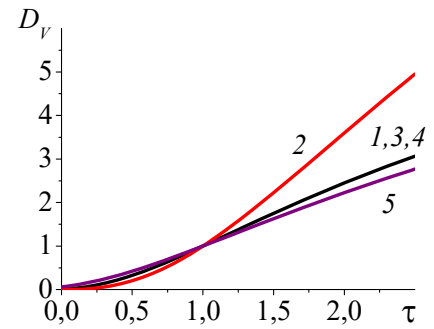


Рис. 2. Зависимость коэффициента диффузии в объемной фазе от температуры с течением времени

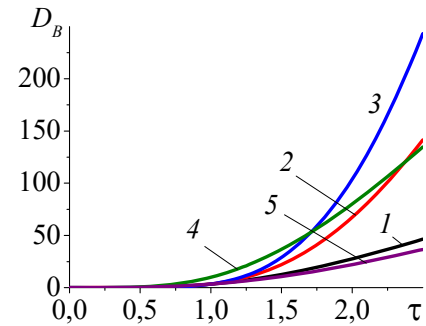


Рис. 3. Зависимость коэффициента диффузии в граничной фазе от температуры с течением времени

Из рисунков 2 и 3 видно, что наибольшее влияние на зависимость коэффициента диффузии от температуры оказывают параметры δ и ε .

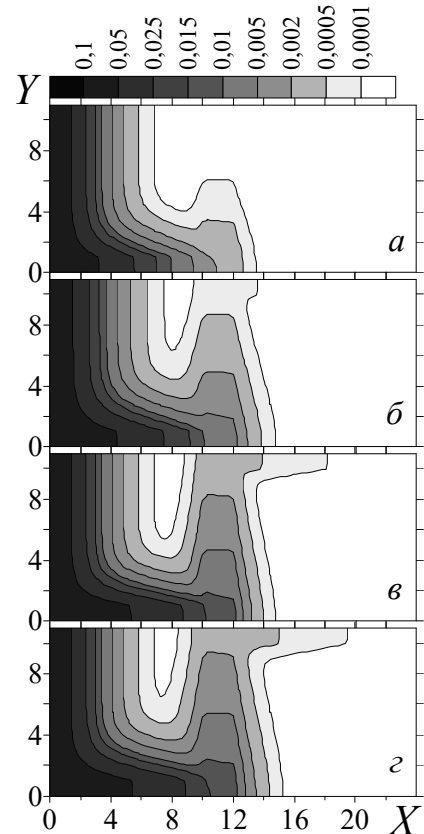


Рис. 4. Распределение концентрации в момент времени $\tau = 2$ для разных параметров (см. Таб. 1)

По результатам расчетов сделаны следующие выводы:

- увеличение отношения энергии активации к температуре активации диффузии β приводит к ускорению диффузии по граничной фазе;

- увеличение отношения энергии активации в граничной фазе к энергии активации в объемной фазе ε приводит к появлению существенной неоднородности в распределении концентрации, тогда как с уменьшением этого отношения наблюдается более равномерное распределение концентрации на границе контакта фаз;

- очевидно, что уменьшение размера объемной фазы будет существенно влиять на распределение концентрации диффузанта в том случае, когда массоперенос по граничной фазе будет много быстрее, чем в объемной фазе (а именно: с увеличением параметров ε , β , δ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-01-00603_А.

Литература

1. Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз / Монография. Пер. с англ. М.: Машиностроение, 1991. 448 с.
2. Анциферова И.В. Зависимость процесса уплотнения при спекании с использованием наноразмерных металлических порошков (научный обзор) // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Машиностроение, материаловедение. 2015. Т. 17. № 2. С. 13-20.
3. Колобов Ю.Р., Липницкий А.Г., Иванов М.Б., Голосов Е.В. Роль диффузионно-контролируемых процессов в формировании структуры и свойств металлических наноматериалов // Композиты и наноструктуры. 2009. №2. с.5-24.
4. Fisher J.C. Calculation of Diffusion Penetration Curves for Surface and Grain Boundary Diffusion // Journal of Applied Physics. 1951. Vol. 22, P. 74-77
5. Scheiber D., Romaner L., Fischer F.D., Svoboda J. Kinetics of grain boundary segregation in multicomponent systems – The example of a Mo-C-B-O system // Scripta Materialia_Volume 150, June 2018, Pages 110-114.
6. Бокштейн Б.С., Ярославцев А.Б. Диффузия атомов и ионов в твердых телах / Москва: МИСИС, 2005. – 362 с.
7. Knyazeva A.G. The theory of reactive diffusion for the description of oxide phase growth in a coating // AIP Conference Proceedings. 2015. Vol. 1683, P. 020084 (1-4).
8. Физические величины: Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
9. Landolt-Börnstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
10. Колобов Ю.Р., Раточка И.В. Иванов К.В., Липницкий А.Г. Закономерности диффузионно- контролируемых процессов в обычных и ультрамелкозернистых металлических поликристаллах // Известия высших учебных заведений. Физика. 2004. №8. с. 49-64.

ЗАЖИГАНИЕ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОГО ТВЕРДОГО РАКЕТНОГО ТОПЛИВА ВНЕШНИМ ТЕПЛОВЫМ ИМПУЛЬСОМ

Н.С. Абрамова, В.А. Порязов, А.Ю. Крайнов

Национальный исследовательский Томский государственный университет

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

E-mail: poryazov@ftf.tsu.ru

Представлена физико-математическая модель и результаты расчета зажигания и выхода на стационарный режим горения металлизированного твердого топлива под действием внешнего теплового потока. На поверхности топлива ставятся граничные условия сохранения потоков энергии и массы компонентов, под поверхностью твердого топлива записываются уравнения переноса тепла и разложения конденсированной фазы, над поверхностью твердого топлива записывается двухскоростная, двухтемпературная модель реагирующего течения продуктов его разложения и газификации над поверхностью твердого топлива. В работе рассматриваются одномерные нестационарные процессы при зажигании и горении металлизированного твердого топлива.

Для твердого топлива, при $-\infty < x < x_s$:

$$c_1 \rho_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q_1 k_1 \rho_1 (1 - \eta) \exp(-E_1 / RT_1) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = k_1 (1 - \eta) \exp(-E_1 / RT_1). \quad (2)$$

Для газовой фазы, при $x_s < x < \infty$:

$$c_2 \rho_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} + v \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 (T_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + Q_2 k_2 \rho_2 Y \exp(-E_2 / RT_2) + 4\pi \alpha r_3^2 n (T_3 - T_2), \quad (3)$$

$$c_3 \rho_3 \left(\frac{\partial T_3}{\partial t} + w \frac{\partial T_3}{\partial x} \right) = -4\pi \alpha r_k^2 n (T_3 - T_2) + \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_0} G Q_{Al}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} = D \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - k_2 Y \exp(-E_2 / RT_2), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial x} = -G, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 w)}{\partial x} = G, \quad (7)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial x} = -\tau_{fr}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nw)}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho_2 T. \quad (10)$$

Граничные условия:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x_s, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(x_s, t)}{\partial x} + q(t), \quad T_1(x_s, t) = T_2(x_s, t),$$

$$T_3(x_s, t) = T_1(x_s, t), \quad n(x_s, t) = \frac{\rho_3(x_s, t)}{4/3\pi r_{Al,0}^3 \rho_k},$$

$$\alpha_{Al} \rho_1 u = \rho_3 w(x_s, t), \quad \rho_2(x_s, t) = p\mu / RT_2(x_s, t), \quad (11)$$

$$(1 - \alpha_{Al}) \rho_1 u = \rho_2(x_s, t) v(x_s, t),$$

$$(1 - \alpha_{Al}) \rho_1 u = (\rho_2 v Y)|_{(x_s, t)} - D \rho_2(x_s, t) \frac{\partial Y(x_s, t)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T_1(-\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y(\infty, t)}{\partial x} = 0.$$

Начальные условия:

Для $-\infty < x < x_s$:

$$T_1(x, 0) = T_0, \quad \eta(x, 0) = 0.$$

Для $x_s < x < \infty$:

$$T_2(x, 0) = T_0, \quad T_3(x, 0) = T_0, \quad Y(x, 0) = 0,$$

$$V(x, 0) = 0, \quad W(x, 0) = 0, \quad n(x, 0) = 0, \quad (12)$$

$$p(0) = p_0, \quad \rho_2(x, 0) = p_n \mu / RT_{ig}, \quad \rho_3(x, 0) = 0.$$

В системе (1)–(10): (1) – уравнение переноса тепла в твердом топливе, (2) – уравнение глубины разложения твердого топлива, (3), (4) – уравнение энергии для газовой фазы и частиц алюминия, (5) – уравнение выгорания окислителя в газовой фазе, (6) – уравнение сохранения массы газовой фазы, (7) – уравнение сохранения массы частиц, (8) – уравнение движения частиц, (9) – уравнение числа частиц в единице объема, (10) – уравнение состояния идеального газа.

Принятые обозначения: t – время; x – координата; x_s – координата положения поверхности горения; $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_{Al}, \rho_k$ – плотность твердого топлива, газа, приведенная плотность частиц (масса частиц в единице объема), алюминия, вещества частицы; T_1, T_2, T_3 – температура в твердом топливе, газовой фазы, частиц в газовой фазе; T_0 – начальная температура в твердом топливе, в газовой фазе над поверхностью твердого топлива; η – глубина превращения твердого топлива; u – линейная скорость горения твердого топлива; v, w – скорость газа и частиц; n – число частиц в единице объема; r_3, r_{Al} – радиус частицы, радиус не сгоревшего алюминия в частице; c_1, c_2, c_3 – удельная теплоемкость твердого топлива, газа при постоянном давлении, частиц; λ – коэффициент теплопроводности; Q_2 – тепловой эффект реакции в газовой фазе; Q_{Al} – эффективная теплота сгорания алюминия; k – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E – энергия активации химической реакции; R – универсальная газовая постоянная; α_{Al} – массовая доля алюминия в составе топлива

смесового твердого топлива; p – давление; p_0 , p_k – начальное и конечное давление при его изменении над поверхностью горения; t_q – момент времени отключения теплового потока к поверхности топлива; Y – концентрация окислителя в газовой фазе; D – коэффициент диффузии; μ , μ_{Al} , μ_O – средняя молярная масса газовой фазы, молекул алюминия и кислорода; G – скорость изменения массы частиц при их горении; τ_{fr} – сила трения при движении частиц в газе; α – коэффициент теплоотдачи. Индексы: 1 – конденсированная фаза (металлизированное твердое топливо), 2 – газовая фаза, 3 – частицы.

Выражения, применяемые для вычисления силы взаимодействия частиц с газом, коэффициентов сопротивления и теплоотдачи, скорости изменения массы частиц алюминия, а также уравнения, определяющие текущие значения размеров частиц и алюминия в частице описаны в работе [1]. Изменение мощности теплового потока моделируется линейным во времени изменением от величины q_0 в заданный момент времени t_q до величины $q = 0$ в заданный момент времени.

На рис. 1 представлено изменение скорости горения пороха Н, $\alpha_{Al} = 0.09$, $r_{Al,0} = 3$ мкм, $P = 14$ МПа во времени.

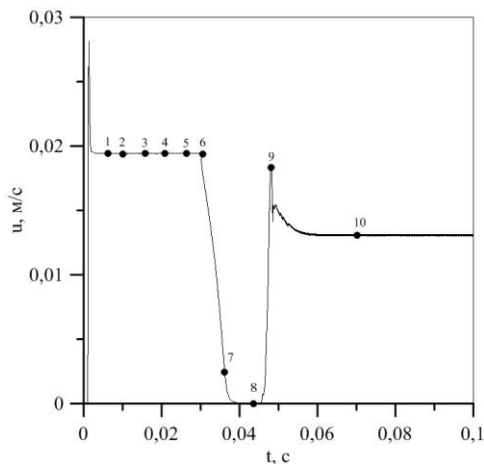


Рис. 1. Зависимость скорости горения пороха Н, $\alpha_{Al} = 0.09$, $r_{Al,0} = 3$ мкм, $P = 14$ МПа

Пронумерованными точками на рис. 1 отмечены моменты времени, для которых на рис. 2-4 построены распределения температуры, скорости и плотности газа соответственно.

Видно, что под действием теплового потока $q = 3 \cdot 10^6$ Вт/м² при $t_q = 0.03$ с порох Н с $\alpha_{Al} = 0.09$, $r_{Al,0} = 3$ мкм при $P = 14$ МПа проходит стадии:

«инертного прогрева» и начала газификации твердого топлива моменты времени;

выхода на стационарный режим горения под действием теплового потока, сопровождающийся тепловым взрывом в газовой фазе (моменты времени 1-5);

«индукционный период» с момента отключения внешнего теплового потока до выхода

на стационарный режим горения за счет теплового потока из газа к поверхности твердого топлива и стационарный режим горения при заданном давлении (моменты времени 6-10).

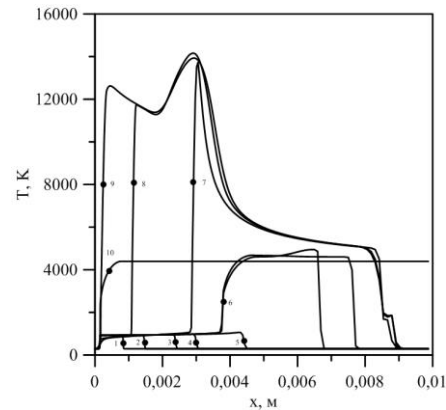


Рис. 2. Распределение температуры газа по координате в фиксированные моменты времени в твердом веществе ($x < 0,000149$ м) и в газовой фазе

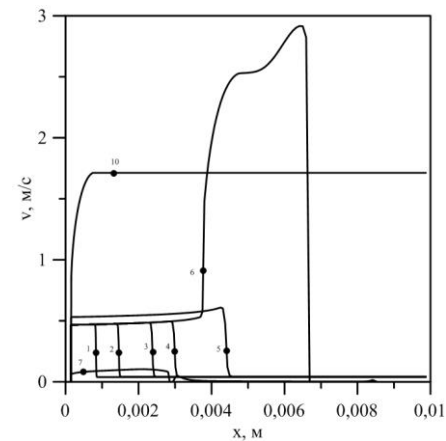


Рис. 3. Распределение скорости газа по координате в фиксированные моменты времени

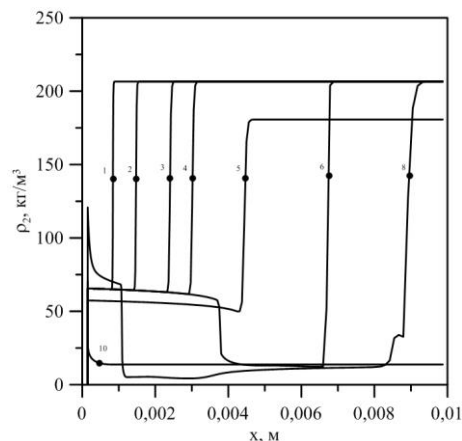


Рис. 4. Распределение скорости газа по координате в фиксированные моменты времени

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-38-00533 мол_а.

Литература

1. Порязов В. А., Крайнов А. Ю. Математическая модель и расчет нестационарной скорости горения металлизированных твердых ракетных топлив // Вестн. Том. гос. ун-та. Математика и механика. 2017. № 50. С. 99–111.

МЕТОДИКА И АЛГОРИТМ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О ЗАЖИГАНИИ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ВНЕШНИМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

В.Л. Гойко, В.А. Порязов

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Россия, г. Томск, пр. Ленина, 36
E-mail: poryazov@ftf.tsu.ru

В работе рассматриваются одномерные нестационарные процессы при зажигании и горении металлизированного твердого топлива. Записывается система уравнений, состоящая из: уравнения переноса тепла в твердом топливе; уравнения глубины разложения твердого топлива; уравнений энергии для газовой фазы и частиц алюминия; уравнение выгорания окислителя в газовой фазе; уравнения сохранения массы газовой фазы; уравнения сохранения массы частиц; уравнения движения частиц, уравнения числа частиц в единице объема, уравнения состояния идеального газа. На поверхности топлива ставятся граничные условия сохранения потоков энергии и массы компонентов. Выражения, применяемые для вычисления силы взаимодействия частиц с газом, коэффициентов сопротивления и теплоотдачи, скорости изменения массы частиц алюминия, а также уравнения, определяющие текущие значения размеров частиц и алюминия в частице описаны в работе [1].

Для твердого топлива, при $-\infty < x < x_s$:

$$c_1 \rho_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} + u \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + Q_1 k_1 \rho_1 (1 - \eta) \exp \left(-\frac{E_1}{RT_1} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} = k_1 (1 - \eta) \exp \left(-\frac{E_1}{RT_1} \right). \quad (2)$$

Для газовой фазы, при $x_s < x < \infty$:

$$c_2 \rho_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} + v \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 (T_2) \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \quad (3)$$

$$Q_2 k_2 \rho_2 Y \exp \left(-\frac{E_2}{RT_2} \right) + 4\pi \alpha r_3^2 n (T_3 - T_2),$$

$$c_3 \rho_3 \left(\frac{\partial T_3}{\partial t} + w \frac{\partial T_3}{\partial x} \right) =$$

$$-4\pi \alpha r_k^2 n (T_3 - T_2) + \frac{2\mu_{Al}}{3\mu_o} G Q_{Al}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + v \frac{\partial Y}{\partial x} = D \frac{\partial^2 Y}{\partial x^2} - k_2 Y \exp \left(-\frac{E_2}{RT_2} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 v}{\partial x} = -G, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_3 w)}{\partial x} = G, \quad (7)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial x} = -\tau_{fr}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial (nw)}{\partial x} = 0, \quad (9)$$

$$p = \frac{R}{\mu} \rho_2 T. \quad (10)$$

Граничные условия:

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1(x_s, t)}{\partial x} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(x_s, t)}{\partial x} + q(t),$$

$$T_1(x_s, t) = T_2(x_s, t), \quad T_3(x_s, t) = T_1(x_s, t),$$

$$n(x_s, t) = \frac{\rho_3(x_s, t)}{\frac{4}{3}\pi r_{Al,0}^3 \rho_k}, \quad \alpha_{Al} \rho_1 u = \rho_3 w(x_s, t),$$

$$\rho_2(x_s, t) = p \mu / RT_2(x_s, t),$$

$$(1 - \alpha_{Al}) \rho_1 u = \rho_2(x_s, t) v(x_s, t), \quad (11)$$

$$(1 - \alpha_{Al}) \rho_1 u = (\rho_2 v Y)|_{(x_s, t)} - D \rho_2(x_s, t) \frac{\partial Y(x_s, t)}{\partial x},$$

$$\frac{\partial T_1(-\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T_2(\infty, t)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial Y(\infty, t)}{\partial x} = 0.$$

Начальные условия:

Для $-\infty < x < x_s$:

$$T_1(x, 0) = T_0, \quad \eta(x, 0) = 0.$$

Для $x_s < x < \infty$:

$$T_2(x, 0) = T_0, \quad T_3(x, 0) = T_0, \quad Y(x, 0) = 0,$$

$$V(x, 0) = 0, \quad W(x, 0) = 0, \quad n(x, 0) = 0, \quad (12)$$

$$p(0) = p_0, \quad \rho_2(x, 0) = p_n \mu / RT_{ig}, \quad \rho_3(x, 0) = 0.$$

В системе (1)-(10): (1) – уравнение переноса тепла в твердом топливе, (2) – уравнение глубины разложения твердого топлива, (3), (4) – уравнение энергии для газовой фазы и частиц алюминия, (5) – уравнение выгорания окислителя в газовой фазе, (6) – уравнение сохранения массы газовой фазы, (7) – уравнение сохранения массы частиц, (8) – уравнение движения частиц, (9) – уравнение числа частиц в единице объема, (10) – уравнение состояния идеального газа.

Принятые обозначения: t – время; x – координата; x_s – координата положения поверхности горения; $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_{Al}, \rho_k$ – плотность твердого топлива, газа, приведенная плотность частиц (масса частиц в единице объема), алюминия, вещества частицы; T_1, T_2, T_3 – температура в твердом топливе, газовой фазе, частиц в газовой фазе; T_0 – начальная температура в

твердом топливе, в газовой фазе над поверхностью твердого топлива; η – глубина превращения твердого топлива; u – линейная скорость горения твердого топлива; v , w – скорость газа и частиц; n – число частиц в единице объема; r_3 , r_{Al} – радиус частицы, радиус не сгоревшего алюминия в частице; c_1 , c_2 , c_3 – удельная теплоемкость твердого топлива, газа при постоянном давлении, частиц; λ – коэффициент теплопроводности; Q_2 – тепловой эффект реакции в газовой фазе; Q_{Al} – эффективная теплота сгорания алюминия; k – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса; E – энергия активации химической реакции; R – универсальная газовая постоянная; α_{Al} – массовая доля алюминия в составе топлива смесового твердого топлива; p – давление; p_0 , p_k – начальное и конечное давление при его изменении над поверхностью горения; t_q – момент времени отключения теплового потока к поверхности топлива; Y – концентрация окислителя в газовой фазе; D – коэффициент диффузии; μ , μ_{Al} , μ_o – средняя молярная масса газовой фазы, молекул алюминия и кислорода; G – скорость изменения массы частиц при их горении; τ_{fr} – сила трения при движении частиц в газе; α – коэффициент теплоотдачи. Индексы: 1 – конденсированная фаза (металлизированное твердое топливо), 2 – газовая фаза, 3 – частицы.

Выражения, применяемые для вычисления силы взаимодействия частиц с газом, коэффициентов сопротивления и теплоотдачи, скорости изменения массы частиц алюминия, а также уравнения, определяющие текущие значения размеров частиц и алюминия в частице описаны в работе [1]. Изменение мощности теплового потока моделируется линейным во времени изменением от величины q_0 в заданный момент времени t_q до величины $q = 0$ в заданный момент времени.

Система уравнений (1)-(10) с краевыми условиями (11) и выражениями для вычисления правых частей в уравнениях описывает процесс зажигания металлизированного твердого топлива с учетом периода выхода на режим горения без подвода энергии от внешнего источника.

При $x = x_s$ ставятся граничные условия (11), имеющие смысл законов сохранения энергии с учетом затрат тепла на испарение связки; сохранения массы компонентов, оттекающих от поверхности горения: сохранения массы газа, массы окислителя в составе газа, массы частиц алюминия. Предполагается, что частицы (капли) алюминия, отрывающиеся от поверхности имеют температуру поверхности, их скорость относительно поверхности горения равна линейной скорости горения.

В период зажигания предполагается, что скорость движения границы фаз (поверхности горения) $u = 0$ до момента достижения глубины

превращения к-фазы на поверхности топлива значения, равного $\eta = 0.99$.

До момента достижения глубины превращения к-фазы на поверхности топлива значения $\eta = 0.99$ тепло, приходящее от источника воспламенения на поверхность топлива, распределяется между к-фазой и газовой фазой над поверхностью топлива. В твердой фазе перенос тепла вглубь к-фазы от поверхности осуществляется кондукцией. В газовой фазе перенос тепла от поверхности к-фазы осуществляется кондукцией и конвекцией. Конвекция возникает из-за теплового расширения газа, находящегося в изобарических условиях.

После достижения глубины превращения к-фазы на поверхности топлива значения $\eta = 0.99$ начинается движение границы фаз (поверхности топлива). При этом в газовую фазу над поверхностью топлива начинается приход продуктов газификации к-фазы и частиц алюминия. В газовой фазе постепенно развиваются реакции в газовой фазе, разогрев частиц алюминия до температуры воспламенения частиц алюминия, и последующее горение.

Система уравнений (1)-(10) решалась численно. Уравнения (1), (3), (5) аппроксимировались неявной разностной схемой. Конвективные слагаемые аппроксимировались разностями против потока. Полученная система линейных уравнений относительно сеточных неизвестных функций решалась методом прогонки. Уравнения (1) и (3) аппроксимировались 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 (10) при известном давлении определялась плотность газа. Из уравнения (5) вычислялось выгорание окислителя на $n+1$ -ом временном слое. Уравнение (5) аппроксимировалось неявной разностной схемой с использованием разностей против потока для аппроксимации конвективного слагаемого. Уравнения (4), (6)-(9) решались по явной разностной схеме с использованием аппроксимации конвективных слагаемых разностями против потока. Для устойчивости численного решения использовалось условие устойчивости вида $\Delta t < \Delta x / \max[v_i]$, где Δt – величина шага по времени, Δx – величина шага по пространству, u_i – величина скорости в точках разностной сетки. Из уравнения сохранения массы (6), при известных значениях плотности на (n) -том и $(n+1)$ -ом временных слоях бегущим счетом определялась скорость движения газовой фазы.

Решение строилось в соответствии со следующим алгоритмом вычисления значений неизвестных на $(n+1)$ -ом временном слое (счет шага по времени): вычисляется значение выражений правых частей на $(n+1)$ -ом временном слое; вычислялось глубина превращения твердого топлива на $(n+1)$ -ом временном слое из уравнения (2), записанного в разностной форме; вычисляется

величина линейной скорости горения; вычислялось выгорание окислителя на $(n+1)$ -ом временном слое из уравнения (5), записанного в разностной форме; температура газа на $(n+1)$ -ом временном слое из решения уравнений уравнения (1) и (3) с граничными условиями IV рода; плотность газа из уравнения (10) при заданном давлении над поверхностью горения; скорость газа из (6); температура частиц из (4); скорость движения частиц из (8); количество частиц в единице объема из (9); распределенную плотность частиц из (7); на основе полученных данных температурного распределения у поверхности горения, с использованием формул для расчета величины скорости горения данного вида топлива, вычисляется линейная скорость горения.

Скорость движения конденсированной фазы, u , которая является линейной скоростью горения газифицирующегося твердого топлива, 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), (6).

Расчеты проводились для значений теплофизических и формально-кинетических параметров, характерных для пороха Н: $\lambda_1 = 0.25 \text{ Вт/(м·К)}$, $\lambda_2 = 0.066 \text{ Вт/(м·К)}$, $Q_1 = 556800 \text{ Дж/кг}$, $Q_2 = 2435300 \text{ Дж/кг}$, $Q_{Al} = 36.51 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $E_1 = 80000 \text{ Дж/моль}$, $E_2 = 186107 \text{ Дж/моль}$, $k_1 = 2 \cdot 10^9 \text{ 1/с}$, $k_2 = 3.92 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $k_{Al} = 2.22 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{1.5}/\text{с}$, $a = 0.5$, $c_1 = 1465 \text{ Дж/(кг·К)}$, $c_2 = 1466 \text{ Дж/(кг·К)}$, $c_3 = 760 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho_1 = 1600 \text{ кг/м}^3$, $\rho_k = 2600 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{Al} = 2600 \text{ кг/м}^3$, $R = 8.31 \text{ Дж/(моль·К)}$, $T_0 = 293 \text{ К}$, $T_{ig} = 1300 \text{ К}$.

Коэффициент диффузии вычисляется через число Льюиса: $D_2 = Le \lambda_2 / (c_2 \rho_2)$, число Льюиса принято $Le = 1$. Температура воспламенения частиц алюминия принята равной 1300 К .

Проведены тестовые расчеты зажигания твердого топлива с добавлением частиц алюминия тепловой поток от источника зажигания $q_{ign} = 3 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, $\alpha_{Al} = 0.09$, $P = 10 \text{ МПа}$, $t_q = 0.03 \text{ с}$.

На рис. 1 представлено изменение скорости горения и температуры поверхности пороха Н с добавлением порошка алюминия $\alpha_{Al} = 0.09$ и $r_{Al,0} = 3 \text{ мкм}$ во времени. Видно, что воздействие теплового потока $q_{ign} = 3 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$ в течении времени $t_q = 0.03 \text{ с}$ приводит к зажиганию топлива и выходу на стационарный режим горения без подвода тепла от внешнего источника.

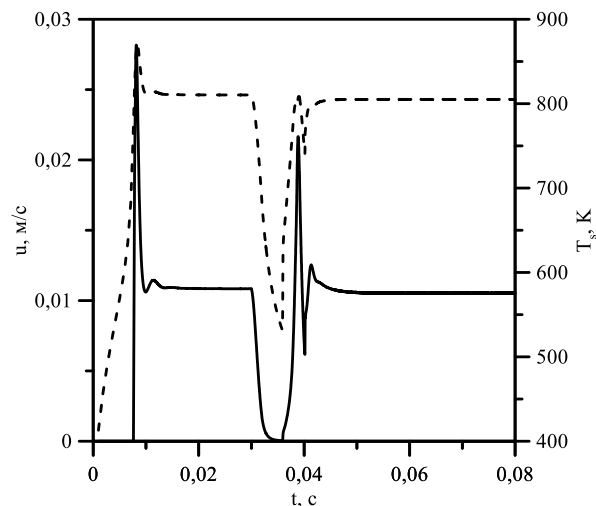


Рис. 1. Зависимость скорости горения и температуры поверхности пороха Н от времени. $r_{Al,0} = 3 \text{ мкм}$,

$\alpha_{Al} = 0.09$, $P = 10 \text{ МПа}$, $q = 3 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$, $t_q = 0.03 \text{ с}$

Видно, что предложенная физико-математическая модель и методика численного решения позволяет исследовать процессы зажигания и выхода на стационарный режим горения металлизированного твердого топлива под действием внешнего теплового потока.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-38-00533 мол_а.

Литература

Порязов В. А., Крайнов А. Ю. Математическая модель и расчет нестационарной скорости горения металлизированных твердых ракетных топлив // Вестн Том. гос. ун-та. Математика и механика. 2017. № 50. С. 99–111.

РЕАЛИЗАЦИЯ СТРУКТУРНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО СИНТЕЗА БАЛЛИСТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Н.В. Быков, М.С. Товарнов

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет)

105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1

E-mail: tovarnov@bmstu.ru

Комбинированная баллистическая установка представляет собой осесимметричную трубу с набором сред (рис. 1). Составляющими частями модели установки являются:

- геометрия: задается профилем сечения $S(x)$, который может генерироваться произвольно, за исключением того требования, что $S(x)$ – невозрастающая функция.

- набор сред: каждая среда характеризуется типом, который несет за собой соответствующие математические модели, и геометрическим расположением в начальный момент времени (место в общем порядке расположения сред в трубе, длина участка), а также начальными условиями (начальными значениями параметров – давления, плотности и т.п.).

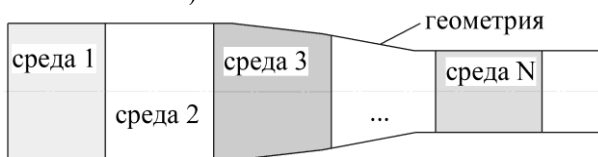


Рис. 1. Схема баллистической установки

Задача структурно-параметрического синтеза (СПС) состоит в получении оптимальных структур и оптимальных параметров комбинированных установок с набором от 1 до N различных сред в различном расположении по выбранному критерию.

Алгоритм поиска рациональных параметров

Оптимизация структуры и параметров установок комбинированного метания (УКМ) относится к задаче глобальной оптимизации. Обзор методов глобальной оптимизации приводится, например, в работах [1-3]. Все известные методы глобальной оптимизации можно разделить на две категории: детерминированные и стохастические. Среди многих стохастических алгоритмов наиболее каноническим и универсальным методом, способным решать задачи СПС, является генетический алгоритм (ГА) [4, 5]. Подходящим алгоритмом для параметрической оптимизации является метод последовательного квадратичного программирования (SQP) [6]. Данный метод решает оптимизационную задачу при параметрических ограничениях различного вида. Метод использует данные о градиенте исследуемой функции, однако при отсутствии функции вычисления градиента, он вычисляется численно.

Таким образом, алгоритм поиска рациональных параметров УКМ представляет собой комбинацию стохастического ГА и алгоритма детерминированного SQP поиска. ГА применяется

для определения субоптимального множества структурных вариантов, далее к этому множеству применяется детерминированный SQP метод оптимизации с целью точной параметрической оптимизации.

Для применения ГА для решения задачи СПС УКМ были разработаны основные компоненты ГА, такие как метод кодирования потенциального решения, генетические операторы кроссовера и мутации, метод отбора родителей и фитнес-функция, позволяющая оценивать потенциальные решения в условиях функциональных ограничений. Также каждая хромосома, отвечающая за структуру и параметры отдельного решения, определяет пространство решений для точной параметрической оптимизации.

Кодирование признаков, представленных вещественными числами, производится при помощи вещественного кодирования (RCGA). Описание кодирования RCGA и сопутствующих операторов кроссовера и мутации можно найти в [7-9].

При кодировании дискретных качественных признаков применяется ген, значение которого равняется натуральному числу, соответствующему индексу варианта признака. Конечное число вариантов кодируется натуральными числами $s \in [0, n)$, $s \in \mathbb{N}$, где n – количество вариантов.

Оператор скрещивания для данного вида генов производит случайный выбор между значениями генов-родителей. Оператор мутации данного вида гена заключается в случайном выборе нового значения из всего множества дискретных вариантов за исключением своего текущего значения.

Кодирование дискретных интервальных признаков является комбинацией двух предыдущих типов. С одной стороны, набор значений, которые может принять признак, конечен. С другой стороны значения этих признаков поддаются ранжированию, т.е. сравнению между собой, что дает возможность применять дискретные варианты вещественных операторов скрещивания и мутации. Примером такого признака является количество дискретных элементов структуры определенного типа.

Представление хромосомы УКМ

Хромосома УКМ содержит в себе следующую информацию: геометрию канала ствола; набор и последовательность сред, расположенных в канале ствола; начальные параметры сред, расположенных в канале ствола; характеристики границ раздела сред.

Геометрия канала ствола (рис. 2) представляется в виде композиции из первичного (зона I) и вторичного (зона II) цилиндрических баллистических стволов с набором конических переходников между ними (зона III). Геометрия переходников определяется парами чисел «диаметр – расстояние до соседней точки» (точки d_i и l_i). При этом и d_i , и l_i являются вещественными генами в хромосоме. Границы возможных значений задаются в качестве начальных условий и условий убывания функции площади сечения по длине.

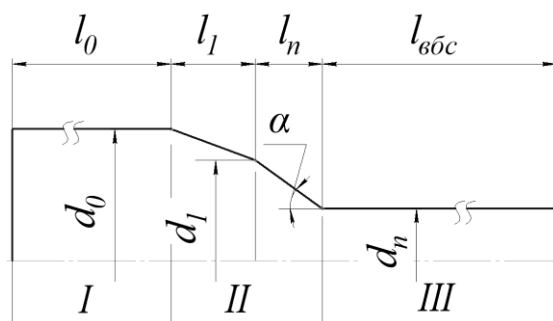


Рис. 2. Геометрия канала ствола

Математические модели сред, находящихся в УКМ, подробно описаны в [10].

Начальными параметрами для каждой среды типа «газопороховая смесь» являются: масса навески пороха ω_{pow} ; плотность заряжания Δ ; время начала воспламенения $t_{воспл}$; марка пороха. Каждой марке пороха соответствует набор констант, описанных в [11]. Параметры ω_{pow} , Δ и $t_{воспл}$ описываются непрерывными вещественными генами. Марка пороха описывается дискретным качественным геном X^{pow} .

Начальными параметрами для каждой среды типа «сжатый газ» являются начальное давление p ; осевая длина области, заполненной газом l ; тип газа. Параметры p и l описываются непрерывными вещественными генами. Тип газа описывается дискретным качественным геном X^{gas} .

Единственным начальным параметром для каждой среды типа «деформируемая среда» является масса пластического поршня $\omega_{пл}$, описываемая непрерывным вещественным геном.

Каждая граница сред представляет собой непроницаемую перегородку, имеющую массу m . Движение границы происходит под действием сил давления соседних сред с границей. Движение границы начинается при условии превышения разницы давлений некоторого порога $p_{форс}$. Оба параметра описываются непрерывными вещественными генами.

Представление набора и последовательности сред кодируются при помощи составного гена переменной длины X^{struct} (рис. 3). Тип среды кодируется геном, имеющим дискретное количество несравнимых значений. Каждое из значений отвечает за конкретный тип среды (0-газопороховая смесь, 1-пластический поршень, 2-газ и т.д.).

На каждый ген в данной последовательности хранятся наборы генов, описывающих начальные

параметры соответствующей среды. Т.е. в хромосоме УКМ хранится список с наборами генов, хранящих информацию о начальных параметрах сред.

$$X^{struct} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 1 & 2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \Delta_1 \\ t_1 \\ X_1^{pow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_{пл1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_2 \\ \Delta_2 \\ t_2 \\ X_2^{pow} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_{пл2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ l_1 \\ X_1^{gas} \end{bmatrix}$$

Рис. 3. Ген набора и последовательности сред

Оператор кроссовера и мутации для составного гена переменной длины представляет собой модификацию одноточечного оператора кроссовера и мутации, применяемого при побитовом кодировании [4].

Особенности программной реализации алгоритма

Методика СПС УКМ реализована в виде программного комплекса для параллельного расчёта на вычислительном кластере. Комплекс реализован в стиле распределенного программирования [12] с использованием реактивного подхода [13] для синхронизации потоков. Данный подход обеспечивает возможность максимального масштабирования программного комплекса. Реализованный генетический алгоритм адаптирован под эффективное использование вычислительных мощностей кластера.

Результаты поиска рациональных параметров УКМ

Поиск рациональных параметров УКМ проводился в следующей постановке:

- масса метаемого элемента 23 г;
- калибр первичного баллистического ствола 23 мм;
- максимальное давление в стволе не превышает 7000 атм;
- приемлемое давление в канале ствола до 4000 атм;
- максимальная длина первичного ствола 2 м;
- максимальная длина вторичного ствола 7 м;
- минимальный калибр вторичного ствола 10 мм.

Определялась структура и начальные параметры баллистической сборки, геометрия конических переходников между баллистическими стволами, при которых достигается максимальная дульная скорость метаемого элемента.

В качестве целевой функции для решения поставленной задачи была взята следующая функция:

$$fit = V_{дульн} - f_{штраф}(p_{max}) \rightarrow \max,$$

где $V_{дульн}$ – дульная скорость элемента (м/с); p_{max} – максимальное давление в стволе, полученное в течение расчета (Па); $f_{штраф}$ – штрафная функция вида:

$$f_{\text{штраф}}(p_{\text{max}}) = \begin{cases} 0, & \text{if } p_{\text{max}} \leq 4 \cdot 10^8 \text{ Па} \\ 2 \cdot 10^{-5} p_{\text{max}} - 8 \cdot 10^3, & \text{if } p_{\text{max}} > 4 \cdot 10^8 \text{ Па} \end{cases}$$

В таблице 1 приведены значения диапазонов возможных значений непрерывных вещественных генов, входящих в хромосому УКМ.

Таблица 1. Диапазоны вещественных генов

Обозначение параметра	Характеристики		
	Размерность	Миним. значение	Максим. значение
d	мм	10	23
l_i	мм	1	500
l_0	мм	100	2000
$\omega_{\text{пов}}$	г	10	100
Δ	кг/м ³	500	900
$t_{\text{воспл}}$	мс	0	2
$\omega_{\text{ПП}}$	г	20	150
p	атм	1	500
l_{gas}	мм	50	2000
$p_{\text{форс}}$	атм	1	100
m	г	10	300

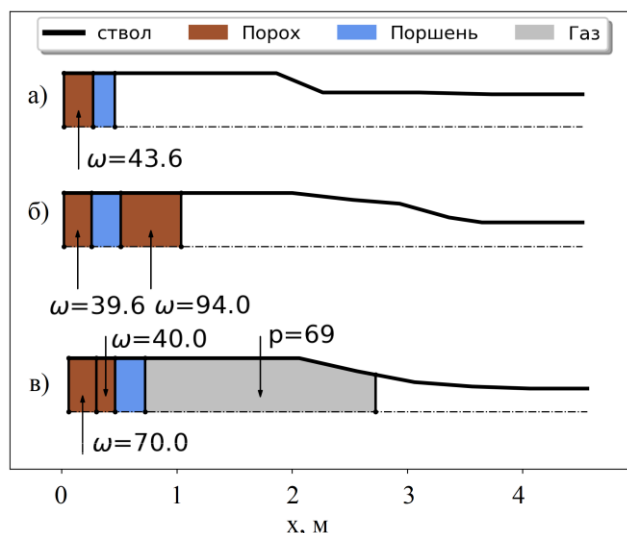
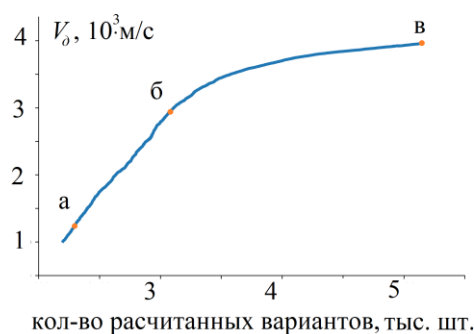


Рис. 4. Результаты СПС УКМ

Возможные марки порохов: 4\1, 4\1 фл, 4\7, 4\7 св, 5\1, 5\1 х-10, 5\1 х-20, 6\7 гр, 7\1, 7\7, 7\14, 8\1 тр, 8\7. Их характеристики можно найти в [11].

Размер динамичной популяции ГА составлял 330 особей. Вероятность кроссовера при запросе нового решения равнялась 0,7, мутации – 0,25, создания полностью новой случайной хромосомы – 0,05.

В результате расчета были найдены структуры УКМ, способные разгонять метаемый элемент на скорости вплоть до 4025 м/с при заданных ограничениях на параметры и структуру УКМ.

На рисунке 4 показан график совершенствования лучших решений, а также показаны различные структуры УКМ для различных дульных скоростей.

Литература

1. Минаков И.А. Сравнительный анализ нескольких методов случайного поиска и оптимизации // Изв. Самар. Науч. центра РАН. – № 2. 1999. – С. 286-293.
2. Захарова Е.М., Минашина И.К. Обзор методов многомерной оптимизации // Информационные процессы, Том 14, № 3, 2014, стр. 256–274.
3. Певнева А. Г. Построение классификации методов глобальной оптимизации // Международный научно-исследовательский журнал. 2012. №2 (2). С. 16-23.
4. Chambers L. D. (Ed.) Partical Handbook of Genetic Algorithms/ CRC Press, Boca Raton FL, 1995. Т. 1. 560 s.; Т. 2. 448 s.
5. Карпенко А.П. Современные алгоритмы поисковой оптимизации. Алгоритмы, вдохновленные природой: учебное пособие / А.П. Карпенко. Москва : Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014. 446 с.
6. Philip E. Gill, Walter Murray SNOPT: An SQP Algorithm for Large-Scale Constrained Optimization // SIAM Review, 2005 Vol. 47, No. 1. pp. 99-131.
7. Тенев В.А. Применение генетических алгоритмов с вещественным кроссовером для минимизации функций большой размерности // Интеллектуальные системы в производстве. –2006. 1. С. 93-107.
8. Herrera, Tackling real-coded genetic algorithms: operators and tools for the behaviour analysis / F. Herrera, M. Lozano, J. L. Verdegay // Artificial Intelligence Review. 1998. Vol. 12, № 4. P. 265–319.
9. Eshelman, L. J. Real-Coded Genetic Algorithms and Interval-Schemata / L. J. D ri San Mateo : Morgan Kaufm . Schaffer // Foundations of Genetic Alg s 2. 3. P. 187-202.
10. Быков Н.В., Нестеренко Е.А. Математическое моделирование и визуализация внутрикамерных процессов в баллистических установках с гидродинамическим эффектом // Научная визуализация. 2015. №1. С. 66-77.
11. Физические основы устройства и функционирования стрелковопушечного, артиллерийского и ракетного оружия. Часть I. Физические основы устройства и функционирования стрелково-пушечного и артиллерийского оружия: Учебник для вузов / Под ред. чл.- кор. РАН А. А. Королева и чл.- кор. МАНПО В. Г. Кучерова; ВолГТУ. - Волгоград, 2002.
12. Andrews, Gregory R. Foundations of Multithreaded, Parallel, and Distributed Programming, Addison-Wesley, ISBN 0-201-35752-6.
13. Lee Campbell Introduction to Rx: A step by step guide to the Reactive Extensions to .NET ASIN: B008GM3YPM

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА С ПОВЕРХНОСТНО-МОДИФИЦИРОВАННЫМ СЛОЕМ

Емельянова Е.С., Романова В.А., Балохонов Р.Р., Сергеев М.В.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
634055, пр. Академический 2/4, Томск, Россия
E-mail: emelianova@ispms.tsc.ru

Введение. Материалы с модифицированными поверхностными слоями обладают специфическими физико-механическими свойствами, определяемыми методом обработки поверхности, составом модифицированных поверхностных слоев и основного материала, геометрией границы раздела толщиной поверхностного слоя и т.д. Изучение деформационного поведения таких материалов является крайне важным как для инженерных приложений, так и для научно-исследовательских задач. В работе проведен численный анализ деформационного поведения поликристаллического титана с явным учетом модифицированной структуры поверхностного слоя, подвергнутого ультразвуковой обработке (УЗО). Исследуется влияние УЗО модифицированного поверхностного слоя на деформационные процессы на поверхности и в объеме, локализацию пластической деформации и эволюцию деформационного рельефа в условиях одноосного растяжения.

Определяющие соотношения на основе теории пластичности кристаллов. Для учета анизотропии упругопластических свойств на микроуровне, связанной со строением кристаллической решетки, определяющие соотношения построены на основе физической теории пластичности кристаллов [1-4]. В рамках этой теории поликристалл рассматривается как совокупность монокристаллов с различной ориентацией кристаллографических осей относительно глобальной системы координат, связанной с геометрией образца (рис. 1). Такой подход является принципиально значимым для материалов с ограниченным набором систем скольжения и связанной с этим высокой степенью упругопластической анизотропии на уровне зерен.

Компоненты тензоров напряжений и деформаций связаны обобщенным законом Гука, который с учетом представления тензора полных деформаций $\dot{\varepsilon}_{kl}$ в виде суммы упругой ε_{ij}^e и пластической ε_{ij}^p составляющих запишется в виде:

$$\dot{\sigma}_{ij} = C_{ijkl} (\dot{\varepsilon}_{kl} - \dot{\varepsilon}_{kl}^p), \quad (1)$$

где σ_{ij} – компоненты тензора напряжений, C_{ijkl} – тензор упругих модулей.

Тензор пластических деформаций $\dot{\varepsilon}_{ij}^p$ определялся в рамках физической теории пластичности [3], в явном виде учитывающей кристаллографическую ориентацию зерен и, соответственно, систем скольжения, относительно системы координат образца:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \dot{\gamma}^{(\alpha)} (s_i^{(\alpha)} m_j^{(\alpha)} + s_j^{(\alpha)} m_i^{(\alpha)}). \quad (2)$$

Здесь $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ – скорость пластического сдвига в системе скольжения α , $s_i^{(\alpha)}$ и $m_i^{(\alpha)}$ – компоненты векторов направления скольжения и нормали к плоскости скольжения соответственно.

В условиях квазистатического нагружения при комнатной температуре скорость пластического сдвига $\dot{\gamma}^{(\alpha)}$ определяется следующим образом [2-4]:

$$\dot{\gamma}^{(\alpha)} = \dot{\gamma}_0 \left| \frac{\tau^{(\alpha)}}{\tau_*^{(\alpha)}} \right|^v \text{sign}(\tau^{(\alpha)}), \quad (3)$$

где $\dot{\gamma}_0$ – начальная скорость сдвига, одинаковая для всех систем скольжения; $\tau^{(\alpha)} = s_i^{(\alpha)} \sigma_{ij} m_j^{(\alpha)}$ – сдвиговое напряжение $\tau^{(\alpha)}$, действующее на системе скольжения α ; v – коэффициент, определяющий скоростную чувствительность, и $\tau_*^{(\alpha)}$ – критическое значение сдвигового напряжения, при котором система скольжения становится активной, [3]:

$$\tau_*^{(\alpha)} = \tau_0^{(\alpha)} + k \left(1 - \exp(-\varepsilon_{eq}^p / b) \right) + k_1 D^{-1/2}, \quad (4)$$

где ε_{eq}^p – интенсивность накопленных пластических деформаций, $\tau_0^{(\alpha)}$ – начальное критическое напряжение сдвига на системе скольжения α , k и b – аппроксимационные коэффициенты, k_1 – коэффициент зернограницного упрочнения, D – диаметр зерна, в численной реализации определенный как диаметр сферы такого же объема.

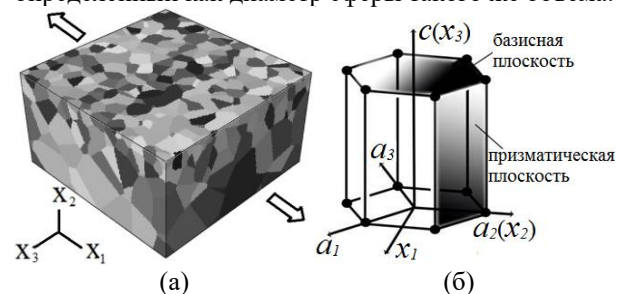


Рис. 1. Модель поликристаллической структуры (а) и кристаллографическая схема ГПУ кристалла (б).

Для моделирования упруго-пластического поведения зерен титана определяющие соотношения (1)-(4) были записаны с учетом особенностей кристаллического строения гексагональных кристаллов. Для описания гексагональной

плотнупакованной (ГПУ) решетки, которой характеризуется титан, используют 4 кристаллографических оси, одна из которых, c , является осью призмы, а три других, a_i , лежат в базисной плоскости под углом 120° относительно друг друга (рис. 16). Поскольку определяющие соотношения сформулированы в декартовой системе координат, в численной реализации в каждом зерне вводится локальная прямоугольная система координат, ориентированная относительно кристаллографических направлений как показано на рис. 16.

В условиях квазистатического нагружения при комнатной температуре в титане могут быть активными четыре основные системы скольжения: призматические $\{10\bar{1}0\}\langle\bar{1}210\rangle$, базисные $\{0001\}\langle\bar{1}210\rangle$, пирамидальные $\langle a \rangle \{10\bar{1}1\}\langle\bar{1}210\rangle$ и пирамидальные $\langle c+a \rangle \{10\bar{1}1\}\langle\bar{2}1\bar{1}3\rangle$. В результате симметрии ГПУ кристалла существует несколько эквивалентных систем скольжения каждого типа: 3 призматических, 3 базисных, 6 пирамидальных $\langle a \rangle$ и 12 пирамидальных $\langle c+a \rangle$. Критические сдвиговые напряжения на призматических системах в два раза ниже, чем на базисных, и в три раза ниже, чем на пирамидальных [5-6]. В связи с этим в настоящей работе учитывался только вклад призматических и базисных систем. Более подробно математическая постановка краевой задачи приведена в [3].

На основе экспериментальных данных [7-9] методом пошагового заполнения построены трехмерные поликристаллические структуры, содержащие 543 зерна, с градиентным изменением объема зерна по глубине образца. Схема одноосного растяжения поликристаллической структуры приведена на рис. 1а. Определяющие соотношения вводились в общую систему уравнений механики в динамической постановке. Краевая задача о нагружении поликристалла решалась численно, методом конечных элементов.

Результаты моделирования. В соответствии с экспериментами [7-9] расчеты проводились для двух различных моделей материала, в которых модифицированный слой удален до глубины 20 мкм и 50 мкм от модифицированной поверхности соответственно.

В первом случае, согласно экспериментам [7-9], размер зерна по глубине модифицированного слоя изменяется от нанометров на поверхности до нескольких десятков микрон в основном материале. В нанокристаллическом поверхностном слое механизмы дислокационного скольжения заблокированы, поэтому представляется корректным учитывать его в модели как слой аморфного материала. Наличие этого слоя приводит к подавлению эффекта апельсиновой корки - деформационного рельефа, обусловленного относительным смещением отдельных зерен перпендикулярно свободной поверхности. По мере удаления от поверхности размер зерна увеличивается и, в соответствии с законом Холла-Петча, снижаются напряжения течения в зернах

(рис. 2). Напряженно-деформированное состояние (НДС) характеризуется существенной неоднородностью, которая еще больше усугубляется наличием зерен, размер которых отличается на порядки.

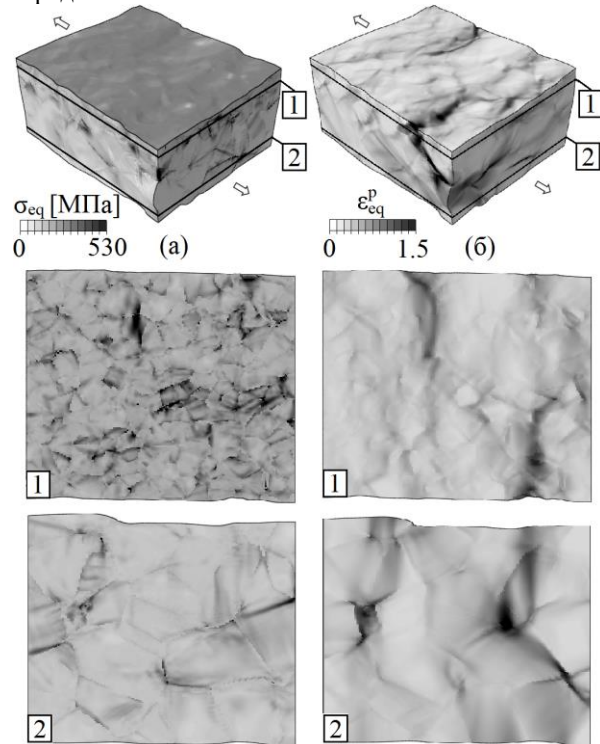


Рис. 2. Интенсивность напряжений (а) и пластических деформаций (б) в сечениях, расположенных на разной глубине от поверхности в модельном образце с удаленным до глубины 20 мкм модифицированным слоем.

Согласно экспериментальным данным [8], в случае снятия модифицированного слоя толщиной 50 мкм зерна в поверхностном слое не отличаются по размеру и форме от зерен основного материала, но характеризуются наличием двойников, образовавшихся в результате УЗО. Учет влияния двойников на деформационный отклик поверхностных зерен учитывался в моделях неявно, через вклады в упрочнение. Уже на начальном этапе пластического деформирования (1-2%) на уровне зерен развивается существенно неоднородное НДС. Это связано с ограниченным набором систем скольжения, которые могут быть активированы в поликристаллическом титане при комнатной температуре в условиях квазистатического нагружения. Наличие двойников дополнительно затрудняет дислокационное скольжение в поверхностном слое зерен. В результате отдельные зерна, неблагоприятно ориентированные по отношению к нагрузке, остаются упруго-деформированными или вовлекаются в пластическую деформацию на поздних стадиях нагружения. Деформационная аккомодация таких зерен происходит за счет их жесткого поворота или пластического течения и поворота соседних зерен. В общем случае зерно может одновременно испытывать дислокационное скольжение и поворот [7].

Исследования влияния микроструктуры, характерной для экспериментальных образцов после снятия УЗО модифицированного слоя толщиной 50 микрон, на формирование и эволюцию деформационного рельефа в процессе одноосного растяжения показали, что наличие двойников не оказывает существенного влияния на характеристики деформационного рельефа по сравнению с материалом в состоянии поставки. Деформационный рельеф формируется уже на начальной стадии пластического течения (рис. 3а) и становится более выраженным с увеличением степени деформации (рис. 3б).

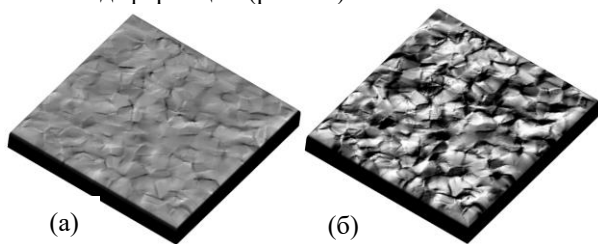


Рис. 3. Деформационный рельеф на поверхности модельного УЗО модифицированного титана (поверхностный слой удален на толщину 50 мкм) при деформации 2.8% (а) и 15% (б).

При этом можно выделить два характерных масштаба смещений, обусловленных различными механизмами. На уровне зерен смещения происходят по межзеренным границам, что соответствует экспериментальным наблюдениям (orange peel pattern). На мезоуровне развиваются деформационные складки, образованные коллективным смещением зеренных кластеров (рис. 3).

Аналогичный анализ, проведенный для УЗО модифицированных образцов титана после снятия поверхностного слоя толщиной 20 мкм, показал, что наличие нанокристаллического поверхностного слоя с подавленной способностью к дислокационному скольжению приводит также к менее выраженным смещениям на уровне зерен. Однако на высоту и ширину мезоскопических рельефных складок, образованных за счет коллективного смещения групп зерен, наличие нанокристаллического слоя практически не влияет. Формирование деформационного рельефа напрямую коррелирует с полями напряжений, действующими в объеме материала по нормали к поверхности (рис. 3). Возникновение нормальных микронапряжений в условиях одноосного растяжения связано с наличием зеренной структуры. Наиболее высокий уровень концентрации напряжений наблюдается вблизи границ зерен с наибольшей степенью разориентации кристаллографических осей.

Заключение. В соответствии с экспериментами для поликристаллического титана с УЗО модифицированным поверхностным слоем были построены модельные микроструктуры, учитывающие изменение размера зерна по глубине образца. Проведены расчеты для двух различных моделей материала, в которых модифицированный

слой удален до глубины 20 мкм и 50 мкм соответственно. Численный анализ показал следующее.

В первом случае наличие нанокристаллического поверхностного слоя со сниженной способностью к дислокационному скольжению приводит к подавлению деформационного рельефа, обусловленного относительным смещением отдельных зерен перпендикулярно свободной поверхности, но на высоту и ширину мезоскопических рельефных складок, образованных за счет коллективного смещения групп зерен, практически не влияет. НДС в таком материале характеризуется существенной неоднородностью, связанной с различающимися в несколько раз размерами зерен: от нанометров на поверхности до нескольких десятков микрон в основном материале.

Во втором случае зерна в поверхностном слое не отличаются по размеру и форме от зерен основного материала, но характеризуются наличием двойников, образовавшихся в результате УЗО и затрудняющих дислокационное скольжение. В результате отдельные зерна, неблагоприятно ориентированные по отношению к нагрузке, остаются упруго-деформированными или вовлекаются в пластическую деформацию на поздних стадиях нагружения.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 17-08-00643 А.

Литература

- Guilhem Y., Basseville S., Curtit F., [et al.]. Numerical investigations of the free surface effect in three-dimensional polycrystalline aggregates. *Comput. Mater. Sci.* 2013. Vol. 70. P. 150–162. doi:10.1016/j.commatsci.2012.11.052
- Diehl M., An D., Shanthraj P., [et al.]. Crystal plasticity study on stress and strain partitioning in a measured 3D dual phase steel microstructure. *Phys. Mesomech.* 2017. Vol. 20, Is. 3. P. 311–323.
- Romanova V.A., Balokhonov R.R., Panin A.V., [et al.]. Micromechanical model of deformation-induced surface roughening in polycrystalline materials. *Phys. Mesomech.* 2017. Vol. 20, Is. 3. P. 324–333.
- Trusov P.V., Shveykin A.I. Multilevel crystal plasticity models of single- and polycrystals. *Phys. Mesomech.* 2013. Vol. 16. P. 99–124. doi: 10.1134/s1029959913020021
- Wang L., Barabash R.I., Yang Y., [et al.]. Experimental characterization and crystal plasticity modeling of heterogeneous deformation in polycrystalline α -Ti. *Metall. Mater. Trans. A.* 2007. Vol. 42. P. 626–635.
- Alankar A., Eisenlohr P., Raabe D. A dislocation density-based crystal plasticity constitutive model for prismatic slip in α -titanium. *Acta Mater.* 2011. Vol. 59. P. 7003–7009. doi:10.1016/j.actamat.2011.07.053
- Romanova V., Balokhonov R., Panin A., [et al.]. Micro- and mesomechanical aspects of deformation-induced surface roughening in polycrystalline titanium. *Mat. Sci. & Eng.* 2017. Vol. 697. P. 248–258.
- Panin A.V., Kazachenok M.S., Kozelskaya A.I., [et al.]. The effect of ultrasonic impact treatment on the deformation behavior of commercially pure titanium under uniaxial tension. *Mater. Des.* 2017. Vol. 117. P. 371–381.
- Balokhonov R.R., Romanova V.A., Panin A.V., Kazachenok, M.S. Computational mesomechanics of titanium surface-hardened by ultrasonic treatment. *Phys Mesomech.* 2017. Vol. 20, Is. 3. P. 334–342.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТРЕХМЕРНОЙ СТРУКТУРЫ НА ДЕФОРМАЦИЮ И РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СКОРОСТЯХ НАГРУЖЕНИЯ.

Балохонов Р.Р., Романова В.А., Сергеев М.В., Емельянова Е.С.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

634055, пр. Академический 2/4, Томск, Россия

E-mail: emelianova@ispms.tsc.ru

Введение. Алюминиевые сплавы в процессе эксплуатации подвергаются термомеханическим воздействиям в широком диапазоне скоростей нагружения. Для достоверного прогноза деформирования и разрушения таких материалов необходимы математические модели, учитывающие температурную и скоростную чувствительность, а также особенности поликристаллической структуры материала. В настоящей работе представлена трехмерная структурно-механическая модель деформации и разрушения поликристаллических алюминиевых сплавов, включающая термомеханическое релаксационное определяющее уравнение для многомерных течений. В соответствие экспериментам найдены параметры модели для алюминиевого сплава 6061-T6. Проведены трехмерные расчеты деформации кубических алюминиевых образцов. Исследовано влияние поликристаллической структуры на характер и степень локализации пластической деформации в исследуемых образцах. Изучено влияние скорости деформации на распределение напряжений, пластических деформаций, а также на характер разрушения.

Термомеханическое релаксационное определяющее уравнение для многомерных течений. На основе физически обоснованной термомеханической модели для расчета кривых течения материала получена система обыкновенных дифференциальных уравнений [1], феноменологически учитывающих дислокационные механизмы зарождения и развития пластических сдвигов.

$$\dot{\sigma} = E \left(\dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}^p \right), \quad \dot{\varepsilon}^p = \dot{\varepsilon}_r^p \exp \left(-\frac{G_0}{kT} \left[1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_A(\varepsilon^p)}{\sigma_{cold}} \right)^d \right]^q \right) \quad (1)$$

где $\sigma_A(\varepsilon^p) = \sigma_M - (\sigma_M - \sigma_0) \exp(\varepsilon^p / \varepsilon_r^p)$, $T = T_0 + \int_0^{\varepsilon^p} \frac{\beta}{\rho C_v} \sigma d\varepsilon^p$.

Здесь σ_{cold} – напряжение, при котором дислокации преодолевают барьер без термической активации; G_0 – энергия, достаточная для преодоления барьера только за счет термической активации; T – температура; $q = 2$ и $d = 2/3$ – для многих металлов; k – постоянная Больцмана; $\dot{\varepsilon}$ – скорость нагружения, T_0 – температура испытаний; $\beta \cong 1$ по многим оценкам; ρ_0 – плотность, C_v – теплоемкость, σ_M и σ_0 – пределы прочности и текучести, ε_r^p – характерное значение пластической

деформации, определяющее коэффициент деформационного упрочнения, $\dot{\varepsilon}_r^p$ – характерное значение скорости пластической деформации.

Для исследования локальных процессов реальных трехмерных материалов при различных скоростях и температурах нагружения разработанное феноменологическое релаксационное определяющее уравнение (1) переформулировано для случая многомерных течений. В общем случае связь между напряжениями и деформациями можно записать в следующем виде

$$\dot{\sigma}_{ij} = -\dot{P}\delta_{ij} + \dot{S}_{ij} = K\dot{\varepsilon}_{kk}\delta_{ij} + 2\mu \left(\dot{\varepsilon}_{ij} - \dot{\varepsilon}_{kk}\delta_{ij}/3 - \dot{\varepsilon}_{ij}^p \right), \quad (2)$$

где σ_{ij} , S_{ij} , ε_{ij} и ε_{ij}^p – компоненты тензоров напряжений, девиатора напряжений, полных и пластических деформаций соответственно; P – давление, δ_{ij} – символ Кронекера, K и μ – модули объемного сжатия и сдвига, точка обозначает производную по времени. Используя ассоциированный закон течения и учитывая, что при одноосном нагружении $\sigma = \sigma_{eq}$ и $\varepsilon = \varepsilon_{eq}$, получаем выражение для компонент тензора скоростей пластических сдвигов в виде:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \frac{3}{2} \frac{S_{ij}}{\sigma_{eq}} \dot{\varepsilon}_r^p \exp \left(-\frac{G_0}{kT} \left[1 - \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_A(\varepsilon^p)}{\sigma_{cold}} \right)^d \right]^q \right), \quad (3)$$

где σ_{eq} и ε_{eq}^p – интенсивности напряжений и пластических деформаций.

Система (1) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности. В соответствие экспериментам на динамическое растяжение алюминиевых образцов, проведенным в университете г. Штутгарт, Германия выбраны параметры модели и проведены расчеты механической реакции алюминиевого сплава Al6061-T6 при различных скоростях деформирования (рис. 1). Тестирование многомерной термомеханической модели (2)-(3) проведено на примере трехмерных расчетов на одноосное растяжение однородных алюминиевых образцов при различных скоростях деформирования (рис. 1).

Разработанная модель хорошо описывает поведение алюминиевого сплава в диапазоне скоростей деформации от 1 с^{-1} до 500 с^{-1} (рис. 1).

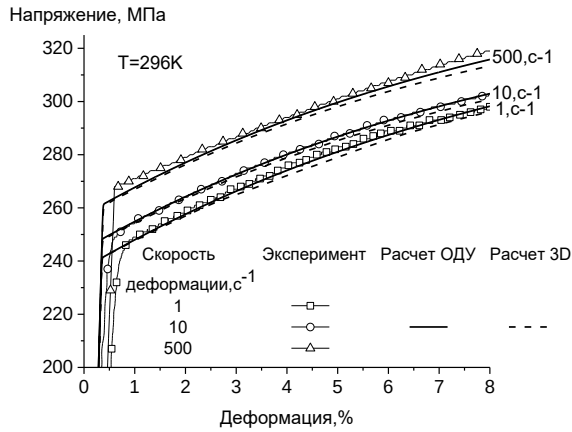


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные кривые течения алюминиевого сплава Al6061-T6 при разных скоростях деформирования.

Результаты моделирования локализации пластической деформации и растрескивания.

Для исследования влияния поликристаллической структуры, методом пошагового заполнения построена трехмерная модель образца с 125 зёрнами [3]. Расчеты проводились с использованием конечно-элементного пакета ABAQUS/Explicit. Проведён сравнительный анализ деформации однородных образцов (ОО) и образцов с поликристаллической структурой (СО). Начальные условия соответствуют ненапряжённому состоянию материала. Граничные условия моделируют простое одноосное растяжения в направлении X (рис. 2).

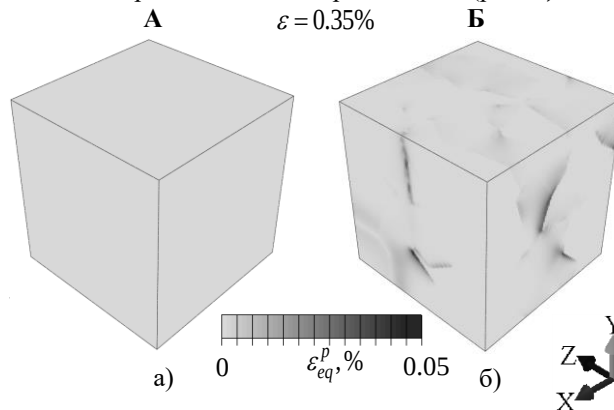


Рис. 2. Распределения интенсивностей пластических деформаций в ОО (а) и в СО (б). Скорость деформации 10с^{-1} .

Результаты моделирования показали следующее. Когда однородный образец все еще находится на стадии упругого деформирования, в образце с поликристаллической структурой уже наблюдаются локальные области зарождения пластической деформации (рис. 2), что связано с возникновением концентраций напряжений вблизи границ и областей тройных стыков зерен. Это приводит к пониженным значениям осреднённого напряжения на макроскопической кривой течения (рис. 3). В то же время, при развитом пластическом течении, когда весь ОО уже испытывает значительные пластические деформации, в СО все еще

наблюдаются локальные области упругой деформации (рис. 4), которые остаются вплоть до 1% полной деформации и располагаются по всему объему исследуемой структуры. При этом максимальные локальные значения интенсивности пластических деформаций на данной стадии нагружения могут в 2-3 раза превышать среднее значение.

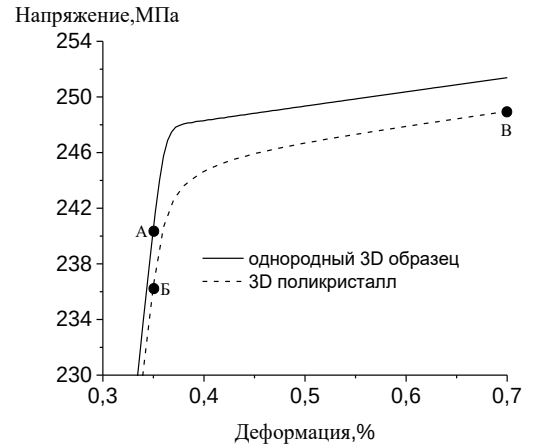


Рис. 3. Осредненные кривые течения для СО и ОО.

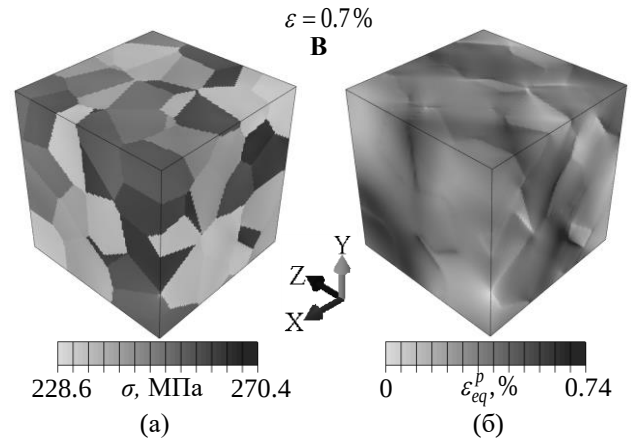


Рис. 4. Распределение интенсивностей напряжений (а) и пластических деформаций в СО (б). Скорость деформации 10 с^{-1} .

Исследован характер разрушения в зависимости от скорости деформации. Для анализа процессов зарождения и роста трещин используется локальный энергетический критерий разрушения:

$$\varepsilon_{eq}^p = C$$

Константу C можно определить экспериментально, измеряя локальную деформацию образца на стадии предразрушения.

Разрушение означает следующее. При достижении в локальной области критического значения интенсивности пластической деформации все компоненты тензора девиатора напряжений в данной области стремятся к нулю. Если реализуется локальное растяжение, где объемная деформация $\varepsilon_{kk} > 0$, то давление равно нулю. Если же $\varepsilon_{kk} < 0$, то наблюдается локальное сжатие, и тензор напряжений будет включать только шаровую часть.

Расчеты при скоростях деформаций от 10 с^{-1} до 5000 с^{-1} показали, что при повышении скорости

деформации объемная доля разрушенного материала в образце возрастает (рис. 5).

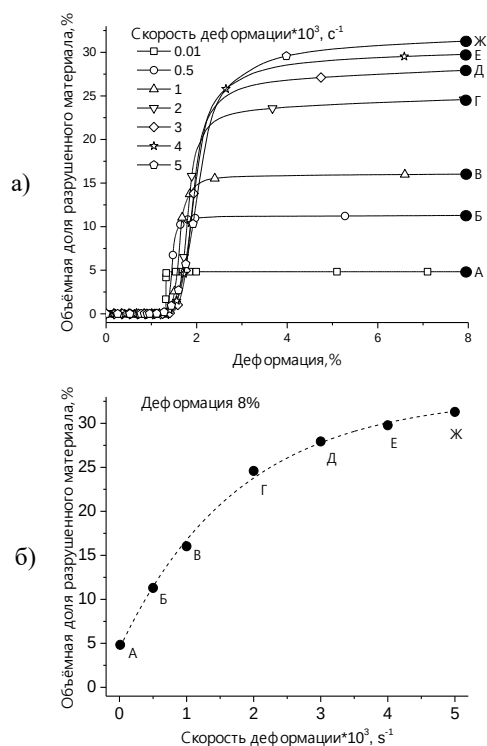


Рис. 5. График зависимости объемной доли разрушенного материала от деформации (а) и от скорости деформации (б).

Скорость деформации влияет на 3 фактора: 1 место зарождения первичной трещины, 2 количество трещин (доля разрушенного материала), 3 характер растрескивания. Влияние скорости деформации в диапазоне от 10 c^{-1} до 2000 c^{-1} на характер и величину локализации пластической деформации в образце на стадии предразрушения незначительно, поэтому зарождение первичной трещины происходит вблизи одной и той же границы между зёрнами. При скоростях деформации от 3000 c^{-1} влияние волновой динамики становится более значимым, чем влияние структурной неоднородности, что является причиной изменения места зарождения первичной трещины.

При скорости деформации 10 c^{-1} зарождается единичная трещина, распространяющаяся в плоскости, перпендикулярной направлению нагружения, и разделяющая образец на две приблизительно равные части (рис. 6а). Начиная со скоростей деформации порядка 100 c^{-1} , появляются дополнительные локальные очаги разрушения, приводящие к множественному растрескиванию (рис. 6б). Связано это с тем, что при низких скоростях нагружения волны разрежения от первичной трещины успевают разгрузить места локальной концентрации напряжений до того, как интенсивность пластических деформации в них превысит критическую величину. При высоких скоростях нагружения скорость роста локальных

напряжений в областях их концентрации увеличивается, как следствие, возрастает скорость накопления пластической деформации, превышая критическую величину одновременно в нескольких местах. Происходит множественное растрескивание и образец раскалывается на несколько кусков.

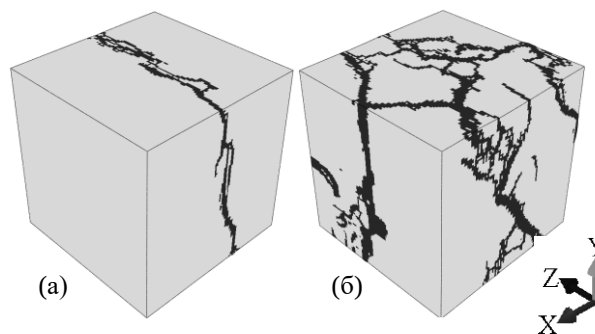


Рис. 6. Распределение трещин при скоростях деформации 10 c^{-1} (а) и 3000 c^{-1} (б).

Заключение. На основе феноменологической дислокационной модели разработано релаксационное определяющее уравнение для многомерных течений. Определены параметры термомеханической модели для алюминиевого сплава 6061-T6 в диапазоне скоростей деформаций $1 \text{ до } 500 \text{ c}^{-1}$.

Установлено, что поликристаллическая структура приводит к формированию очагов локализации пластической деформации на ранних стадиях нагружения, когда однородный образец находится еще на стадии упругого деформирования. В то же время, при развитом пластическом течении, когда весь однородный образец уже испытывает значительные пластические деформации, в поликристалле все еще наблюдаются локальные области упругой деформации. Учет поликристаллической структуры образцов приводит к пониженным значениям макроскопического напряжения течения.

Установлено, что с увеличением скорости деформации меняются места зарождения первичных трещин, увеличивается доля разрушенного материала и реализуется множественное растрескивание образца, который разделяется на несколько частей. При низких скоростях образцы разделяются на две одинаковые по объёму части.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 18-501-12020 ННИО_а

Литература

1. Balokhonov R.R., Romanova V.A., Schmauder S. Finite-element and finite-difference simulations of the mechanical behavior of austenitic steels at different strain rates and temperatures. *Mechanics of Materials*. 2009. Vol. 41. Is. 1. P. 1277-1287.
2. Balokhonov R.R., Romanova V.A., Batukhtina E.E., [et al.]. A numerical study of the microscale plastic strain localization in friction stir weld zones udc 539.4, 519.6. *Facta universitatis-series mechanical engineering*. 2018. Vol. 16, Is. 1. P.77-86.

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ОБТЕКАНИЯ МЕТАЕМЫХ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

К.В. КОСТЮШИН, В.А. КОТОНОВ, М.С. СЕРЕДА, А.В. ЧЕРВАКОВА

Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, Томск, пр. Ленина 36, строение 27
E-mail: kostushink@niipmm.tsu.ru

Для прогнозирования аэродинамических характеристик метаемых тел разработана программа расчета, позволяющая моделировать процессы сверхзвукового обтекания осесимметричных ударников с различными типами стабилизирующих устройств. Программный комплекс имеет модульную структуру и состоит из следующих функциональных частей: модуль построения геометрии, модуль построения расчетных сеток, решатель и постпроцессор.

Алгоритм расчета базируется на решении уравнений Эйлера в интегральной форме [1]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\iiint_G \rho dG \right) + \oint_S \rho \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} &= 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\iiint_G \rho \mathbf{v} dG \right) + \oint_S (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \hat{\mathbf{I}}) \cdot d\mathbf{S} &= 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\iiint_G e dG \right) + \oint_S (e + p) \mathbf{v} \cdot d\mathbf{S} &= 0 \end{aligned}$$

где G – конечная область в трехмерном пространстве, $dG = dx dy dz$ – элемент объема, S – поверхность ограничивающая область G , $d\mathbf{S} = \mathbf{n} dS$ – ориентированный элемент поверхности S , $\mathbf{n}$ – внешняя нормаль к S , а dS – элемент площади, $\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$ обозначает скалярное произведение двух векторов.

Система уравнений Эйлера решается методом Годунова [1]:

$$\begin{aligned} G_i \frac{\rho_i^{k+1} - \rho_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} R_j (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) &= 0 \\ G_i \frac{(\rho \mathbf{v})_i^{k+1} - (\rho \mathbf{v})_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} (R_j \mathbf{V}_j) (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) + \sum_{j=1}^{m(i)} P_j \mathbf{S}_j &= 0 \\ G_i \frac{e_i^{k+1} - e_i^k}{\Delta t} + \sum_{j=1}^{m(i)} (E_j + P_j) (\mathbf{V}_j \cdot \mathbf{S}_j) &= 0 \end{aligned}$$

где $\mathbf{S}_j = \mathbf{n}_j S_j$, а Δt – шаг по времени. Нижний целый индекс i обозначает величины функций, отнесенные к центру масс i -го многогранника, а нижний целый индекс j обозначает величины отнесенные к центру j -ой грани дискретной ячейки. Верхний целый индекс k обозначает номер шага по времени. Большие величины R , $\mathbf{V}$, P , E обозначают соответственно плотность, скорость, давление и полную энергию на гранях контрольного

объема. Эти величины определяются из решения соответствующей задачи Римана в направлении внешней нормали. Для повышения порядка точности по пространству используется метод линейной реконструкции решения, предложенный Barth и Jespersen [2]:

$$\begin{aligned} \mathbf{Q}^L &= \mathbf{Q}_i + \psi_i (\nabla \mathbf{Q}_i \cdot \vec{\mathbf{r}}_L) \\ \mathbf{Q}^R &= \mathbf{Q}_j + \psi_j (\nabla \mathbf{Q}_j \cdot \vec{\mathbf{r}}_R) \end{aligned}$$

где $\mathbf{Q}_i$ – параметры в центре i -ой расчетной ячейки, $\mathbf{Q}_j$ – параметры в центре j -ой расчетной ячейки, $\nabla \mathbf{Q}_i$ – градиент $\mathbf{Q}$ в центре i -ой ячейки, $\vec{\mathbf{r}}_L$ – вектор-центроид соединяющий центр i -ой ячейки и центр рассматриваемой грани, ψ_i – функция ограничитель в i -ой ячейки.

Для определения градиентов используется метод наименьших квадратов:

$$\begin{bmatrix} \Delta x_{i1} & \Delta y_{i1} \\ \Delta x_{i2} & \Delta y_{i2} \\ \vdots & \vdots \\ \Delta x_{ij} & \Delta y_{ij} \\ \vdots & \vdots \\ \Delta x_{iN} & \Delta y_{iN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial_x Q \\ \partial_y Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_1 - Q_i \\ Q_2 - Q_i \\ \vdots \\ Q_j - Q_i \\ \vdots \\ Q_N - Q_i \end{bmatrix}$$

где $\Delta(\cdot)_{ij} = (\cdot)_i - (\cdot)_j$, N – количество соседних по грани ячеек.

Для удовлетворения условиям TVD используется функция-ограничитель «Barth & Jespersen» [3]:

$$\psi_i = \min_{j \in N(i)} \begin{cases} \min \left(1, \frac{Q_{\max} - Q_i}{\Delta_2} \right) & \Delta_2 > 0, \\ \min \left(1, \frac{Q_{\min} - Q_i}{\Delta_2} \right) & \Delta_2 < 0, \\ 1 & \Delta_2 = 0 \end{cases}$$

где:

$$\begin{aligned} \Delta_2 &= \nabla \mathbf{Q}_i \cdot \vec{\mathbf{r}}_L, \\ Q_{\max} &= \max \left(Q_i, \max_{j \in N(i)} (Q_j) \right), \\ Q_{\min} &= \max \left(Q_i, \max_{j \in N(i)} (Q_j) \right). \end{aligned}$$

В программном комплексе реализована возможность построения структурированных и

неструктурированных расчетных сеток. Структурированные сетки строятся путем равномерного распределения узлов на границах расчетных областях и сглаживаются с использованием алгоритма, основанного на решении уравнения Лапласа. Неструктурированные сетки строятся с использованием алгоритма Dwyer.

Верификации работы программного комплекса проведена путем сравнения с экспериментальными данными. В эксперименте использовался ударник с удлинением $\Lambda = 25$ и стабилизатором в форме юбки. Схема ударника представлена на рисунке 1.

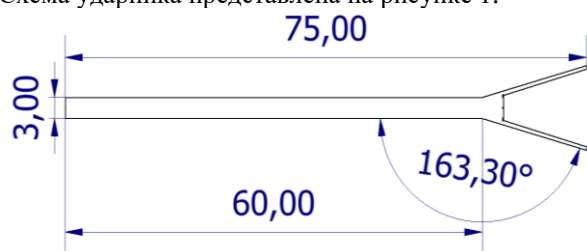


Рис. 1. Схема ударника

Метание проводилось из пороховой баллистической установки калибром 23,5 мм. В опытах использовались отделяемые ведущие устройства. Скорость ударника определялась с помощью индукционного измерителя скорости и составляла 1562 м/с и 970 м/с. Визуализация течений при обтекании стержневых ударников обеспечивалась регистрацией на траектории теневых спектров обтекания.

Для проведения расчета, вся расчетная область (рисунок 2) разбивалась на 9 расчетных подобластей в каждой из которых строилась структурированная расчетная сетка.

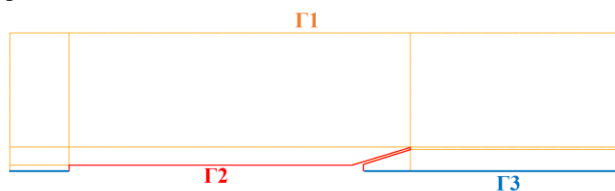


Рис. 2. Схема расчетных областей для ударника со стабилизатором в виде юбки

В качестве граничных условий на границе Г1 задавались параметры набегающего потока, на границе Г2 – условия не протекания, на Г3 – ось симметрии. Расчет проводился методом установления.

На рисунке 3 показано сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. В верхней части рисунка представлен модуль градиента плотности, в нижней части – теневая картина.

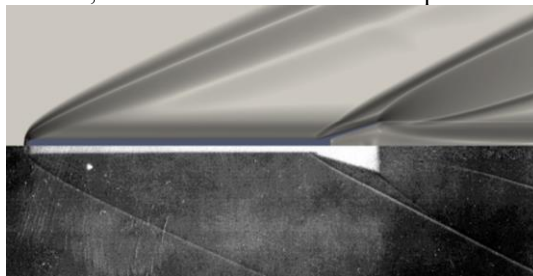


Рис. 3. Модуль градиента плотности (сверху) и теневой спектр обтекания ударника при скорости полёта $V_0 = 970$ м/с.

Видно, что ударно-волновая структура течения хорошо соответствует экспериментальным данным. Разработанная методика может быть использована при решении задач моделирования процессов обтекания метаемых тел сверхзвуковым потоком.

Литература

1. Куликовский А. Г., Погорелов Н. В., Семенов А. Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. – М.: Физматлит, 2001. – Т. 607.
2. Barth T and Jespersen D 1989 The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. 27th Aerospace Sciences Meeting. <https://doi.org/10.2514/6.1989-366>.
3. Toro E.F. Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics. Third Edition – SpringerVerlag, Berlin Heidelberg, 2009, 724 p. DOI: 10.1007/b79761

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ 1. Воспламенение и горение конденсированных систем

<i>Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Басалаев С.А.</i> К вопросу подъёма заиленных подводных объектов с использованием твёрдотопливных источников газа	3
<i>Синяев С.В., Кузнецов В.Т., Володченко С.И., Христенко Ю.Ф.</i> Индукционная плазмозамещающая технология зажигания пороховых зарядов с использованием высокоэнергетических пиротехнических составов.....	6
<i>Горбенко Т.И., Горбенко М.В., Орлова М.П.</i> Оценка эффективности энергетических составов на основе нодата кальция с добавками алюминия и бора	9
<i>Павловец Г.Я., Мелешко В.Ю., Чуйко С.В., Бурдикова Т.В.</i> Способы регулирования скорости горения пастообразных топлив	11
<i>Садовничий Д.Н., Милёхин Ю.М., Лопаткин С.А., Скрипина Т.С., Малинин С.А., Гросс И.Н.</i> Воспламенение энергетических конденсированных систем в переменном электрическом поле	14
<i>Чайка В.А., Лихошва В.П., Глушков Д.В., Рейнталь Е.А., Савин В.В., Савина Л.А.</i> Особенности СВС процесса в реакторе простой геометрической формы.....	17
<i>Шульпеков А.М., Лапшин О.В.</i> Самораспространяющийся высокотемпературный синтез в тонкослойной системе CuO-B-стекло	21
<i>Шульпеков А.М., Лепанова О.К., Афанасьев Н.И., Голобоков Н.Н.</i> СВС-синтез наноламинатных материалов системы Ti-Cr-Al-C и их термоокислительная устойчивость.....	24

СЕКЦИЯ 2. Внутренняя и внешняя баллистика

<i>Табаченко А.Н., Скосырский А.Б., Марицунова Л.С., Кудрявцев В.А., Галсанов С.В., Иценко А.Н., Буркин В.В., Саммель А.Ю., Степанов Е.Ю., Чупашев А.В.</i> Металлокерамический материал на основе тугоплавких соединений для условий высокоскоростного соударения его структура и свойства.....	27
<i>Буркин В.В., Иценко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М., Сидоров А.Д.</i> Анализ горения метательного заряда в условиях электротермохимической технологии метания.....	30
<i>Иценко А.Н., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Буркин В.В., Рогачев К., Саммель А.Ю., Скосырский А.Б., Степанов Е.Ю., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т.</i> Проникание ударников из пористого вольфрамового сплава с упрочняющими наполнителями в условиях высокоскоростного соударения со стальной преградой.....	33
<i>Бураков В.А., Дьячковский А.С., Саморокова Н.М., Сидоров А.Д.</i> Практика оценки величины давления форсирования в лабораторной баллистической установке с использованием моментного ключа	35
<i>Быков Н.В.</i> Математическое моделирование и структурно-параметрическая оптимизация комбинированных баллистических установок.....	38
<i>Иценко А.Н., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Зыкова А.И., Саморокова Н.М.</i> О влиянии начальной температуры заряда на баллистические характеристики выстрела.....	41
<i>Буркин В.В., Иценко А.Н., Дьячковский А.С., Саммель А.Ю., Зорин В.Д., Корольков Л.В.</i> Способ тарировки датчика дульной скорости	44
<i>Иценко А.Н., Зыкова А.И., Касимов В.З., Саморокова Н.М.</i> Повышение дульной скорости при моделировании выстрела на установку среднего калибра.....	46
<i>Буркин В.В., Дьячковский А.С., Иценко А.Н., Корольков Л.В., И Майстренко В., Рогачев К.С., Саммель А.Ю., Степанов Е.Ю., Чупашев А.В.</i> Реконструкция гидробаллистического стенда	49

<i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., Корольков Л.В., Степанов Е.Ю., Дьячковский А.С., Чупашев А.В.</i> Технология электротермического ускорения. Адаптация внутрибаллистических и внешнетраекторных методик измерений	51
<i>Сивков А.А., Герасимов Д.Ю., Ищенко А.Н., Буркин В.В., Корольков Л.В.</i> Повышение динамической стойкости защитных структур за счет нанесения плазмодинамических покрытий на основе титана.....	54
<i>Леонов Г.Н.</i> Баллистические возможности многоканальных порохов	57
<i>Мацкевич В.В., Фарапонов В.В., Маслов Е.А., Угольников М.А., Федотов А.Н.</i> Измерение температуры вдоль проточного тракта модельного гиперзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя при сверхзвуком обтекании в аэродинамической установке.....	62
<i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Зыкова А.И.</i> Модернизация винтовочного выстрела за счет использования модельного пастообразного топлива.....	65
<i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., Касимов В.З., Дьячковский А.С., Рогаев К.С., Саморокова Н.М., Зыкова А.И.</i> Прогрессивное горение пастообразных топлив в режиме присоединено заряда в условиях модельной баллистической установки.....	68
<i>Ищенко А.Н., Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Буркин В.В., Саммель А.Ю., Хабибуллин М.В., Чупашев А.В., Югов Н.Т.</i> Математическое моделирование взаимодействия слоистой преграды с высокоскоростным осколком	70
<i>Сафронов А.И.</i> Исследование баллистических возможностей системы впо-208 с разделением заряда	73
<i>Буркин В.В., Ищенко А.Н., Касимов В.З., Саморокова Н.М., Сидоров А.Д.</i> Анализ горения метательного заряда в условиях электротермохимической технологии метания	75
<i>Королев С.А., Липанов А.М., Тенев В.А., Русяк И.Г.</i> Моделирование пространственного движения снаряда при наличии асимметрии массы и формы.....	78
<i>Ищенко А.Н., Буркин В.В., Дьячковский А.С., Чупашев А.В.</i> Экспериментальные оценки параметров кавитационной полости при движении ударника в воде.....	81
<i>Скибина Н.П., Савкина Н.В., Фарапонов В.В.</i> Математическое моделирование газодинамических процессов в импульсной аэродинамической установке и численный расчет некоторых параметров обтекания тела, закрепленного в рабочей части	83
СЕКЦИЯ 3. Динамические и комплексные задачи механики деформируемого твердого тела	
<i>Анисимова М.А., Князева А.Г.</i> Оценка эффективных свойств композита неравновесного состава системы Ti-C	86
<i>Белов С.В., Бухтяк М.С., Пономарев С.В.</i> Разработка метода расчета геометрически нелинейных задач вантово-оболочечных конструкций с поиском их начальной формы	88
<i>Бельков А.В., Бухтяк М.С., Павлов М.С., Черненко Р.В.</i> Разработка программных средств для проектных расчетов элементов конструкций КА	91
<i>Добрица Д.Б., Яценко Б.Ю.</i> Численное моделирование процесса взаимодействия высокоскоростного ударника с преградой с использованием трехмерной тетраэдральной разностной сетки	94
<i>Жуков А.П., Валишевский О.К., Шендалев Д.О., Евдокимов А.С., Пономарев С.В., Величко А.И., Халиманович В.И.</i> Анализ конструкции крупногабаритного трансформируемого рефлектора космического аппарата.....	97
<i>Зеленугин С.А., Янов Д.В., Бодров А.С., Пахнутова Н.В.</i> Моделирование интенсивных пластических деформаций при динамическом канально-угловом прессовании.....	100
<i>Джан Ц., Зимин В.Н., Крылов А.В., Чурилин С.А.</i> Исследование динамики движения трансформируемой космической конструкции	102
<i>Пономарев С.В., Кузнецов С.А., Рикконен С.В., Азин А.В., Храмцов А.М.</i> Разработка автономного натяжителя вантовых элементов рефлектора космического аппарата	105

<i>Маевский К.К.</i> Моделирование полиморфных фазовых переходов при ударно-волновом воздействии	108
<i>Белов С.В., Бельков А.В., Жуков А.П., Павлов М.С., Пономарев В.С., Пономарев С.В.</i> Разработка параметрической конечноэлементной модели купольной конструкции крупногабаритного космического рефлектора.....	111
<i>Крысько А.В., Папкова И.В.</i> Контактное взаимодействие двухслойного пакета гибких физически нелинейных балок	114
<i>Папкова И.В., Крылова Е.Ю.</i> Хаотическая динамика размерно-зависимых гибких цилиндрических оболочек	117
<i>Парфенова Е.С., Князева А.Г.</i> Математическое моделирование начальной стадии формирования переходного слоя между пленкой и подложкой при нагреве сильноточным электронным пучком	119
<i>Пашков С.В.</i> Вероятностный подход к моделированию динамического разрушения	122
<i>Добрица Д.Б., Пашков С.В., Христенко Ю.Ф.</i> Оценка эффективности гофрированных сеточных защитных противометеоритных экранов.....	125
<i>Поддьякова Л.С., Анисимов И.И., Чащихин Е.А., Степанов В.И., Карманов Н.М., Торопов Д.Е., Демидов Н.Ю., Бубнов Г.А.</i> Современные проблемы экспериментальной отработки прочности изделий из наполненных полимеров.....	128
<i>Попов А.А., Зелепугин А.С., Зелепугин С.А.</i> Многослойные металло-интерметаллидные композиты для защитных конструкций	131
<i>Пусев В.И., Куся А.М., Марков В.А., Попов Ю.В., Сычев С.И.</i> О баллистическом пределе летательного аппарата при высокоскоростном ударе о тонкий металлический экран	134
<i>Пусев В.И., В Марков А., Попов Ю.В., Селиванов В.В.</i> О нагрузках на сооружение при высокоскоростном ударе летательного аппарата на основе подхода рьеры.....	137
<i>Азин А.В., Пономарев С.В., Рикконен С.В., Марицкий Н.Н., Кузнецов С.А.</i> Особенности применения двухконтурных упругих преобразователей в пьезоприводах типа «захват»	140
<i>Трепутнева Т.А., Попов О.Н., Моисеенко М.О.</i> Расчёт подкреплённых пластин с начальным прогибом	142
<i>Янов Д.В., Пашков С.В., Зелепугин С.А.</i> Разработка программного комплекса для проектирования автомобильных дорожных одежд	145

СЕКЦИЯ 4. Газодинамика многофазных течений в технических устройствах

<i>Василевский М.В., Романдин В.И., Зыков Е.Г.</i> Оценка эффективности сепарации частиц в коническом циклонном пылеуловителе	148
<i>Глазунов А.А., Кагенов А.М., Бургомистренко Р.Ю., Алигасанова К.Л., Митрофанов А.А.</i> Математическое моделирование натекания одиночной сверхзвуковой струи на плоскую преграду	151
<i>Бутов В.Г., Синяев С.В., Тухтаев В.Г.</i> Одновременное питание двух различных резистивных нагрузок компактным импульсным комбинированным накопителем энергии.....	156
<i>Худякова Т.И., Прокофьев В.Г.</i> Математическое моделирование пространственных режимов горения безгазовых систем	159
<i>Турубаев Р.Р., Шваб А.В.</i> Моделирование процесса классификации частиц в вихревой камере.....	162

СЕКЦИЯ 5. Динамика полета и небесная механика

<i>Александрова А.Г.</i> О влиянии светового давления на устойчивость движения околоземных космических объектов.....	166
<i>Кузнецов Э.Д., Сафронова В.С., Устинов Д.С.</i> Моделирование динамической эволюции пар астероидов на близких орбитах	169

<i>Прохоренко В.И.</i> Орбитальные торы в трёхмерном пространстве и во времени	172
<i>Томилова И.В.</i> Оценки необходимых энергетических и временных затрат для перехода с орбит ГНСС ГЛОНАСС на орбиты паркинга.....	176

СЕКЦИЯ 6. Теплообмен и гидроаэромеханика

<i>Борзенко Е.И., Басалаев А.В., Шрагер Г.Р.</i> Математическое моделирование растекания капли жидкости по горизонтальной поверхности	178
<i>Шваб А.В., Брендаков В.Н.</i> Технология фторидного передела тугоплавких металлов	181
<i>Ершов И.В., Григорьев Ю.Н.</i> Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя колебательно-возбужденного двухатомного газа на пластине	184
<i>Корепанов М.А., Груздь С.А.</i> Моделирование турбулентных течений с гомогенной конденсацией в соплах.....	187
<i>Кулешов А.А., Бутков В.Г., Яцук А.А., Афонин А.Г., Солоненко В.А.</i> Численное моделирование теплового режима СВЧ-транзистора на основе гетероструктуры INALN/ALN/GAN	190
<i>Макаров С.С., Липанов А.М., Карпов А.И.</i> Математическое моделирование сопряженного теплообмена при охлаждении высокотемпературной металлической заготовки потоком газожидкостной среды	195
<i>Мерзляков А.В., Минина М.В.</i> Численное моделирование движения газа внутри сверхзвукового эжектора	199
<i>Миньков Л.Л., Моисеева К.М.</i> Особенности горения бедной метано-воздушной смеси с примесью угольной пыли в горелке с рекуперацией тепла.....	202
<i>Моисеева К.М., Крайнов А.Ю.</i> Математическое моделирование зажигания метано-воздушной смеси очагом цилиндрической формы	205
<i>Дьякова О.А., Рыльцев И.А., Рыльцева К.Е.</i> Численное исследование течений неньютоновской жидкости в массопроводах с различными конструктивными особенностями	207
<i>Дьякова О.А., Фролов О.Ю.</i> Исследование неизотермического течения степенной жидкости в L-образном канале	210
<i>Хегай Е.И.</i> Численное моделирование заполнения пресс-формы вязкой жидкостью с учетом эволюции свободной поверхности VOF-методом.....	213
<i>Чепак-Гизбрехт М.В.</i> Изотермическая модель зернограничной диффузии	216
<i>Абрамова Н.С., Порязов В.А., Крайнов А.Ю.</i> Зажигание металлизированного твердого ракетного топлива внешним тепловым импульсом	219
<i>Гойко В.Л., Порязов В.А.</i> Методика и алгоритм численного решения задачи о зажигании металлизированного твердого топлива внешним тепловым потоком	221

СЕКЦИЯ 7. Вычислительные технологии

<i>Быков Н.В., Товарнов М.С.</i> Реализация структурно-параметрического синтеза баллистических установок.....	224
<i>Емельянова Е.С., Романова В.А., Балохонов Р.Р., Сергеев М.В.</i> Моделирование деформационного поведения поликристаллического титана с поверхностно-модифицированным слоем	227
<i>Балохонов Р.Р., Романова В.А., Сергеев М.В., Емельянова Е.С.</i> Численное исследование влияния трёхмерной структуры на деформацию и разрушение поликристаллического алюминия при различных скоростях нагружения	230
<i>Костюшин К.В., Котоногов В.А., Середа М.С., Червакова А.В.</i> Разработка программного комплекса для моделирования процессов обтекания метаемоых тел сверхзвуковым потоком	233

