

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

(ДОКЛАДЫ ВСЕРОССИЙСКОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ)

Томск, 2-4 июня 1998 г.



МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
РОССИЙСКИЙ ФОНД ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ РАКЕТНЫХ И АРТИЛЛЕРИЙСКИХ НАУК
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ
МАТЕМАТИКИ И МЕХАНИКИ ПРИ ТОМСКОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

(ДОКЛАДЫ ВСЕРОССИЙСКОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ)

Томск, 2-4 июня 1998 г.



Издательство Томского университета
Томск - 1998

Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады конференции. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. 310 с. 250 экз. 1603010000

Сборник содержит материалы докладов Всероссийской конференции, посвященной фундаментальным и прикладным проблемам современной механики. Материалы сгруппированы в соответствии с работавшими на конференции секциями: 1) горение и химическая газодинамика; 2) механика деформируемого твердого тела; 3) газодинамика многофазных течений; 4) динамика полета и небесная механика; 5) динамика быстротекающих процессов; 6) теплообмен; 7) математические методы механики сплошной среды; 8) прикладная аэромеханика.

Для специалистов, работающих в перечисленных областях.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Сопредседатели:

Богоряд И. Б. - профессор, директор НИИ ПММ
Морозов Н. Ф. - академик РАН, С-Петербургский университет

Ученый секретарь:

Павлов С. Л. - к. ф.-м. н., ученый секретарь НИИ ПММ

Члены оргкомитета:

Бордовицына Т. В. - профессор, зав. отделом НИИ ПММ
Васенин И. М. - профессор, зав. кафедрой Томского госуниверситета
Егоров Б. М. - профессор, председатель СПП при президиуме РАН
Зинченко В. И. - профессор, проректор Томского госуниверситета
Козлов Е. А. - профессор, зам. директора НИИ ПММ
Крайко А. Н. - профессор, зав. отделом ЦИАМ
Липанов А. М. - член-корр. РАН, директор ИПМ УрО РАН
Рабинович Б. И. - профессор, МАПИ
Тирский Г. А. - профессор, МФТИ
Фомин В. М. - член-корр. РАН, директор ИТПМ СО РАН
Хоменко Ю. П. - профессор, зам. директора НИИ ПММ
Шмаков В. П. - профессор, МГТУ
Шрагер Э. Р. - д. ф.-м. н., декан ФТФ Томского госуниверситета

ISBN 5 –7511-1013-7

И $\frac{1603010000}{177(012) - 98}$

© НИИ прикладной математики и механики, 1998

НИИ ПММ - 30 ЛЕТ

В сборник вошли доклады, которые обсуждались на Всероссийской научной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», которая проводилась в НИИ прикладной математики и механики в Томске 2-4 июня 1998 г.

Конференция была приурочена к 30-летию НИИ ПММ и это, естественно, наложило отпечаток на тематику докладов: их содержание относится в большей части к тем разделам современной механики, исследования по которым проводятся в институте.

За 30 лет коллектив НИИ ПММ прошел трудный, но заслуживающий уважения путь. За эти годы была достигнута, в числе других, одна из главных целей, поставленных перед институтом при его организации: создать на базе соединения масштабных научных исследований и учебного процесса крупный центр подготовки кадров высшей квалификации. Достаточно сказать, что за 30 лет только штатными сотрудниками института защищено 40 докторских и более 250 кандидатских диссертаций, проведено 50 конференций, симпозиумов и школ-семинаров всесоюзного и международного уровня, опубликовано более 50 монографий и 129 сборников научных статей.

30-летнюю историю института можно условно разделить на три периода. Первые примерно десять лет - период становления, следующие десять-двенадцать лет - период полноценной интенсивной деятельности и начиная с 1991 г. - период борьбы за выживание и сохранение института.

Каждый из этих периодов не был простым для коллектива института, каждому сопутствовали свои трудности и проблемы. Часть этих проблем была решена успешно, часть - менее успешно, а какие-то проблемы преодолеть не удалось. Но существует коренное, принципиальное отличие первых двух периодов от последнего, который продолжается до сих пор. Это отличие состоит в том, что если до 1991 г. преодоление трудностей происходило на фоне реальной государственной поддержки науки и трудности были связаны с проблемами роста, то с 1991 г. преодоление трудностей носит характер борьбы за существование института. Отмечу достижения за последние пять лет. Эти достижения особенно ценны: они завоеваны коллективом в чрезвычайно сложных условиях и опираются на ранее созданный фундамент в виде научных заделов и материально-технической базы, а главное, на ранее воспитанные кадры.

К достижениям коллектива последних лет, которые создают институту имя и авторитет в стране и за рубежом, нужно отнести следующие:

1. Комплекс экспериментальных и теоретических исследований в области создания средств высокоскоростного метания. Работы проводятся в рамках федеральной программы. Институт участвует в разработке 5 проектов этой программы, по двум из которых является головной организацией. Решающий вклад в достижение результатов мирового уровня внесли ученые института Ю.П.Хоменко, А.Н.Ищенко, С.В.Синяев, В.З.Касимов, Ю.Ф.Христенко, В.В.Буркин, А.Ф.Зорин, М.С.Барышев и другие.

2. Разработка математических моделей и высокоточных численных методов исследования пространственного гиперзвукового обтекания вязким газом химически активных поверхностей. Решение задач оптимизации формы этих поверхностей с точки зрения аэродинамических и теплозащитных характеристик. Работы выполнены на мировом уровне и получили высокую оценку в стране и за рубежом. Коллектив авторов в составе С.В.Пейгина, С.В.Тимченко, В.Ю.Казакова и А.И.Бородина успешно развивает это научное направление.

3. Исследования по аэромеханике запыленных потоков и создание на их основе гаммы пневматических аппаратов для переработки и анализа порошковых материалов субмикронного диапазона. Эти разработки превосходят по своим параметрам зарубежные и отечественные аналоги и даже в нынешних экономических условиях имеют рынок сбыта. Наибольший вклад в это направление внесли Ю.А.Бирюков, А.Т.Росляк, Л.Н.Богданов, Н.Г.Квеско, П.Н.Зятиков, А.А.Демиденко, М.В.Василевский и др.

4. Создание интегрированной системы "Градиент" для выбора оптимальных проектных параметров космического аппарата с негерметичным приборным отсеком. Исследования и разработки в этом направлении выполнены большим коллективом ученых нескольких подразделе-

ний. Основополагающий вклад в создание ИС "Градиент" внесли В.Г.Бутов, В.А.Бураков, А.А.Глазунов, А.А.Светашков, К.В.Макаренко, А.С.Ткаченко, Н.Е.Кувшинов. Опытная эксплуатация системы показала ее высокие эксплуатационные качества, превосходство над известными отечественными и зарубежными аналогами, а также возможности совершенствования.

Существенные научные и практические результаты достигнуты также в области исследования процессов высокоскоростного разрушения материалов и конструкций. Исследования отличаются плодотворным сотрудничеством теоретиков и экспериментаторов и глубоким проникновением в сложные физико-механические явления, сопровождающие процесс высокоскоростного деформирования. В этом направлении успешно работают Н.Н.Белов, Н.Т.Югов, А.В.Герасимов, А.А.Коняев, В.Ф.Толкачев, В.Г.Трушков, С.А.Афанасьева и некоторые другие.

Безусловные успехи имеются в коллективе отдела небесной механики. Т.В.Бордовицкой, Л.Е.Быковой, А.М.Черницовым, Г.О.Рябовой, В.А.Шефером, а также группой молодых специалистов и аспирантов разработаны высокоэффективные алгоритмы и численные модели движения малых тел Солнечной системы, позволяющие исследовать эволюцию и распределение их орбит на значительных интервалах времени.

В определенной мере завершены работы по созданию адекватных математических моделей и комплекса программ для исследования внутрикамерных процессов и проектирования перспективных схем двигателей на твердых топливах. Модели опираются на уникальные физические эксперименты. Работы выполнены под руководством Е.А. Козлова большим коллективом авторов при решающем участии В.А.Архипова, И.Г.Боровского, С.С.Бондарчука, Б.В.Борисова, В.Т.Кузнецова, С.Л.Минькова.

Имеющими хорошую перспективу представляются исследования И.А.Дружинина и Э.Е.Либина по разработке уточненных математических моделей динамики космических аппаратов. Центральный момент здесь в учете взаимного влияния поступательного и вращательного движения, осложненного наличием на борту перемещающихся и деформируемых элементов, и, что главное, в создании эффективных математических технологий и алгоритмов анализа этих моделей.

Большинство из упомянутых выше существенных результатов нашли свое отражение в этом сборнике.

Как весьма положительный факт нашей деятельности в последние пять лет, который будет иметь возрастающую роль в перспективе, нужно отметить организацию в 1994 г. в Томском университете (на базе НИИ ПММ) Центра исследования и образования в области ракетных и артиллерийских наук (ЦИОРАН).

Проблема воспроизводства научных кадров сейчас, как никогда, актуальна и ее решение трудно. Нам удалось найти свой путь ее решения. Предвосхищая федеральную программу, мы создали структуру, интегрирующую науку и образование, с преимущественной опорой на внутриуниверситетский потенциал и на несколько источников государственной финансовой помощи. Это придает ЦИОРАН большую устойчивость к изменению "внешних" условий.

Тесная связь и единство с университетом в решении проблемы подготовки и воспроизводства высококвалифицированных кадров, ЦИОРАН, аспирантура и докторантура университета – вот последовательные, работающие на полную мощность ступени системы для решения кадровой проблемы. В институте сейчас ведут исследования 25 аспирантов, 21 докторант и более 50 студентов.

Творческая активность высококвалифицированных ученых и специалистов, владеющих математическими технологиями мирового уровня; наличие первоклассных до сих пор стендов и экспериментальных установок для проведения исследований фундаментального и прикладного характера; непрерывающиеся связи с ведущими научными и производственными организациями, действующая система воспроизводства научной элиты – все это создает весомые предпосылки к тому, что коллектив НИИ ПММ преодолет трудности нынешнего времени и внесет свой вклад в будущие успехи науки и образования страны.

Богоряд И.Б.

ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ВЫБОРА И МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ОСНОВНЫХ ПРОЕКТНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОНСТРУКТИВНО-КОМПОНОВОЧНОЙ СХЕМЫ КА С НЕГЕРМЕТИЧНЫМ ПРИБОРНЫМ ОТСЕКОМ

**Бутов В.Г., Бураков В.А., Васенина Т.В., Кувшинов Н.Е., Макаренко К.В.,
Рассамакин Б.М., Светашков А.А., Ткаченко А.С., Халимов С.Б., Хлебцов П.А.,
Щербакова И.В.**

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете.

E-mail bvg@niipmm.tsu.ru Fax (3822) 410-347

Кожухов В.П., Корчагин Е.Н.
НПО ПРИКЛАДНАЯ МЕХАНИКА
Fax (39197) 2-26-35

Интегрированная система "ГРАДИЕНТ" (ИС "ГРАДИЕНТ") создана для обеспечения автоматизированного выбора и последующей многопараметрической оптимизации основных проектных параметров конструктивно-компоновочной схемы (ККС) КА с негерметичным приборным отсеком (ПО) на базе сотовых панелей с теплонагруженными блоками бортовой аппаратуры [1], работает под управлением операционной системы Windows 95 либо Windows NT и разрабатывалась с использованием Microsoft Visual C++.

ИС "ГРАДИЕНТ" позволяет в рамках единой математической и геометрической модели КА в реальном физическом времени проводить комплексные расчеты и получать следующие количественные оценки:

- 1) освещенности элементов конструкции при штатной ориентации в орбитальном полете, достаточности радиационных поверхностей для обеспечения требуемого температурного режима узлов и блоков бортовой аппаратуры (БА), допустимую величину внутренней тепловой нагрузки;
- 2) достаточности габаритов отдельных модулей и ПО в сборе для компоновки теплонагруженных блоков и узлов БА, оптимального размещения приборов на сотопанелях модулей ПО и оптимальной прокладки тепловых труб (ТТ) для обеспечения заданного температурного режима функционирования БА;
- 3) многомерных нестационарных температурных полей для анализа возможных диапазонов изменения температур узлов и блоков БА в ПО и потребной величины компенсирующего электрообогрева для каждого конкретного блока БА на всех режимах эксплуатации КА на орбите,

- 4) термоупругого (напряженно-деформированного) состояния конструкции КА в условиях штатной эксплуатации;
- 5) моментно-центровочных характеристик и геометрической стабильности конструкции с количественным определением границ возможных относительных смещений основных конструктивных узлов и блоков;
- 6) оптимизации конструктивно-компоновочных схем КА по массово-энергетическим параметрам.

В качестве геометрической оболочки ИС "ГРАДИЕНТ" использует графическую систему AUTOCAD версии 13. Разработанные подсистемы ИС "ГРАДИЕНТ" являются приложениями (ADS) системы AUTOCAD, что позволяет удовлетворить специфическим требованиям проектанта и конструктора - работать с чертежом и иметь возможность получить оценку массового, теплового и напряженно-деформированного состояния конструкции ПО.

ОПИСАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ ИС "ГРАДИЕНТ"

В базе данных ИС "ГРАДИЕНТ" хранится информация об объекте моделирования в виде иерархической структуры узлов конструкции, с каждым узлом связаны присущие ему данные (например: для прибора хранятся данные о геометрических размерах, массово-центровочные характеристики, моменты инерции, тепловые характеристики, режимы работы прибора и т.д.). Корнем дерева конструкции является весь спутник в сборе. Конечными вершинами являются узлы, которые рассматриваются в системе неделимыми объектами. Это могут быть тепловые трубы, сотозаполнитель, обшивка панели, закладной элемент, прибор и т.д. Таким образом, в

базе данных связывается информация, относящаяся к каждому конкретному варианту конструкции. Данные, характеризующие режимы работы как отдельных приборов, так и узлов (модулей, панелей), также связываются между собой. В базе данных хранятся ссылки на файлы чертежей системы AUTOCAD. Результаты работы подсистем ИС "ГРАДИЕНТ" (как-то: поля распределения температур, напряжений, деформаций) запоминаются в отдельных файлах, а в базе данных хранятся ссылки на эти файлы. При такой организации хранения данных, занимающих большой объем, принимаются меры по отслеживанию и предотвращению расхождений в данных.

ПРОГРАММНАЯ СРЕДА ИС "ГРАДИЕНТ"

Функциональные возможности ИС "ГРАДИЕНТ" определяются пятнадцатью подсистемами, обеспечивающими через базу данных проведение расчетов, многовариантного прогноза и многопараметрической оптимизации проектных параметров конструктивно-компоновочной схемы КА с негерметичным приборным отсеком.

Все подсистемы можно условно поделить на группы.

Подсистемы расчета многомерных нестационарных температурных полей.

В эту группу входят подсистемы ПС-3, ПС-4 и ПС-14.

Подсистема ПС-3 предназначена для расчета внешних и внутренних тепловых потоков излучения с привлечением метода лучистого сальдо. Исходный набор данных, необходимый для работы этой подсистемы, формируется из информации, хранящейся в БД ИС "ГРАДИЕНТ". Это значения оптических коэффициентов поверхностей элементов, составляющих КА, и геометрическая информация о конструкции КА. Данные о положении КА на орбите готовятся в процедуре расчета баллистических параметров, входящей в состав ПС-3.

Подсистема ПС-4 предназначена для расчета многомерных, нестационарных температурных полей в блоках и модулях негерметичного приборного отсека КА в условиях орбитальной эксплуатации с учетом анизотропного механизма теплопроводности по сопанелям, работы ТТ, воздействия локально-концентрированных источников тепла от блоков БА, внешнего и внутреннего радиационного теплообмена.

Положенная в основу математическая модель теплофизических процессов включает многомерное нестационарное уравнение теплопроводности трехслойных панелей, а также систему нестационарных уравнений теплового баланса для расчета средних температур в зонах испарения, транспорта и конденсации ТТ, с граничными и начальными условиями отвечающими орбитальному полету.

Подсистема ПС-14 предназначена для инженерного расчета температурного поля ТТ при плотностях локального теплоподвода от приборов 200...9000 Вт/кв.м и оптимизации теплофизических и конструктивных параметров ТТ в структуре сопанелей блоков и модулей КА.

Подсистема ПС-5 расчета температурных полей в теплонагруженных блоках БА в условиях нестационарных режимов работы в данной версии ИС "ГРАДИЕНТ" не предусмотрена.

Подсистема ПС-6 расчета напряженно-деформированного состояния элементов конструкции ПО.

Подсистема ПС-6 предназначена для расчета трехмерного статического термоупругого напряженно-деформированного состояния всей конструкции приборного отсека с учетом способов закрепления блоков БА на сопанелях, их жесткостных характеристик, способов задания силовой схемы и неоднородностей в сопанелях (окантовка, закладные и крепежные элементы, тепловые трубы).

В качестве математической модели выбрана модель ПО, выполненного из трехслойных несущих сопанелей, состоящих из двух жестких обшивок (пластин) и мягкого сопозаполнителя между ними и реализованная с помощью хорошо разработанного аппарата теории пластин и оболочек, допускающего учет дополнительных силовых факторов и конструктивных связей.

Подсистема ПС-7 расчета моментно-центровочных характеристик.

Подсистема ПС-7 предназначена для расчета моментно-центровочных характеристик КА в исходном (недеформированном) состоянии и для расчета моментно-центровочных характеристик и геометрической стабильности КА в результате температурных деформаций приборного отсека. Подсистема ПС-7 использует геометрическую модель, реализованную в БД ИС "ГРАДИЕНТ". Геометрическая информация представляется в виде дерева, узлами

которого являются структурные объекты, составляющие приборный отсек, антенный блок, солнечные батареи и т.д.

Сервисные подсистемы ИС "ГРАДИЕНТ".

В настоящей версии ИС "ГРАДИЕНТ" ввод и экспорт информации (подсистема ПС-1) непосредственно реализован в БД, где хранится как геометрическая информация о конструкции КА в файлах *.dwg геометрической системы AUTOCAD, так и связанная с ней негеометрическая информация в файлах стандартного промышленного формата табличных баз данных *.dbf.

Необходимое для расчетов внешних и внутренних тепловых потоков излучения разбиение (аппроксимации) поверхности КА на элементарные площадки, имеющие вид прямоугольников и треугольников, выполняется с помощью подсистемы ПС-2. В ней также имеются процедуры построения сеток, используемых при расчете температурного поля, температурных деформаций и визуализации результатов расчета.

Для представления результатов расчета в виде графиков и диаграмм как на экране монитора, так и в отчетной документации используется подсистема ПС-8, в которой выходная информация представляется в виде картинка трехмерного объекта, который может быть подвергнут вращению, перемещению и масштабированию.

Для сохранения полученной проектной документации в текстовом и графическом видах и возможности контекстного поиска полученных ранее решений и результатов расчетов по проектной оценке ККС КА и компоновке нового документа используется подсистема ПС-10.

В ИС "ГРАДИЕНТ" предусмотрен иерархический архив, реализованный непосредственно в базе данных, с которой работает каждая из подсистем. Архивирование геометрической информации производится в файлах типа *.dwg, а остальной информации - в файлах типа *.dbf.

Работа по архивированию проектной документации организуется с помощью специальных меню, реализованных в виде диалоговых окон.

Архив ИС "ГРАДИЕНТ" имеет три уровня, отвечающих текущей работе, накоплению вариантов в течении работы над данным проектом и архивиро-

ванию материалов, полученных с помощью ИС "ГРАДИЕНТ" после полного окончания проектных работ, проводимых при разработке конкретного КА.

В ИС "ГРАДИЕНТ" имеется подсистема ПС-12 мультипликационного моделирования орбитального полета КА, освещенности его элементов и визуализации результатов расчетов температурных полей, полей деформаций и напряжений и зон обзора на поверхности Земли.

В ИС "ГРАДИЕНТ" для обмена трехмерной геометрической информацией о КА с системой "EUCLID-IS" с помощью подсистемы ПС-13 организована связь с геометрической системой "EUCLID-IS" в формате IGES.

В ИС "ГРАДИЕНТ" не реализована подсистема ПС-9 расчета областей возможных смещений и искажений зон обзора на поверхности земли по результатам оценки температурной деформации ПО.

Подсистема ПС-11 многопараметрической оптимизации.

Целевой функцией подсистемы ПС-11 является масса, снижение которой обеспечивается за счет рационального размещения приборов БА и проведения тепловых труб в сотопанелях модулей ПО, а также выбора параметров элементов конструкции (толщина обшивок, размер сот и т.п.). При этом на характеристики теплового состояния приборного отсека, имеющие важнейшее значение для работы БА, накладываются ограничения, связанные с заданным допустимым диапазоном их изменения.

Подсистема ПС-15 автоматизированного проектирования типовых узлов.

Составной частью ИС "ГРАДИЕНТ" является приложение "ТЕХНОЛОГИЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ КОНСТРУИРОВАНИЯ". С помощью приложения можно решить следующие проблемы: сконструировать панель; построить тепловую трубу; создать прибор; вставить трубу в панель; установить прибор на панель.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент № 2092398 МКИ Б6461/10 //Ашурков Е.А., Кожухов В.П., Козлов А.Г., Корчагин Е.А., Попов В.В., Решетнев М.Ф. //Космический аппарат блочно-модульного исполнения. Опубл. в Б.И. 10.10.97. № 28.

ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ТЕПЛО - И ОГНЕЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДНО - И ДВУХФАЗНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СРЕД

Исаков Г.Н., Бураков В.А., Кузнецов Г.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36
тел. (3822) 410580, 410562, 410581, факс (3822) 410347
E-mail: isak@niipmm.tsu.tomsk.

В докладе дан краткий анализ состояния и приведены некоторые результаты исследований по важнейшим проблемам тепломассопереноса в тепло и огнезащитных материалах, полученные в подразделениях НИИ ПММ за последнее десятилетие.

Механотермическая деструкция резиноподобных ТЗП.

Эластомеры и резиноподобные материалы на их основе широко используются в качестве теплозащитных покрытий (ТЗП) в трактах ракетных двигателей, где подвергаются интенсивным температурным и механическим нагрузкам. Работоспособность ТЗП в таких условиях в значительной степени определяется механотермической деструкцией [1] и термостойкостью [2]. Проанализируем один из возможных путей прогнозирования термостойкости ТЗП в напряженно-деформированном состоянии при высокоскоростном конвективном нагреве [1,2]. Для этого будем использовать модифицированную формулу С.Н.Жукова [1] и экспериментальную методику определения характеристик термодеструкции (T_{np} , t_{np}) с использованием лазерного зондирования, описанную в [1,2]. Оценку влияния скорости нагрева $\frac{dT_w}{dt}$ на термостойкость резиноподобных материалов в условиях конвективного нагрева для напряжений $\sigma = \text{const}$ проведем по формуле из [1]:

$$\frac{1}{T_{np}} = A_\epsilon - \frac{R}{E - \gamma\sigma} \ln \frac{dT_w}{dt}, \quad (1)$$

где E - энергия активации процесса термодеструкции [1,2];

γ - структурно-чувствительный коэффициент [1];

R - универсальная газовая постоянная;

A_ϵ - коэффициент параметрического типа, выражение для которого приведено в [1]

Для примера на рис.1 изображены зависимости температуры T_{np} от напряжения σ при фиксированной скорости $\frac{dT_w}{dt} \cong 45 \text{ К/с}$.

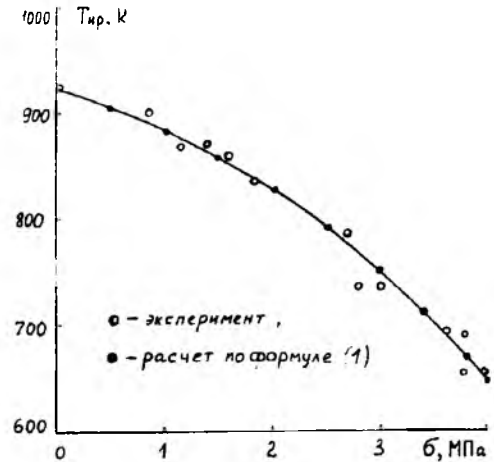


Рис.1

Видно, что напряженно-деформированное состояние ухудшает термостойкость ТЗП при высоких температурах за счет эффективного снижения энергии активации E под воздействием одноосного растяжения. Этот факт необходимо учитывать при проектировании ТЗП, работающих в условиях воздействия внешнего напряжения.

Вспучивающиеся тепло - и огнезащитные покрытия (ТОЗП).

Одной из разновидностей форм воздействия напряженно-деформирующего состояния на внутреннюю структуру ТОЗП является их вспенивание (вспучивание [3,4]) при термодеструкции компонентов. В этом случае образуется теплозащитный слой с малой теплопроводностью [4], который используется для предохранения стенки конструкции от теплового разрушения.

Нами разработан комплексный подход [1-5], включающий изучение протекающих в прогретых слоях вспучивающихся покрытий физико-химических процессов в модельных условиях конвективного нагрева [3], их математическое описание [4,6] и идентификацию [4] с последующим пересчетом на реальные условия эксплуатации [4-5]. Это позволит давать обоснованный прогноз при разработке новых, более эффективных покрытий.

Для иллюстрации возможностей такого подхода [3-6] на рис 2 приведены типичные экспериментальные зависимости плотности ρ_s (1), теплозащитного слоя и его пористости P_s (2), кратности вспучивания $\Delta h / h_s$ (3) и потери массы $\Delta m / m_s$ (4) в зависимости от температуры T_s для ТОЗП типа СГК-1 [3,4]

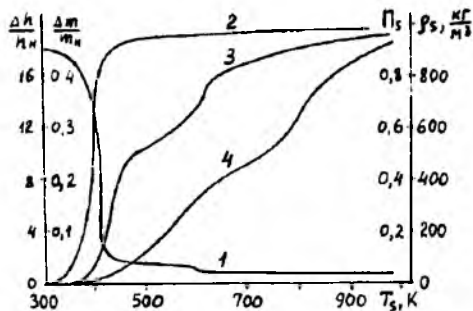


Рис 2

Эти данные эксперимента, а также измеренные термопарным методом [2,3] температурные поля во вспученных слоях ТОЗП являются основой для разработки математических моделей тепло-массопереноса (ТМП).

Наиболее полные модели представлены в работах [4,6], где на основе законов сохранения энергии, массы и количества движения выписана система уравнений параболического типа для многослойного ТОЗП в переменных Лагранжа с условиями сопряжения на границах слоев. Для получения однозначных решений она дополнена начальными и граничными условиями тепло- и массообмена с внешней средой [4,6]. При проектировании ТОЗП с заданными свойствами реализация моделей на ЭВМ проводилась с помощью ИИМ [4,6] и кубических интерполирующих сплайнов.

Тепломассообмены в теплозащитных материалах при воздействии двухфазных высокотемпературных потоков.

В настоящее время установлено, что основное число отказов двигательных и энергетических установок, работающих на металлизированных твердых топливах (МТТ), происходит вследствие прогара внутренней разрушающейся (аблирующей) теплозащиты в зонах воздействия осаждающейся конденсированной фазы (К-фазы) продуктов сгорания. Такая опасность наиболее вероятна при проектировании нетрадиционных схем и применении высокометаллизированных топлив. Воздействие К-фазы жидких горящих агломератов активного металла (Me / MeO) и частиц его оксида (MeO) на разрушающиеся теплозащитные материалы (ТЗМ), будучи в своей основе "вредным" явлением, продолжает ос-

таваться одной из важных и наименее изученных проблем тепломассообмена.

Целью этого направления являлось физико-математическое моделирование и численное исследование основных закономерностей нестационарных процессов тепломассообмена при взаимодействии высокотемпературных двухфазных потоков продуктов сгорания МТТ с разрушающимися ТЗМ различных классов в условиях теплового, химического и механического воздействия осаждающейся инерционно К-фазы жидких горящих агломератов активного металла и частиц его оксида.

Предложена классификация режимов взаимодействия высокотемпературных двухфазных потоков с разрушающимися ТЗМ при инерционном осаждении К-фазы продуктов сгорания МТТ. Выделены термохимический, термомеханический, термоэрозионный и термомеханоэрозионный режимы.

На основе имеющихся экспериментальных данных предложена классификация механизмов и физические модели воздействия К-фазы на разрушающиеся ТЗМ [7].

Сформулированы отдельные и комплексные математические модели нестационарных процессов тепломассообмена при взаимодействии высокотемпературных двухфазных потоков продуктов сгорания с разрушающимися ТЗМ в условиях инерционного осаждения жидких частиц оксидов металлов по механизмам: шлакования холодной поверхности в тепловом и термомеханическом режимах: капельного, очагового, пленочного химического реагирования; ударной эрозии с учетом эффекта проникновения части жидких частиц в поры обугленного слоя; а также в условиях инерционного осаждения жидких горящих агломератов по механизму "ожога" парами активного атомарного металла [8-16].

Созданы эффективные конечно-разностные методы, вычислительные алгоритмы и компьютерные программные средства решения соответствующих нестационарных задач тепломассообмена с подвижными границами при наличии физико-химических превращений в разрушающихся ТЗМ и появлении новых фаз внутри и на поверхности их вследствие взаимодействия конденсированных продуктов сгорания МТТ.

В результате численных исследований выявлен ряд новых важных закономерностей и масштабы фактора "двухфазности", обусловленного влиянием теплового, химического и механического воздействия осаждающейся инерционно К-фазы жидких горящих агломератов (Al / Al₂O₃) и частиц Al₂O₃ на нестационарный прогрев и унос массы графитов, пирографитов, углерод-углеродных композиционных материалов, пресованных и ориентированных коксующихся углепластиковых ТЗМ в области характерных параметров современных и перспективных двига-

тельных и энергетических установок, работающих на алюминизированных топливах. В частности, установлено, что имеет место немонотонный характер зависимости времени "жизни" шлака t , от величины массового потока жидких частиц К-фазы оксида алюминия \dot{m} показанный на рис.3 для углепластикового ТЗМ [9]. Выделены схемы "теплового экрана" и "горячей пластины" для теплового режима шлакования холодной поверхности материалов, в том числе углепластиковых ТЗМ (см рис 4) [9].
Здесь 1, 2, 3 - $\dot{m}_{\text{жм}} = 1, 5, 10 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$;
4 - без учета К-фазы.

Получено, что в термомеханическом режиме шлакования холодной поверхности графита может наблюдаться автоколебательный характер изменения текущей толщины шлака $\Delta_{\text{ш}}$ во времени и величина t , уменьшаться на 27%.

Таким образом, представленные физико-математические модели и результаты численных исследований позволяют создать во внутренней задаче основы теории нестационарных процессов тепломассообмена при взаимодействии высокотемпературных двухфазных потоков продуктов сгорания МТТ с разрушающимися ТЗМ различных классов, как это имеет место во внешней задаче для однофазных (газовых) потоков.

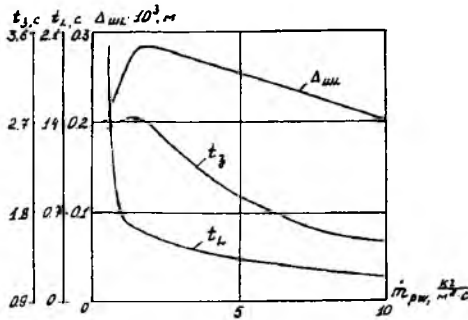


Рис. 3

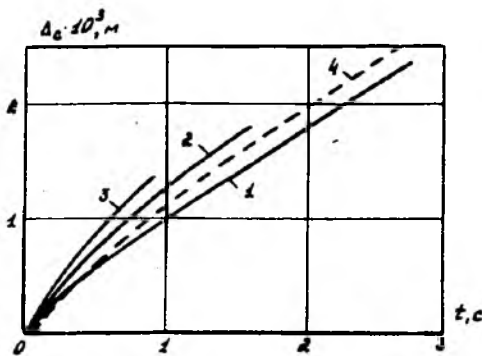


Рис. 4

Высокотемпературное разрушение теплозащитных материалов в условиях высоких давлений.

В НИИ ПММ впервые исследован механизм влияния внешнего давления на интенсивность процесса высокотемпературного разрушения теплозащитных материалов (ТЗМ) [17-20]. Результаты экспериментальных исследований для типичных ТЗМ Р-864 (рис.5) и АФК (рис.6) приведены в виде зависимости массовой скорости уноса \dot{m} от скорости газового потока (\bar{V}) при различных давлениях торможения (1- P = 5 МПа, 2- P = 10 МПа, 3- P = 15 МПа, 4- P = 20 МПа). Каждая точка на графике соответствует среднему значению 4-5 опытов.

Анализ зависимости \dot{m} от \bar{V} показал, что каждая кривая имеет два участка. При низких касательных напряжениях газового потока, когда на поверхности ТЗМ сохраняется кокс, \dot{m} слабо зависит от \bar{V} . Начиная с определенного порогового значения \bar{V} , при котором кокс уносится с поверхности ТЗМ, угол наклона кривой резко увеличивается. Такая закономерность характерна для результатов, полученных при любых давлениях. Рост давления приводит к росту \dot{m} при любых значениях \bar{V} .

Осмотр образцов после опытов показал, что если кокс сохраняется на поверхности ТЗМ, то он имеет структуру, значительно отличающуюся от той, которая характерна для условий входа космических аппаратов в плотные слои атмосферы. При любой продолжительности опытов в условиях высоких давлений ($5 \leq P \leq 20$ МПа) кокс представляет собой корочку очень плотного материала, покрытого сеткой трещин. При давлении более 5 МПа уже нельзя выделить сколько-нибудь развитую пористость с отчетливо видимыми порами, вытянутыми к поверхности нагрева. По мере роста P происходит уплотнение кокса.

В условиях когда кокс полностью уносится с поверхности образца под воздействием газового потока, рост давления приводит к увеличению конвективного теплового потока к поверхности ТЗМ и, соответственно, к росту \dot{m} .

С целью оценки масштабов вклада термомеханических процессов в суммарный унос массы ТЗМ проведены расчеты с использованием модели, учитывающей только термическое разложение исходного теплозащитного материала с поглощением тепла и фильтрацию газообразных продуктов реакции к нагреваемой поверхности. В результате численного анализа установлено, что при малых скоростях газового потока экспериментальные и расчетные значения \dot{m} отличаются не более чем на 20%, что свидетельствует (с учетом погрешности эксперимента) об адекватности принятой в расчетах математической модели и реального механизма высокотемпературного разрушения ТЗМ. При скоростях газового потока выше пороговых для каждого уровня

давления расчетные кривые $\dot{m}(\bar{V})$ располагаются значительно ниже экспериментальных. При этом данные зависимости описываются кривыми разного порядка, что указывает на отличие реального механизма от использованной в расчетах модели высокотемпературного разрушения ТЗМ.

На основании анализа и обобщения результатов экспериментальных исследований различных материалов сделан вывод о том, что при высоких значениях касательных напряжений трения (τ) газового потока (обусловленных высокими скоростями движения и большой плотностью газов) имеет место механическая эрозия материала, находящегося в состоянии термического разложения и представляющего собой смесь размягченного исходного ТЗМ с газообразными и конденсированными продуктами деструкции. Приповерхностный слой материала с такой структурой, когда исходные связи между компонентами частично нарушены, а новые, характерные для кокса ТЗМ при высоких температурах, еще не сформировались, обладает низкой способностью противостоять газодинамическому воздействию внешнего потока. Увеличение внешнего давления приводит при этом как к интенсификации теплоотдачи, так и к росту τ . Последнее в свою очередь вызывает увеличение скоростей термического разложения ТЗМ и эрозийного механического разрушения приповерхностного слоя материала.

На основании обобщения результатов крупномасштабных экспериментальных исследований большой группы различных теплозащитных материалов, а также эрозийностойких и конструкционных полимерных материалов сформулированы физические модели высокотемпературного разрушения ТЗМ, стеклопластиков, эрозийностойких композитов, термопластов и металлов в газовых потоках в условиях высоких давлений. Сформулированные модели включают не только комплекс традиционных термохимических процессов, но также и комплекс термомеханических процессов, характерных для условий высоких давлений и определяющих в основном интенсивность разрушения ТЗМ [17-20].

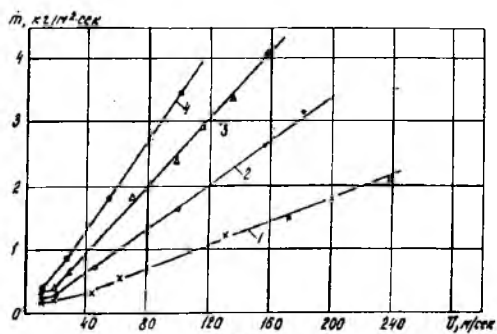


Рис. 5

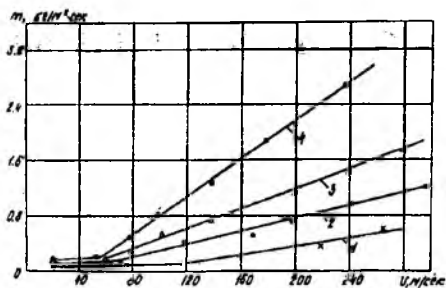


Рис. 6

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Задорина Е.Н., Исаков Г.Н. // Докл. АН СССР. 1988. Т.300, № 3. С. 608-610.
2. Исаков Г.Н. Моделирование нестационарных процессов теплопереноса и воспламенения в реакционноспособных средах. Томск: Изд-во ТГУ, 1988. 234с.
3. Исаков Г.Н., Несмелов В.В. // ФГВ. 1994. Т.30, № 2. С. 57-63.
4. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. // ПМТФ. 1996. Т.37, № 4. С.126-134.
5. Исаков Г.Н., Кузин А.Я., Лавриненко Е.В., Первалов А.В. // Передовые термические технологии и материалы: Аннотац. докл. 1-го Междунар. симпозиума. М: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 1997. С.194.
6. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. // ФГВ, 1998. Т. 34, № 2. С.82-89.
7. Бураков В.А. // ТВТ. 1992. Т.30. № 3. С. 533-542.
8. Бураков В.А., Обухов Н.А., Файзуллин Р.К. и др.// ТВТ. 1992. Т.30. № 5. С. 992-1001.
9. Бураков В.А., Санду С.Ф. // Сиб. физ.-тех. журнал. 1993. Вып. 2. С. 98-103.
10. Бураков В.А., Санду С.Ф. // ФГВ. 1992. Т.28. № 6. С. 51-60.
11. Бураков В.А., Санду С.Ф. // ТВТ. 1996. Т.34. № 6. С. 909-913.
12. Бураков В.А., Санду С.Ф. // ФГВ. 1997. Т.33. № 4. С. 91-102.
13. Бураков В.А. // ФГВ. 1995. Т.31. № 3. С. 9-18.
14. Бураков В.А. // ПМТФ. 1996. Т.37. № 1. С. 139-144.
15. Бураков В.А., Санду С.Ф., Краскова С.И. // ТВТ. 1992. Т.30. № 4. С. 790-798.
16. Бураков В.А. // ФГВ. 1995. Т.31. № 2. С. 67-72.
17. Кузнецов Г.В. // ТВТ. 1996. Т.34. № 6. С. 919-923.
18. Кузнецов Г.В. // ФГВ. 1998. Т.34. № 1. С. 65-69.
19. Кузнецов Г.В. // ФГВ. 1996. Т.32. № 5. С. 143-150.
20. Гаращенко А.И., Кузнецов Г.В., Ткачев А.И. // ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 458-462.

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО КОЛЬЦА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ В ГРАВИТАЦИОННО-МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рабинович Б.И.

Московская государственная академия приборостроения и информатики
107846, Москва, ГСП-6, Стромынка, 20
тел./факс (095) 313-5645
E-mail: vprokhor@iki.rssi.ru

Рассматривается задача устойчивости плазменного кольца, вращающегося в гравитационно-магнитном поле, в несколько более общей постановке, чем в [1,2]. Основным отличием является то, что принимаются во внимание возмущения, связанные с деформацией границ кольца, и, соответственно, расширяется постановка задачи устойчивости стационарного вращения кольца. Здесь имеется определенная аналогия с волнами на свободной поверхности жидкости, частично заполняющей цилиндрическую полость вращающегося твердого тела [3,4].

Расширение постановки задачи [1,2] в направлении учета деформации границ кольца подсказано некоторыми особенностями одного из реально существующих объектов Солнечной системы. Мы имеем в виду Юпитерианский плазменный тор, расположенный в окрестности орбиты спутника Ио, и общую картину его движения по данным космических аппаратов "Вояджер" и "Галилео" [5,6].

Рассмотрим одну из границ кольца, которую будем отождествлять с бесконечно узким кольцом радиуса r . Воспользуемся уравнением стационарного вращения этого кольца в гравитационно-магнитном поле [1], которое запишем в виде

$$V_M^2 = V_G^2 - a^2, \quad (1)$$

где V_G — "гравитационная" круговая скорость при отсутствии магнитного поля; a — скорость альвеновских волн; V_M — круговая скорость с учетом магнитного поля, т.е. отталкивающей пондеромоторной силы.

В случае дипольного магнитного поля с осью диполя, наклоненной к оси вращения планеты на малый угол, $\gamma \ll 1$, получим для кольца радиуса r :

$$\begin{aligned} V_G &= V_{G0} \sqrt{R_0 / r}; \quad a = a_0 R_0 / r; \\ V_{G0} &= \sqrt{g_0 R_0}; \quad a_0 = H_0 \sqrt{\mu_0 / \rho}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь V_{G0}, a_0 соответствуют поверхности планеты с радиусом R_0 ; g_0, H_0 — гравитационное ускорение и напряженность магнитного поля на поверхности

планеты; μ_0 — магнитная постоянная вакуума; ρ — массовая плотность плазмы.

Из уравнения (1) вытекает следующее необходимое условие существования стационарного кольца, состоящего из замагниченной плазмы, вращающегося в гравитационно-магнитном поле:

$$V_G > a, \quad (3)$$

т.е. скорость альвеновских волн должна быть меньше гравитационной круговой скорости.

Рассмотрим теперь необходимое условие устойчивости кольца по отношению к его малым радиальным деформациям, которое наиболее естественно получается в системе координат, вращающейся вместе с кольцом.

Перепишем уравнение (1) в виде уравнения равновесия элемента кольца в этой системе координат:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{\partial U_G}{\partial r} + \frac{\partial U_M}{\partial r} + \frac{\partial U_C}{\partial r} = 0; \\ \frac{\partial U_G}{\partial r} &= g_0 \frac{R_0^2}{r^2}; \quad \frac{\partial U_M}{\partial r} = -\frac{a_0^2 R_0^2}{r^3}; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial U_C}{\partial r} = -\frac{V_M^2}{r}.$$

Здесь U_G, U_M, U_C — составляющие потенциальной энергии, соответствующие полям гравитационных, пондеромоторных и центробежных сил.

Вычислим теперь вторую производную потенциальной энергии $\frac{\partial^2 U}{\partial r^2}$ в точке $\frac{\partial U}{\partial r} = 0$,

полагая при этом $V_M = const$, что соответствует варьированию радиуса элемента кольца с сохранением тангенциальной скорости, которую этот элемент имел в невозмущенном состоянии:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \Big|_{\frac{\partial U}{\partial r} = 0} = \frac{1}{r^2} (2a^2 - V_G^2). \quad (5)$$

Условие устойчивости сводится в силу теоремы Дирихле к положительности правой части равенства (5).

В результате получим, принимая во внимание также неравенство (3), следующее необходимое условие существования устойчивого кольца:

$$1 < A^2 < 2; \quad A = \frac{V_G}{a}. \quad (6)$$

Граница возможного существования кольца получается отсюда при замене первого знака $<$ на $=$, граница устойчивости - при аналогичной замене второго знака $<$.

Рассмотрим теперь важный вопрос о распределении в околопланетном пространстве (при $\gamma \ll 1$ — в экваториальной плоскости) области возможного существования устойчивых колец.

Используя формулы (2), можно переписать условие (6) в виде

$$\frac{1}{A_0^2} < \frac{r}{R_0} < \frac{2}{A_0^2}; \quad A_0 = \frac{V_{G0}}{a_0} \quad (7)$$

Учитывая, что максимальный радиус области, имеющей физический смысл, должен превышать радиус планеты, получим дополнительное условие:

$$\left(\frac{r}{R_0}\right)_{\max} > 1; \quad A_0 < \sqrt{2}. \quad (8)$$

Этому условию соответствует бесконечно узкая кольцевая область.

Если же условие (8) выполняется в усиленной форме

$$\left(\frac{r}{R_0}\right)_{\max} > 2; \quad A_0 < 1, \quad (9)$$

то все соответствующие ему области приобретают максимальную относительную ширину (внешний радиус кольца вдвое больше внутреннего).

В дальнейшем будем предполагать, что рассматриваемое плазменное кольцо находится в одной из областей, определяемых условиями (7) и (9). При фиксированных значениях параметров планеты R_0, g_0, H_0 эти области образуют однопараметрическое семейство с параметром $A_0 < 1$.

В работах [1,2] была доказана устойчивость в смысле Ляпунова стационарного вращения кольца по отношению к трансляционным и ротационным возмущениям типа альвеновских волн в плоскости кольца. При этом не принимались во внимание диссипативные силы.

Попытаемся сделать следующий шаг и ввести в рассмотрение систему диссипативных сил с полной диссипацией. В этом случае невозмущенное движение становится, как известно, асимптотически устойчивым [8]. Однако сам факт существования элитных колец, установленный ранее, вносит в эту стройную картину известный диссонанс. А именно, для элитных колец, по определению, существуют возмущения, стационарные в системе координат, вращающейся вместе с кольцами. На соответствующие главные координаты не распространяется дис-

сипация энергии, так что для элитных колец никакая система диссипативных сил не обладает полной диссипацией. В этом, собственно, и заключается "элитность" упомянутых колец.

В такой ситуации существуют, как известно, критические значения Ω_c , параметра Ω , являющиеся корнями уравнения

$$\det|G| = 0, \quad (10)$$

где G — матрица, элементами которой являются коэффициенты гироскопических сил.

Параметр Ω — это безразмерный кинетический момент кольца [1,2]:

$$\Omega = \frac{\omega r^2}{R_0 a_0 \gamma}; \quad \omega = \omega^n - \omega_0, \quad (11)$$

где ω_0 — средняя угловая скорость кольца; ω^n — угловая скорость собственного вращения планеты.

Невозмущенное движение тех колец, которым соответствует критические значения Ω_c , безразмерного кинетического момента, устойчиво в фазовом пространстве, но неустойчиво в конфигурационном [8].

Отсутствие таких критических ситуаций было установлено в [1] путем численных экспериментов с конечномерными математическими моделями ограниченной размерности.

Увеличение порядка конечномерной математической модели возмущенного движения кольца связано с учетом мод со все большим числом узлов. При этом соответствующая математическая модель может быть заменена асимптотическим аналогом, имеющим вид (в области лапласовых изображений) следующих двух независимых систем конечно-разностных уравнений:

$$(p - i\mu\Omega)\xi_\mu + \frac{\mu}{2}(\eta_{\mu-1} - \eta_{\mu+1}) = p\xi_{\mu 0}; \quad (12)$$

$$[p - 2i(\mu+1)\Omega]\eta_{\mu+1} + \frac{\mu+1}{2}(\xi_\mu - \xi_{\mu+2}) = p\eta_{\mu+1,0};$$

$$\mu = 1, 3, 5, \dots, N-1; \quad \mu_0 = 0; \quad \xi_{N+1} = 0.$$

$$(p - 2i\mu\Omega)\eta_\mu + \frac{\mu}{2}(\xi_{\mu-1} - \xi_{\mu+1}) = p\eta_{\mu 0}; \quad (13)$$

$$[p - i(\mu+1)\Omega]\xi_{\mu+1} + \frac{\mu+1}{2}(\eta_\mu - \eta_{\mu+2}) = p\xi_{\mu+1,0};$$

$$\mu = 1, 3, 5, \dots, N-1; \quad \xi_0 = 0; \quad \eta_{N+1} = 0.$$

Здесь все неизвестные функции суть лапласовы изображения соответствующих оригиналов; p — лапласова переменная. В правой части представлены начальные значения оригиналов (второй индекс 0).

Критические собственные значения Ω_c , параметра Ω могут быть найдены из уравнений (12) и

(13) при $p = 0$. Элитные собственные значения Ω , из тех же уравнений при $p = im\Omega$, где m — целое число. В рассматриваемом асимптотическом приближении многоузловых мод $m \gg 1$. Обе системы уравнений (12) и (13) могут быть решены аналитически с помощью дискретного преобразования Лапласа (естественно, уже по новой переменной [9]).

Для случая $p = 0$ удается получить точное решение, для $p = im\Omega$ — приближенное. При этом в каждом случае из (12) и (13) получается одна и та же асимптотическая формула для собственных чисел Ω или $\Omega_{\text{эл}}$.

$$\Omega_s = \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \frac{\pi s}{2(k+1)}; \quad (14)$$

$$s = 1, 2, \dots, K; \quad K = N/2.$$

$$\Omega_s = \sqrt{\frac{K+1}{\nu}} \sin \frac{\pi s}{2(K+1)}; \quad (15)$$

$$s = K - \nu + 1, K - \nu, K - \nu - 1, \dots, 1;$$

$$\nu = 1, 2, \dots, K; \quad K = N/2.$$

Допустимые комбинации чисел s, ν в формуле (15) ограничены условием $m \gg 1$, где числа m являются различными для систем уравнений (12) и (13):

$$m = \begin{cases} 2(s-1) + \nu & (12) \\ 2s - 1 + \nu & (13). \end{cases} \quad (16)$$

Квантовые числа K, s, m и ν будем называть главным, орбитальным, азимутальным и массовым соответственно.

Асимптотический характер обеих формул (14) и (15) проявляется в падении их точности при уменьшении орбитального квантового числа s , а в случае формулы (15) — и при увеличении массового квантового числа ν . Это иллюстрируется рис. 1, на котором представлены в функции орбитального квантового числа s значения $\Omega_{\text{эл}}, m$ для различных квантовых чисел ν (—|—), рассчитанные по формулам (15), (16), и соответствующие значения $\Omega_{\text{эл}}^0$ (---|---), полученные в [1] путем численного решения характеристического уравнения полной (неасимптотической) математической модели (в [1] эти числа обозначены Ω_{nm}).

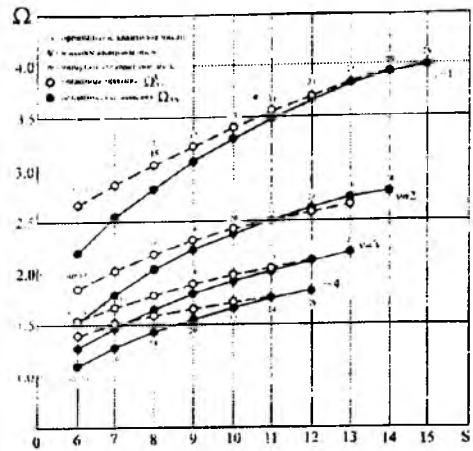


Рис. 1. Часть спектра собственных значений безразмерного кинетического момента Ω .

Из (14) и (15) следует, что параметры Ω , и $\Omega_{\text{эл}}$ могут совпасть только при $\nu = 2(K+1)$, что противоречит условию $\nu \leq K$, вытекающему из (15). Таким образом, равенство $\Omega_0 = \Omega_{\text{эл}}$ невозможно ни при каких значениях чисел s и ν , т.е. в спектрах критических и элитных собственных значений параметра Ω нет совпадающих элементов (по крайней мере в асимптотическом приближении немалых азимутальных квантовых чисел m).

Следствием является устойчивость (но не асимптотическая!) невозмущенного движения элитных колец по отношению к возмущениям рассматриваемого класса.

Рассмотрим формулу (15) более подробно. Из нее следует, что $\Omega_{\text{эл}} > 0$, что соответствует $\omega > 0$, т.е. абсолютной угловой скорости кольца ω^0 , превышающей собственную угловую скорость планеты ω_0 (см.(11)). Однако в принципе возможен и противоположный случай, когда $\omega < 0$. Последнему соответствуют системы уравнений возмущенного движения, сопряженные с (12) и (13), или, что эквивалентно, $\Omega_s < 0, \Omega_{\text{эл}} < 0$. Учитывая это обстоятельство, следует в общем случае приписать параметру Ω в формулах (14) и (15) как положительные, так и отрицательные значения (но не 0!).

Введем, далее, вместо квантовых чисел K, ν их линейные комбинации

$$n = K + 1; \quad l = K + 1 - \nu. \quad (17)$$

Используя квантовые числа n, l, s , можно придать формуле (15) в общем случае $\omega > 0$ следующий вид:

$$\Omega_{\nu} = \frac{n}{\nu} \sin \frac{\pi s}{2n} \quad (18)$$

$$\nu = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l; l = 1, 2, \dots; n = l + \nu; \nu = 1, 2, \dots$$

Нельзя не обратить внимание на то, что новые введенные квантовые числа n, l, s , совпадают с "главным квантовым числом", "квантовым числом полного кинетического момента" и "магнитным квантовым числом" (с исключенным значением $\lambda = 0$) в решении уравнения Шредингера, соответствующем атому водорода [10]. Этот факт лежит в русле идей изоморфизма в квантовании, наблюдающемся в микро- и макросистемах, являющегося в последние годы предметом многочисленных публикаций (см., например, [11, 12]). Заметим, что при $|s/n| \ll 1$ из формулы (18) следует, что уровень квантования безразмерного кинетического момента кольца по квантовому числу s является постоянным. Это согласуется с макроквантованием, наблюдаемым в Солнечной системе, детально рассмотренным в [12], которое, по-видимому, является фундаментальным свойством планетных и спутниковых систем.

Было бы очень важно осуществить прямую или косвенную экспериментальную проверку модели, рассмотренной выше. Такая попытка была предпринята автором и В.И. Прохоренко на примере Юпитерианского тора [6,7]. В результате проведения соответствующих оценок оказалось возможным согласовать наблюдаемые особенности геометрии и кинематики с введенной моделью (интерпретировав их как частичную коротацию), не прибегая ни к каким дополнительным физическим гипотезам. Более того, параметры V_G и a , рассчитанные по этой модели, позволили установить, что для всего тора, включая границы, выполняются условия (6). Полученные результаты говорят в пользу введенной модели, хотя и должны восприниматься с известной осторожностью. В частности, это относится к проблеме устойчивости, которая требует дальнейших исследований на основе модели, включающей полный состав возмущений. Кроме того, следует учесть и тот факт, что один из параметров Юпитерианского тора (отношение "толщины" к "ширине") выходит за рамки аксиоматики "тонкого" кольца, лежащей в основе введенной феноменологической модели.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 97-01-00536)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Рабинович Б.И., Лебедев В.Г., Калинина А.В. Магнитогидродинамика вращающегося кольца из замагниченной плазмы// ДАН. 1992. Т. 326. №5. С. 801-807.
- 2 Рабинович Б.И. Магнитогидродинамика вращающихся вихревых колец из замагниченной плазмы// ДАН. 1996. Т. 351, №3. С. 335-338.
- 3 Нариманов Г.С. О движении симметричного гироскопа, полость которого частично заполнена жидкостью// ПММ. 1957. Т. XXI, вып. 5. С. 699-705.
- 4 Stewartson K. On the stability of a spinning torus containing liquid// Journal of Fluid Mech. Vol. 5. Pt. 4, May 1959. P. 575-692.
- 5 Hill T.W., Dessler A.J. Space Physics and Astronomy Converge in Exploration of Jupiter's Magnetosphere// EOS. Transactions. American Geophysical Union. Vol. 76, №33, Aug. 8, 1995. P. 313-314.
- 7 Russel C.T., Bagenal F., Cheng A.F., Ip W.-H., Roux A., Smyth W.H., Bolton S.J., Polanskiy C.A. Io's interaction with the Jovian Magnetosphere// EOS. Transactions. American Geophysical Union. Vol. 78, №9, March 4, 1997. P. 93,100.
- 8 Альвен Х. Космическая плазма. М.: Мир, 1983.
- 9 Меркин Д. Р. Гироскопические системы. М.: Наука; Физматгиз, 1974.
- 10 Лурье А. И. Операционное исчисление. М.: Л.: Гостехиздат, 1951.
- 11 Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 9. Квантовая механика (II). М.: Мир, 1967.
- 12 Гареев Ф.А. Геометрическое квантование микро- и макросистем. Планетарно-волновая структура адронных резонансов// Сообщения объединенного института ядерных исследований. P2—96—456. Дубна, 1996.
- 13 Чечельницкий А.М. Система Урана. Солнечная система и волновая астродинамика. Прогноз теории и наблюдения "Вояджера-2"// ДАН. 1983. Т. 303, № 6. С. 1082-1088.

СХОДИМОСТЬ РЯДОВ ЛЯПУНОВА, ПРЕДСТАВЛЯЮЩИХ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ

Холшевников К.В., Елькин А.В.

С.Петербургский государственный университет, Астрономический институт

198904, С.Петербург, Петродворец, Библиотечная пл. 2

тел (812) 4284163, факс (812) 4287129

E-mail kvk@astro.spbu.ru elkin@astro.spbu.ru

Рассмотрим твердотельно вращающееся с постоянной угловой скоростью ω жидкое осесимметричное тело, остающееся в равновесии под действием сил самогравитации и центробежных. Семейство поверхностей равной плотности задается уравнением

$$r = Ra[1 + \zeta(a, \theta)].$$

Здесь r - радиус, θ - дополнение широты, R - масштабный множитель; переменная $a \in [0, 1]$ параметризует семейство; ζ - заранее неизвестная достаточно гладкая на произведении отрезка $[0, 1]$ и единичной сферы функция, не зависящая от долготы.

А М Ляпуновым предложен метод определения функции ζ в виде рядов по степеням малого параметра $q = \omega^2 R^3 / GM$, где M - масса, G - постоянная тяготения. Ряды сходятся для всех фигур равновесия [1] по крайней мере при $|q| < q^*$, где, по нашим вычислениям [2], $q^* = 25.56727 \cdot 10^{-5}$.

Насколько занижена эта оценка для реальных тел?

Ответ можно получить, рассматривая простейшие примеры фигур равновесия. Мы начали с однородных фигур ($q = \text{const}$). Поскольку эквиденситы в однородной фигуре подобны друг другу, то достаточно рассмотреть граничный эллипсоид с экваториальной полусью A , заданный уравнением

$$r = A \sqrt{\frac{1 - e^2}{1 - e^2 \sin^2 \theta}}.$$

Переходя к ляпуновскому масштабному множителю R согласно $A = R(1 - e^2)^{1/6}$, получим

$$\zeta = \frac{(1 - e^2)^{1/3}}{\sqrt{1 - e^2 \sin^2 \theta}} - 1. \quad (1)$$

Мы выразили ζ как функцию от вспомогательного параметра e - эксцентриситета эллипсоида Маклорена. Перейдем к ляпуновскому параметру q , связанному с e трансцендентным уравнением

$$q = f^*(e) = \frac{3}{2e^3} \left\{ (3 - 2e^2) \sqrt{1 - e^2} \arcsin e - 3e(1 - e^2) \right\} \quad (2)$$

Наибольшее возможное значение q определяется корнем производной (2), что приводит к уравнению [3]

$$\frac{\arcsin e}{\sqrt{1 - e^2}} = \frac{e(9 - 2e^2)}{9 - 8e^2}, \quad (3)$$

имеющему единственный положительный корень

$$e_0 = 0.929956. \quad (4)$$

Индексом 0 мы снабдили значения параметров критического эллипсоида Маклорена, для которого q максимально. Ясно, что теория Ляпунова может дать самое большое ветвь эллипсоидов, для которой

$$e \leq e_0, \quad q \leq q_0. \quad (5)$$

В этой области связь e, q взаимнооднозначна. Докажем, что ряды Ляпунова действительно описывают ветвь (5).

Устраним в (2) многозначные функции, полагая $e = \sin x$

$$q = f(e) = \frac{3 \cos x}{2 \sin^3 x} \left\{ x(3 - 2 \sin^2 x) - 3 \sin x \cos x \right\} \quad (6)$$

Очевидно, f - мероморфная функция от x^2 , не имеющая особенностей в нуле, поскольку $f(x) = 2/5x^2 + \dots$. Наименьшее по модулю значение аргумента, для которого $\sin x = e_0$, равно

$$x_0 = 1.194292. \quad (7)$$

Представим выражение (1) в форме

$$\zeta = \frac{\cos^{2/3} x}{\sqrt{1 - \sin^2 x \sin^2 \theta}} - 1. \quad (8)$$

Величина ζ рассматривается как функция комплексной переменной q , связанной с x соотношением (6), зависящая еще от вещественного параметра θ

$$\zeta(q) = \zeta \circ f^{-1}(q).$$

Радиус сходимости рядов Ляпунова определяется ближайшей к началу особенностью и может зависеть от θ . Все особые точки (8) подразделяются на 3 класса.

1) Особенности (8) как функции от x . Это корни числителя

$$x = \pm \frac{\pi}{2} + 2k\pi,$$

а при $\sin \theta \neq 0$ - еще и корни знаменателя

$$x = \frac{\pi}{2} \operatorname{sign}(\sin \theta) + 2k\pi - i \ln \frac{1 \pm \cos \theta}{|\sin \theta|}$$

Особенности этого типа отсутствуют в содержащей круг $|x| < \pi$, полосе

$$|\Re x| < \pi/2. \quad (9)$$

2) Особенности отображения (6)

$$x = k\pi, k = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Их нет в полосе (9).

3) Особенности обратного к (6) отображения. На ветвление при $q = 0$ можно не обращать внимания, поскольку (8) является голоморфной в полосе (9) функцией от x^2 . Поиск сингулярностей осуществим в два этапа.

Сначала исследуем образ $\tilde{\Pi}$ прямоугольника $\Pi: |u| \leq \pi/2, 0 \leq v \leq \pi/2$ при отображении (6). Здесь $u = \Re x, v = \Im x$. Четность по x позволяет ограничиться неотрицательными значениями v . Как мы увидим далее, указанное ограничение полосы (9) по мнимой координате достаточно для дальнейших рассуждений.

Образ отрезка $-\pi/2 \leq x \leq \pi/2$ есть четырехжды проходимый отрезок $0 \leq q \leq q_0$. Расширение на комплексную плоскость осуществим средствами компьютерной алгебры и графики. Представим $\tilde{\Pi}$ объединением параллельных вещественной оси отрезков $I_k: -\pi/2 \leq u \leq \pi/2, v = v_k = \pi k/N$. Параметр N характеризует плотность заметания $\tilde{\Pi}$, параметр $k = 1, 2, \dots, N/2$ нумерует кривые. На рис. 1 показано соответствующее семейство кривых \tilde{I}_k при $N = 50$.

Анализ большого числа аналогичных рисунков, отвечающих различным N , убеждает в том, что $\tilde{\Pi}$ содержит квадрат $\tilde{\Pi}^1: |\Re q| \leq 1/2, |\Im q| \leq 1/2$.

Итак, доказано включение

$$\tilde{\Pi}^1 \subset \tilde{\Pi}$$

Переходим ко второму этапу. Из теоремы об обратной функции следует, что особыми точками обратного к (6) отображения могут быть только корни производной

$$\frac{df}{dx} = \frac{3}{8 \sin^4 x} Q(x),$$

$$Q = 16 \sin 2x + \sin 4x - 4x(5 + 4 \cos 2x) = (1$$

$$= \frac{32}{15} x^5 + \dots,$$

0)

т.е. корни Q , лежащие в Π . Как отмечалось, корень $x = 0$ - посторонний.

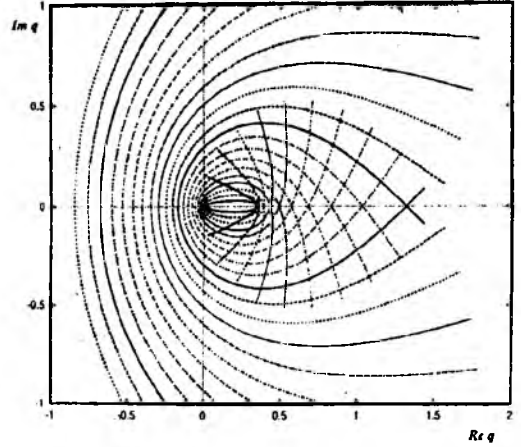


Рис. 1. Образ семейства I_k при отображении $f(x)$; ($N = 50, k = 1, \dots, 25$)

Замечание. Рассуждения первого этапа нам были нужны для того, чтобы убедиться, что круг $|q| < q_0$ содержится в $\tilde{\Pi}$. Если бы мы, например, ограничились множеством $|u| < 0.1, |v| < 0.1$, то это было бы не так.

Найдем теперь корни функции Q в области Π . Единственный вещественный корень x_0 (не считая лишнего $x = 0$) нам известен. Докажем, что комплексных корней в Π нет. Положим

$$Q(u, v) = Q_1 + iQ_2, \quad |Q| = \sqrt{Q_1^2 + Q_2^2} = Q_3,$$

$$Q_1 = 16 \sin 2ush 2v + \sin 4ush 4v -$$

$$- 16v \sin 2ush 2v - 4u(5 + 4 \cos 2ush 2v),$$

$$Q_2 = 16 \cos 2ush 2v + \cos 4ush 4v +$$

$$+ 16u \sin 2ush 2v - 4v(5 + 4 \cos 2ush 2v).$$

Построим семейство графиков $Q_3(u, v_k)$, параметризованное значениями $v_k = \text{const}$. Нам надо убедиться, что соответствующие кривые не имеют общих точек с осью абсцисс. Это удастся сделать, используя разные масштабы для разных подсемейств - см., например, рис. 2-3.

В окрестности $x = x_0$ производная ведет себя, как показано на рис. 3.

Внимательное изучение приведенных и многих других графиков позволяет заключить, что искомым корнем производной (10) может находиться только в окрестности Π_1 точки

$$x_0: 1.19 < u < 1.21, \quad -0.001 \leq v \leq 0.001.$$

Покажем, что внутри Π_1 существует единственный, уже известный корень x_0 функции Q .

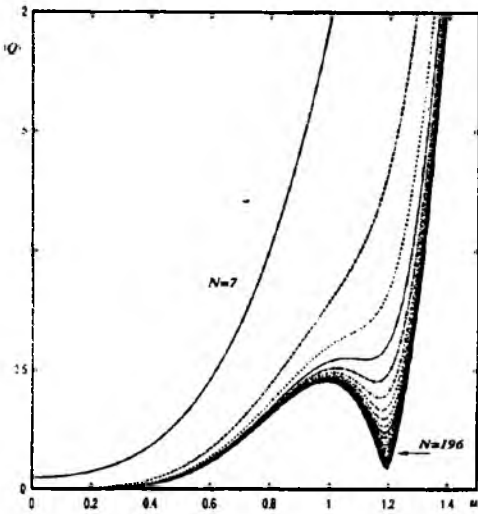


Рис.2. Модуль функции $Q(u, v_k)$, $u \in [0, \pi/2]$, $k=1, N=7, 14, \dots, 196$

По теореме Дарбу [4]

$$Q(x) = (x - x_0)[Q'(x_0) + \mu(x - x_0)], \quad (11)$$

где μ - функция от x , для которой справедлива оценка

$$|\mu| \leq \mu_0 = \frac{1}{2} \max_{\Pi_1} |Q''(x)|.$$

Прямые вычисления дают

$$Q'(x_0) = -5.2808, \quad \mu_0 = 41.0,$$

так что выражение в квадратной скобке (11) не обращается в нуль внутри Π_1 . Таким образом, внутри Π имеется единственный корень x_0 функции Q , отвечающий особой точке q_0 (точке ветвления) обратной функции $f^{-1}(q)$.

Итак, радиус сходимости рядов Ляпунова для однородных фигур равновесия равен максимальному значению величины q для эллипсоидов Маклорена

$$q_0 = 0.336\,998\,559.$$

В окрестности x_0 связь между q и x_0 дается соотношением

$$q = q_0 - A(x_0 - x)^2 + \dots,$$

$$A = -\frac{3Q''(x_0)}{8 \sin^4 x_0} = 2.6477739,$$

так что

$$x_0 - x = \sqrt{\frac{q_0 - q}{A}} + \dots$$

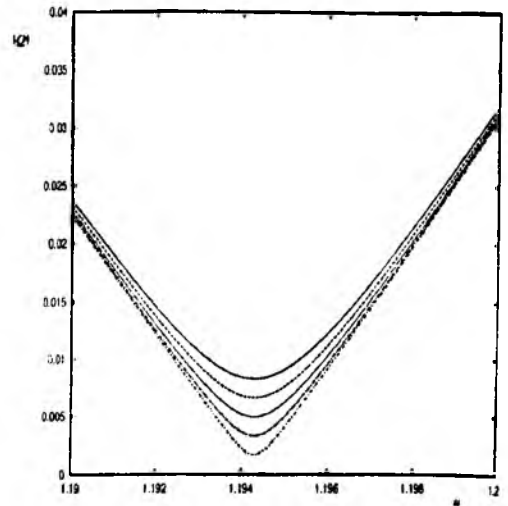


Рис.3. Графики семейств $|Q(u, v_k)|$ вблизи $x = x_0$: $k=2, 4, \dots, 10, N=10000$

Поэтому функция (8) представима в виде

$$\zeta(q) = F_1(q) + F_2(q)\sqrt{q_0 - q},$$

где F_1 и F_2 не имеют особенностей в замкнутом круге $|q| \leq q_0$. Ряд

$$\sqrt{q_0 - q} = \sqrt{q_0} \left(1 - \frac{q}{2q_0} + \dots\right)$$

сходится абсолютно при $|q| = q_0$. Тем более это характерно для маклореновских разложений F_1 и F_2 , как имеющих больший радиус сходимости.

Таким образом, ряд Ляпунова сходится и при $q = q_0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Liapunoff A.M. Recherches dans la theorie de la figure des corps celestes // Записки Императорской Академии наук. 14(7), 1903.
2. Заки С.Ф., Елькин А.В., Холшевников К.В. Форма и строение небесных тел: вслед за Ляпуновым // Астрон. ж. 71(4):785-793, 1994.
3. Крат В.А. Фигуры равновесия небесных тел. М.: ГИТТЛ, 1950.
4. Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т.1. М.: ГИТТЛ, 1957. 478 с.

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ПРИМЕНИМОСТИ ОЗВБ-МЕТОДА

Архипов В.А., Зимин Д.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, ул. Ленина, 36

тел. (3822)-410-556, факс (3822)-410-347

E-mail: zim@niipmm.tsu.tomsk.su

При реализации ОЗВБ-метода нестационарный газоприток определяется по измеренному в камере сгорания давлению на основе термодинамической (нуль-мерной) модели процесса. Важным вопросом в связи с отработкой методики проведения измерений и возможностью последующего решения обратной задачи является определение степени чувствительности давления к изменению газопритока. Для разрешимости обратной задачи необходимо, чтобы уровень вариаций давления в ответ на изменение газопритока был достаточным для регистрации давления с малым уровнем погрешности и идентификации по нему исходного газопритока. Динамика изменения давления существенно зависит от характеристик камеры, которая выступает промежуточным звеном между поверхностью горения и датчиком давления и может ослаблять, демпфировать или, напротив, усиливать воздействие горения на давление в точке измерения. Временное разрешение ОЗВБ-метода т.е. правильнее связать не только с собственной частотой датчика, но и с характерным временем камеры, соответствующим принятой постановке ОЗВБ. В случае использования нуль-мерной модели - это время релаксации свободного объема t_v , в одномерной постановке - время распространения возмущения t_v . Очевидно, что чувствительность давления к скорости горения зависит также от характерного времени ее изменения. Поэтому для анализа возможности использования и установления границ ОЗВБ-метода применимости представляет интерес исследование его амплитудно-частотных характеристик.

В настоящем параграфе изучается функция отклика давления на возмущение массовой скорости горения

$$\mathcal{R}_m^p = \frac{\Delta p}{\Delta m} \quad (1)$$

в зависимости от частоты и амплитуды возмущающих колебаний и от параметров камеры. Рассматриваются термодинамическое (нуль-мерное) и одномерное газодинамическое приближения. Внимание акцентируется на процессах, происходящих в камере сгорания, колебания газопритока считаются заданными, а эффекты нестационарного горения не учитываются. Аналогично в большинстве работ по исследованию нестационарного горения определяют функцию отклика горения по давлению, задавая внешнее возмущение давления и не рассматривая обратное влияние горения.

Термодинамическое приближение. Рассмотрим полужамкнутый объем, в котором горит образец

ТТ. Считаем давление постоянным по объему. Дополнительно предположим, что процесс адиабатический. Сравнительные расчеты показывают, что влияние данного допущения на давление не превышает 4%. Связь между скоростью горения и давлением задается тогда одним уравнением сохранения массы:

$$V \frac{d\rho}{dt} = \rho_p S_b u_b - \Gamma(\gamma) F_p \rho \sqrt{RT}$$

Переходя к безразмерным переменным $\rho = \rho/\rho_0$, $v = u_b/u_{b0}$, $T = T/T_0$, $\bar{t} = t/t_v$, имеем

$$\frac{d\rho}{d\bar{t}} = v - \bar{\rho} \sqrt{\bar{T}} \quad (2)$$

Здесь ρ_0, T_0, u_{b0} - параметры стационарного режима, $t_v = \frac{V}{\Gamma(\gamma)F_p \sqrt{RT_0}}$ - время релаксации свободного

объема камеры сгорания. Далее в данном разделе все выкладки приводятся для безразмерных переменных, черта при их обозначении опускается. Внесем возмущение Δv в значение скорости горения и перепишем уравнение (2) для величин $\rho = 1 + \Delta\rho$ и $T = 1 + \Delta T$:

$$\frac{d\Delta\rho}{d\bar{t}} = 1 + \Delta v - (1 + \Delta\rho) \sqrt{(1 + \Delta T)} \quad (3)$$

Учитывая предположение адиабатичности процесса, запишем соотношения, связывающие плотность с температурой и давлением:

$$(1 + \Delta\rho) = (1 + \Delta T)^{\gamma-1}, \quad (1 + \Delta\rho) = (1 + \Delta\rho)^\gamma$$

Разлагая их правые части в степенной ряд и ограничиваясь первыми его членами, получим

$$\Delta T \cong (\gamma - 1) \Delta\rho, \quad \Delta\rho \cong \gamma \Delta\rho \quad (4)$$

Исключим из (3) ΔT , разложив радикал в ряд, ограничиваясь первым членом разложения, и используя соотношение (4):

$$(1 + \Delta T)^{\frac{1}{2}} \cong 1 + \frac{\Delta T}{2} \cong 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \Delta\rho \quad (5)$$

Подставляя (5) в (3) и пренебрегая членами второго порядка малости, получаем дифференциальное уравнение для вариаций плотности:

$$\frac{d\Delta\rho}{d\bar{t}} = \Delta v - \frac{\gamma + 1}{2} \Delta\rho$$

Воспользовавшись (4), перейдем к уравнению для вариаций давления

$$\frac{d\Delta p}{d\bar{t}} = \gamma \Delta v - \frac{\gamma + 1}{2} \Delta p \quad (6)$$

Зададим гармоническое возмущение скорости горения $\Delta v = a \sin \omega \bar{t}$ и будем искать отклик давле-

ния в виде

$$\Delta p = A \sin \omega t + B \cos \omega t.$$

Подставляя в (3), определим константы, и приводя формулу для возмущения давления к гармоническому виду, получим окончательно

$$\Delta p = \Delta p_{\max} \sin \left(\omega t + \arctan \frac{2\omega}{\gamma - 1} \right). \quad (7)$$

$$\Delta p_{\max} = A \left[\sin \left(\arctan \frac{\gamma + 1}{2\omega} \right) + \frac{2\omega}{\gamma + 1} \cos \left(\arctan \frac{\gamma + 1}{2\omega} \right) \right] = \frac{2}{\gamma + 1} \left[1 + \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^2 \right]^{-1/2}$$

Функция отклика выражается через полученную величину максимальной вариации давления в виде $\mathcal{R}_m^p = \Delta p_{\max} / a$. С увеличением частоты возмущения чувствительность давления сильно ослабевает: \mathcal{R}_m^p достигает ~ 0.05 при значении относительной термодинамической частоты $f_r = \omega / 2\pi t_r$ порядка 4.5. Таким образом, в рамках термодинамического приближения обратная задача вряд ли будет разрешима при периоде колебаний газоприхода порядка $0.2 t_r$. Для изучения воздействия возмущений больших частот, где существенное влияние на отклик давления могут оказывать волновые эффекты, производилось исследование в рамках одномерной газодинамической постановки.

Одномерное газодинамическое приближение
Рассматривается цилиндрическая камера длиной L с торцевым зарядом ТТ. Задается возмущение массовой скорости горения $\Delta m = a \sin \omega t$, и определяется отклик давления у горящей поверхности ($x=0$) и у заднего дна камеры ($x=L$). Как и в термодинамическом приближении, обратное влияние давления на скорость горения не рассматривается. Процесс описывается системой одномерных нестационарных уравнений газовой динамики, которая решалась численно методом Годунова.

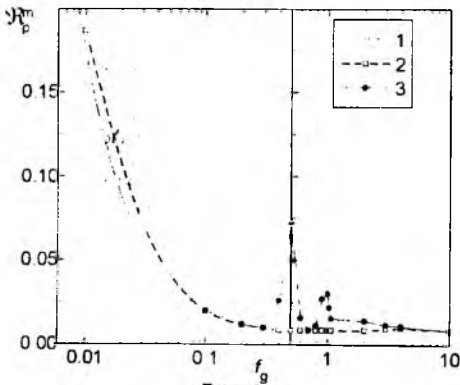


Рис. 1

1-максимальная амплитуда, 2- амплитуда первого колебания, 3-термодинамическая функция отклика (7) $\gamma = 1.245$, $\chi = 125$

Результаты расчетов представлены на рис. 1 в виде зависимости функции отклика от относитель-

ной газодинамической частоты $f_r = f L c_0 / c_0$ - скорость звука в покоящемся газе. Разница амплитуды первого колебания и максимальной амплитуды, достигнутой в процессе развития волновых взаимодействий, определит, насколько выражены одномерные эффекты. При малых (< 0.1) частотах давление изменяется равномерно по объему, одномерные эффекты пренебрежимо малы. Функция отклика здесь практически совпадает с рассчитанной в термодинамическом приближении. Расхождения, связанные с различием моделей и погрешностью расчета, составляют $\sim 1\%$ при $f_r = 0.01$ и увеличиваются с ростом частоты.

В области частот порядка $0.1 \div 1$ ярко выражены волновые явления. Наиболее существенные резонансные пики функции отклика у поверхности топлива имеют место при $f_r = 0.5$ и $f_r = 1$. Однако даже в этих точках значения отклика не превышают 0.08. В то же время сложность учета процессов взаимодействия волн делает нецелесообразным рассмотрение в одномерной постановке обратной задачи восстановления нестационарной скорости горения от времени.

При больших частотах возмущений камера оказывает демпфирующее влияние на распространяющиеся колебания давления. При $f = 10$ функция отклика у заднего дна камеры практически равна нулю. Измерение давления в области частот $f_r = 1 \div 10$ потребует, помимо применения датчика с высоким временным разрешением, проведения газодинамического анализа для определения оптимального положения точки измерения.

Известно, что одномерные эффекты выражаются тем сильнее, чем выше число Маха, т.е. чем меньше отношение F/F_* . Расчеты резонансных значений функции отклика давления в зависимости от отношения характерных времен $\chi = t_r / t_{*k} \sim F/F_*$ показывают, что при всех соотношениях, обеспечивающих критическое истечение, величина \mathcal{R}_m^p не превышает 0.035.

Проведенное исследование позволяет более четко очертить границы применимости ОЗВБ-метода и оценить влияние одномерных эффектов на точность восстановления скорости горения. При низких частотах (порядка $1 \div 10/t_r$) процесс хорошо описывается в рамках термодинамического приближения. В области высоких частот камера сгорания оказывает демпфирующее влияние на распространяющиеся колебания. Поэтому для исследования ОЗВБ-методом явлений с малыми характерными временами - $t = (1 \div 10 f_r)^{-1}$ необходим обоснованный выбор положения датчика давления и решение обратной задачи в одномерной постановке. При этом плохая обусловленность обратной задачи является, по-видимому, труднопреодолимым препятствием. Для измерения газоприхода при частотах, близких к резонансным частотам камеры, более целесообразно использовать другие экспериментальные методы.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННЫХ РЕАГИРУЮЩИХ ПОТОКОВ В ЭНЕРГОУСТАНОВКАХ

Архипов В.А., Матвиенко О.В., Рудзей Е.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел.: (3822) 410556 Факс: (3822) 410347.

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Вихревые горелочные устройства широко используются в современной технике, начиная от горелок для термической обработки материалов, резки и сварки металлов до агрегатов розжига и стабилизации процесса горения в камерах сгорания газотурбинных и жидкостных реактивных двигателей. В связи с повышением требований к качеству сжигания топлива и содержанию вредных выбросов (в первую очередь сажи, окислов азота, окиси углерода, бензапирена) в продуктах сгорания актуализируются задачи оптимальной организации пламени, его аэродинамики и турбулентности.

Все эти задачи непосредственно связаны с условиями стабилизации пламени. Характерной особенностью сжигания газов в потоке является существенное влияние на положение фронта пламени и устойчивость горения аэродинамической структуры течения. Для организации эффективного процесса сжигания в технике используются разнообразные типы горелочных устройств, конструкция которых определяется главным образом их назначением, расходонапряженностью и типом используемой топливной смеси.

Рассмотрим стационарный режим горения в факеле наиболее типичного горелочного устройства с диффузором и центральным телом (горелочный узел судового котла конструкции Харбинского института судовых котлов и турбин, Харбин, КНР). Центральным телом в данном случае является форсунка для подачи распыленного жидкого топлива. Горючая смесь, подаваемая через горелку, представляет собой неизотермическую турбулентную струю химически реагирующих газов. В диффузоре происходит торможение потока (за счет увеличения площади поперечного сечения): профиль осевой скорости в ядре потока сохраняет начальный вид, однако в окрестности стенок диффузора за счет действия вязких сил формируется динамический пограничный слой и устанавливается неравномерное распределение скоростей. После выхода из диффузора возникает струйное течение со свободной границей, расширяющейся в направлении оси течения. При этом распространение свободной турбулентной струи характеризуется не только нарастанием толщины слоя смешения, но и формированием неравномерного профиля осевой скорости, которая изменяется от U на оси течения до нуля на внешней границе струи. Таким образом, вблизи от устья горелки в области динамического пограничного слоя существует область, в которой скорость

газа не превосходит нормальную скорость распространения пламени. Эта область, обычно называемая поджигающим кольцом, играет важную роль в стабилизации пламени. От поджигающего кольца горение распространяется по потоку. При этом от воспламенившихся периферийных слоев за счет турбулентной теплопроводности теплота передается внутренним слоям, вызывая их воспламенение, и одновременно сносится вниз по потоку, формируя факел конусообразной формы. Действие поджигающего кольца эффективно при относительно невысокой скорости прокачки газовой смеси. С увеличением U относительная тепловая мощность кольца уменьшается и оно перестает играть роль стабилизатора горения. Кроме того, длина факела увеличивается с ростом U , что нежелательно для ряда технологических процессов с использованием горелочных устройств. Для интенсификации процессов сжигания газа в промышленных топочных устройствах горелки должны обладать высокой устойчивостью горения и обеспечивать компактность зоны горения, что достигается применением искусственной стабилизации.

Одним из наиболее распространенных способов стабилизации пламени является введение в поток стабилизатора горения в виде плохобтекаемого тела. Образующие таким телом обратные циркуляционные потоки создают зону частичной начальной газификации (при сжигании жидкого и твердого распыленного топлива) и первичного фронта воспламенения. Еще лучшего результата можно добиться, привлекая к корню факела большие количества высокотемпературных сгоревших газов в виде обратных токов с помощью специальных аэродинамических приемов, например с помощью закрутки потока. Поток горючей смеси поджигается при достижении им горячей зоны рециркулирующих сгоревших газов, что и обеспечивает стабилизацию процесса горения.

В большинстве работ математическое моделирование аэродинамики и процессов горения проводилось для упрощенных постановок (уравнения движения в приближении пограничного слоя, модель идеальной жидкости и т.п.). В настоящем сообщении проведено параметрическое исследование совместного влияния геометрических и режимных параметров типичной вихревой горелки с диффузором и центральным телом на условия стабилизации пламени в рамках полных уравнений Рейнольдса.

Система уравнений решалась с помощью

предложенного Патанкармом алгоритма, в котором конечноразностные уравнения получались интегрированием дифференциальных уравнений по контрольным объемам, содержащим узлы конечноразностной шахматной сетки. Уравнение неразрывности удовлетворялось косвенно с использованием итерационной схемы SIMPLE. Вычисления проведены на сетке с 210 узлами в осевом направлении и 160 узлами в радиальном.

Основная серия расчетов выполнена для следующих значений параметров: $U_m = 30$ м/с, $T_{in} = 500$ К.

Рассмотрим сначала влияние на структуру незакрученного течения и горение потока стабилизатора в виде центрального тела. Распределение $U(r)$ характеризуется наличием минимума в приосевой области, потенциальным ядром и динамическим пограничным слоем в котором наблюдается уменьшение U до нуля. Возникающая в окрестности центрального тела вследствие резкого расширения потока область пониженного давления искривляет траекторию струи и приводит к образованию здесь «провала» осевой скорости с образованием максимума U при $r_m = 0$. С увеличением радиуса центрального тела R_1 величина этого «провала» $\Delta U = (U - U(r = 0))$ растет и в потоке возникает центральная зона возвратных течений. По мере удаления от устья границы струи расширяются и вследствие эжекции воздуха увеличивается расход газа в струе. Внутренняя зона с минимумом осевой скорости вырождается, и распределение $U(r)$ приобретает вид, характерный для круглых струй с максимумом на оси.

Изменение структуры течения, связанное с наличием центрального тела, оказывает влияние и на картину горения. При малых $\eta = R_1 / R_2$ влияние центральной втулки на горение незначительно. Однако с увеличением η , когда замедление горючей смеси в приосевой области становится заметным: $(\Delta U / U_m > 0.1)$ фронт пламени в приосевой части течения совершает движение против потока к центральному телу. При этом изотермы изгибаются и приобретают двухгорбый вид.

При закрутке потока появляется тангенциальная составляющая скорости W , формируется поле центробежных сил, пропорциональных $\rho W^2 / r$, которые интенсифицируют движение газа в радиальном направлении. Это приводит к увеличению угла раскрытия струи и, как следствие этого, повышенной эжектирующей способности и меньшей дальностью. В приосевой области при малой интенсивности закрутки ($\Phi_s < 0.6$) градиент давления, вызванный наличием центробежных сил, недостаточен для появления зоны возвратных течений и приводит лишь к уменьшению U в приосевой области. При большей закрутке в окрестно-

сти оси возникает большое разрежение, которое приводит к образованию центральной зоны возвратных течений. Отметим, что размеры и форма этой зоны определяются не только режимными параметрами течения: скоростью истечения газа из сопла, интенсивностью закрутки, но и конструктивными особенностями горелки: наличием диффузора и центрального тела, отношением η , углом раскрытия диффузора и т.д.

Проведенные расчеты показывают, что наличие диффузора приводит к увеличению угла раскрытия струи и оказывает благоприятное воздействие на образование рециркуляционной зоны.

Еще более сильное влияние на формирование рециркуляционного течения оказывает наличие центрального тела. Как уже отмечалось, при достаточно большом отношении η возможно существование рециркуляционного течения и в незакрученном потоке. Наличие закрутки позволяет уменьшить отношение $\eta_m = R_{1min} / R_2$, (R_{1min} - минимальный радиус центрального тела, при котором возникает рециркуляция), необходимое для возникновения зоны возвратных течений, что при одинаковой скорости ввода компонентов позволяет увеличить расходные характеристики горелки.

Увеличение угла раскрытия струи с ростом интенсивности закрутки приводит к более быстрому уменьшению скорости в струе и росту толщины слоя смешения, где скорость газа сравнима с нормальной скоростью распространения пламени. Таким образом, в слабозакрученных потоках возрастает стабилизирующая роль поджигающего кольца. Длина пламени заметно уменьшается, при этом с ростом закрутки наблюдается постепенное увеличение толщины пламени. В сильнозакрученных потоках стабилизация горения осуществляется горячими продуктами реакции, циркулирующими в зоне возвратных течений.

Таким образом, с помощью изменения конструктивных параметров и управления режимом течения (в первую очередь с помощью закрутки потока) можно достаточно эффективно влиять на устойчивость горения, размеры и форму пламени вихревой горелки. Это позволяет при заданных расходных характеристиках найти оптимальные условия, обеспечивающие устойчивое сжигание топлива с высокой полнотой сгорания и компактной зоной горения. Отметим, что тесное взаимодействие влияния геометрических и режимных параметров на стабилизацию пламени позволяет расширить диапазон регулирования характеристик факела.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ЗАЖИГАНИЯ УНИТАРНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ВОДНОЙ СРЕДЕ ПЛОСКОЙ СПИРАЛЬЮ НАКАЛИВАНИЯ УМЕРЕННОЙ МОЩНОСТИ

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

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36
тел.(3822) 410713, факс (3822) 410347
E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Совершенствование подъемных устройств затонувших объектов на основе твердотопливных газогенераторов открытого типа [1] достигается обеспечением их функционирования в автономных условиях. В связи с этим возникает необходимость снижения мощности источника питания негерметичного электровоспламенителя, применяемого для их запуска.

В работе [2] было установлено, что при создании плоской спирали накаливания (ПСН) тепловой нагрузки q_w , превышающей величину первой критической плотности теплового потока q_{k1} , возникает пленочный режим кипения и происходит необходимый разогрев контактирующих с пластиной слоев топлива, вызывая их воспламенение. Однако для практической реализации подобной схемы инициирования необходимы большие энергозатраты. Так, например, в диапазоне эксплуатационных глубин 50...300 м подъемного устройства типа [3] необходимо, чтобы ПСН развивала мощность $N = 3,5$ кВт. Это возможно осуществить только путем подачи напряжения по кабелю с обеспечивающего судна, как при использовании подводных световых приборов, имеющих близкие значения мощностей ламп накаливания [4].

Различие возможных практических вариантов реализации анализируемого способа зажигания обуславливается выбором средств, которыми достигается снижение теплопотерь от нагреваемого участка образца в воду.

Наиболее просто обеспечить это, изолируя ПСН от окружающей воды каким-нибудь слоем материала, разрушающимся при переходе к стационарному горению [5]. Как следует из приближенного расчета, присутствие бумаги толщиной 0,5 мм почти на порядок снижает интенсивность теплопотерь. Экспериментально подтверждено, что экранирование полуской фольгой из никеля шириной 4,5 мм, приклеенной к торцевой поверхности шашки из УТТ типа «Н» диаметром 48 мм, позволяет реализовать зажигание в водной среде при $N = 25...175$ Вт ($q_w = 0,1...0,4$ МВт/м²). В отсутствие изолирующего слоя создание такой же тепловой нагрузки фольгой вызывает лишь пузырьковое кипение на нагревателе.

При проведении операции по подъему затонувшего объекта устройство с газогенератором наддува может находиться под водой несколько часов и подобное покрытие окажется не в состоянии выполнять возложенные на него функции.

Применение теплоизоляции из полиэтилена толщиной 35...60 мкм на поверхности электронагревателя приводит к снижению в 2,5 раза величины q_{k1} по сравнению со случаем, когда отсутствует экранирующий слой [6]. Однако весьма сложная технологическая операция по нанесению последнего на металл повышает затраты на изготовление системы запуска. К тому же рассматриваемое решение дает сравнительно небольшое уменьшение мощности источника питания.

Дальнейшее исследование особенностей схемы зажигания УТТ открытой ПСН показало следующее.

Возможность увеличения тепловой нагрузки за счет сокращения площади поверхности контакта ПСН с топливом ограничена из-за возрастания q_{k1} при диаметрах нагревателя, меньших 25 мм [7].

На стадии пузырькового кипения вследствие высокой интенсивности охлаждения температура пластинки T_w близка к температуре кипения T_b [8]. Принимая во внимание возрастание последней с увеличением гидростатического давления p_l , следует ожидать возможность реализации условий зажигания в режиме тепловых нагрузок $q_w < (10^{-2}...1)q_{k1}$. Подсчет времени задержки t , для УТТ типа «Н» с помощью соответствующей аппроксимационной зависимости из [9] показал, что при $p_l = 1,6$ МПа ($T_b = 475$ К), $t_l = 23$ с, для $p_l = 3$ МПа ($T_b = 505$ К), $t_l \cong 1,5$ с. Следовательно, в области глубин более 150 метров может быть обеспечено зажигание УТТ с применением источников питания мощностью 100...200 Вт.

Другое конструктивное решение снижения N основывается на использовании режима развитого пузырькового кипения на потолочной поверхности, наблюдающегося при $q_w = (0,1...0,2)q_{k1}$. Последний сопровождается возникновением двухфазного слоя толщиной 2...4 мм, содержащего небольшое количество значительных по размерам пузырей, образующихся за счет поглощения соседних, более мелких

[10] Поэтому воздействие тепловым потоком умеренной плотности на участке нагревателя, изолированной паровым пузырем от воды, завершится его воспламенением

Подобная схема зажигания была реализована следующим образом. На торцевую поверхность образца в границах прямоугольника со сторонами 17 и 30 мм с помощью ацетона приклеивалась СН из нихромовой проволоки диаметром 0,25 мм и длиной 340 мм. Мощность ее варьировалась в пределах 75...400 Вт. Одна из боковых граней бронировалась с таким расчетом, чтобы зона нагрева была ограждена бортиком высотой 10 мм., который втрое превышал упомянутую выше толщину пленки двухфазного слоя, и продлевал время ее пребывания.

Визуализацией процесса с помощью кинокамеры были зафиксированы различные стадии его от момента зарождения отдельных пузырей на спирали до устойчивого зажигания. По мере утолщения двухфазного слоя на поверхности контактирующего с нагревателем образца возникали очаги инициирования, часть из которых исчезала вследствие пульсации двухфазного слоя. Обработка полученных данных показала, что воспламенение происходило вблизи наиболее крупного пузыря диаметром 12...15 мм в случаях, когда ПСН развивала $N = 75...110$ Вт. При этом $q_w = 0,2...0,3$ МВт/м², а время задержки, включающее и продолжительность образования двухфазного слоя, соответственно убывало с 7 до 3 секунд.

В работе [11] показана стабилизирующая роль подобной газовой прослойки, способствующей достижению независимости массовой скорости горения УТТ от окружающей жидкости.

Оценка дополнительных тепловых потерь от периферийных участков очага в паровую среду на задержку зажигания проведена с помощью интерполяционной формулы, предложенной в [9] для аналогичного случая. Приближенный расчет минимальной величины диаметра d_m очага УТТ типа «Н» при охлаждении его боковых сторон водой за счет турбулентной свободной конвекции показал, что для $q_w = 0,2$ МВт/м², $d_m \leq 3$ мм. Поэтому в используемом диапазоне тепловых нагрузок для паровых пузырей диаметром 10...15 мм данный эффект не приведет к дополнительной задержке зажигания и ее расчет можно выполнять по методике [2].

Обеспечение таких энергетических параметров нагревателя возможно при использовании аккумуляторных батарей от водолазного светильника [4].

Таким образом, проведен анализ факторов, способствующих обеспечению зажигания УТТ в водной среде при умеренной тепловой нагрузке, создаваемой

ПСН. Установлено, что при размещении ее на потолочной поверхности необходимый разогрев может осуществляться от малогабаритных источников питания, входящих в комплекты индивидуальных средств подводного освещения. Это позволяет эксплуатировать в автономном режиме подъемное устройство на основе газогенератора открытого типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барсуков В.Д., Голдаев С.В. Об использовании твердых ракетных топлив в технических средствах глубоководного подъема затонувших объектов // Сибконверс-95. Тез. докл. междунар. конф. Томск. Т.1.С.102-103.
2. Теоретическое и экспериментальное исследование закономерностей подводного зажигания конденсированных веществ. /В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Е.В. Муленок и др. // Горение: Материалы 10-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1992. С.7-8.
3. Разработка устройства малой механизации водолазного труда с эластичной плавучестью, наддуваемой газогенератором / В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Ю.Н. Елового и др. // Проблемы спасения людей на море и оказания помощи аварийным кораблям и судам. Тез. докл. Всес. конф. Л.: Судостроение, 1991. С.103-104.
4. Стопцов Н.А., Груздев М.А. Средства подводного освещения. Л.: Судостроение, 1985. 200 с.
5. Caveny L.H., Saber A.Y., Summerfield M. Propellant Burning Uniformity Identified by Ultrasonic Acoustic Emissions // J. Spacecraft and Rockets, 1977. V.17, №7. P.434-437.
6. Дорохов А.Р., Бочагов В.Н. Теплообмен при кипении на полимерной поверхности цилиндра. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. науки. 1988. Вып.3. №11. С.22-26.
7. Кравец В.Ю., Фридрихсон Ю.В., Босая О.В. Кризис теплоотдачи при кипении на микроповерхностях // Инж.-физ. журнал. 1991. Т.60. №2. С.266-270.
8. Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. Киев: Наукова думка, 1980. 315 с.
9. Вилонев В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. 185 с.
10. Кириченко Ю.А., Русанов К.В., Тюрина Е.Г. О максимальной толщине двухфазного слоя при кипении на обращенной вниз горизонтальной поверхности // Инж.-физ. журнал. 1988. Т.55, №5. С.800-803.
11. О горении унитарных твердых топлив в жидкой среде. / Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Минькова Н.П., Муленок Е.В // Изв. вузов: Физика. 1993. Т.6, №4. С.110-118.

ГАЗОГЕНЕРАТОР С АВТОМАТИЧЕСКИМ ЗАПУСКОМ И СПОСОБ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Барсуков В.Д., Минькова Н.П., Миньков С.Л.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050 г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410565, факс (3822) 410347

E-mail: smin@itf.tsu.tomsk.su

Недостатком известных газогенераторов для разрыва или прогрева пласта / 1 / является неудобство эксплуатации, связанное с необходимостью использования средств спуска и подъема, с возможностью повреждения или полного вывода из строя кабельной головки при проведении разрыва, а также с необходимостью применения электрического кабеля с достаточно мощным источником энергии. Для устранения отмеченных недостатков ставилась задача понижения трудоемкости и повышения удобства эксплуатации за счет обеспечения автономного воспламенения твердотопливных блоков без использования геофизического кабеля и соответствующего источника тока /2/. В данной работе рассматривается газогенератор, в котором зажигание твердого топлива производится разогретым газом.

Общий вид газогенератора в разрезе изображен на рис. 1а

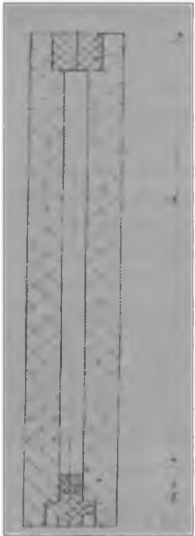


Рис. 1а

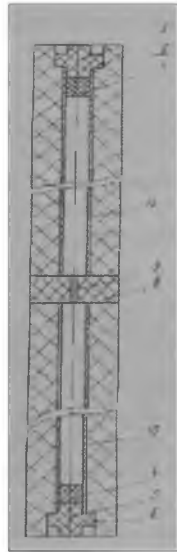


Рис. 1б

На рис. 1б показан газогенератор с внутренней перегородкой, перепускным каналом и подкрепляющей втулкой. Газогенератор содержит удлиненный блок твердого топлива (шашку) 1 с продольным каналом 2, на одном конце которого установлена (вклеена) пробка 3 из твердого топлива. Во входной части другого конца продольного канала 2 установлен упругий поршень 4, выполненный из резины. Упругий поршень 4 скреплен с предусмотренной герметизирующей заглушкой 5, которая выполнена ступенчатой со срезным кольцевым буртиком 6 в ее

средней части. Между блоками твердого топлива и срезным кольцевым буртиком может быть установлена шайба с повышенной по отношению к материалу заглушки 5 прочностью. В варианте (б) газогенератора упругий поршень 4 и заглушка со срезным буртиком 6 установлены в обоих концах продольного канала, причем в нем предусмотрена твердотопливная перегородка 8 с перепускным каналом 9. В продольных каналах могут быть установлены подкрепляющие втулки 10. Внутри твердотопливной перегородки 8 заподлицо с поверхностью перепускного канала 9 могут быть заформованы упрочняющие волокна, изготовленные из термостойкого материала с температуропроводностью, близкой к температуропроводности твердого топлива, например, из стекловолокна.

Работа газогенератора осуществляется следующим образом. После размещения снаряженного газогенератора в устье скважины, дальнейшее его движение в скважинной жидкости происходит под действием собственного веса. При достижении заданной глубины, а следовательно, необходимого перепада давления кольцевой буртик 6 срезается. Далее, под действием того же перепада давления происходит движение цилиндрического остатка заглушки 5 и упругого поршня 4, обеспечивающих быстрое сжатие содержащегося в канале 2 газа (воздуха). В итоге адиабатического сжатия воздуха приводит к значительному повышению температуры в небольшом объеме в конце канала. В результате происходит воспламенение поверхности канала. Повышение давления за счет прихода продуктов горения приводит к обратному движению упругого поршня 4 и последующего расширения зоны горения за счет воспламенения обнажающихся участков продольного канала 2.

Во многих случаях для достаточной интенсивности термогазохимического и силового воздействия на призабойную зону продуктивного пласта одного газогенератора будет недостаточно. Тогда следует использовать дополнительные твердотопливные блоки. При этом, чтобы обеспечить компактное движение группы твердотопливных блоков с газогенератором 1, перед ним устанавливают элемент плавучести, тормозящий движение.

Приближенная оценка минимального диаметра D продольного канала заряда проводилась с учетом предположения, что запасенная теплота массы сжатого газа полностью идет на прогрев приповерхностных слоев топлива до уровня устойчивого

горения. Этот диаметр можно определить по формулам:

$$D \geq \frac{6n\lambda_T(T_S - T_0)}{\chi \rho_0 c u_T (T - T_0)} \quad \epsilon = \frac{W_0}{W} \geq \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}}; T = T_0 \epsilon^{\gamma-1} \geq T_S;$$

где D - диаметр продольного канала; n - запас надежности; λ_T - теплопроводность твердого топлива; T_S - температура поверхности горения топлива; χ - коэффициент теплопотери; ρ_0 - начальная плотность газа в продольном канале; c - удельная теплоемкость газа в продольном канале; u_T - скорость горения твердого топлива; T_0 - начальная температура газа в продольном канале; T - температура газа в продольном канале после сжатия; W_0 - начальный объем газа в продольном канале; W - объем сжатого газа в продольном канале; P - давление сжатого газа в продольном канале; P_0 - начальное давление в продольном канале; γ - показатель адиабаты.

Расчеты показывают [2], что для модельного баллиститного топлива на глубине 1000 м диаметр канала равен 7,3 мм, а на глубине 500 м он должен составлять 18,8 мм, что приводит к нерациональному использованию топлива. Поэтому внутри канала целесообразно использовать твердотопливную перегородку с перепускным каналом диаметра d . Тогда диаметр продольного канала D_H может быть вычислен по формуле [2]:

$$D_H = \sqrt{\frac{2n\lambda_T(T_S - T_0)d}{\chi \rho_0 c u_T T_0 \left[\left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right]}}$$

Исходные данные и результаты расчетов диаметра продольного канала

Н, м	P, МПа	ϵ	T, К	T_S , К	u_T , мм/с	D, мм	D_H , мм
500	5	18	845	675	7,41	18,6	2,6
1000	10	30	1015	735	11,2	7,3	1,6
2000	20	50	1300	790	17,0	2,3	0,9

Значения диаметра продольного канала без перегородки (D) и с перегородкой (D_H) для разных глубин H приведены в таблице.

Данные, не меняющиеся при расчете разных вариантов, принимались следующими: $d = 1$ мм, $\lambda_T = 0,235$ Вт/(м·К), $T_0 = 300$ К, $\rho_0 = 1,20$ кг/м³, $c = 0,72 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\chi = 0,9$, $n = 2$.

Как видно из таблицы, газогенератор без перегородки целесообразно использовать на глубинах, больших 1000 м. Использование газогенераторов с твердотопливной перегородкой возможно, начиная с глубин 300 м и выше. При этом диаметр продольного канала целесообразно выбрать одинаковым для всех давлений.

Сравнение времени сжатия газа в канале с временем, необходимым для адиабатичности процесса, показывает, что первое меньше почти на порядок. Следовательно, обеспечивается достаточно близкое приближение к адиабатичности.

Оценка времени истечения сжатого воздуха через перепускной канал показала, что оно приблизительно в 7 раз превышает время сжатия поршня [2], то есть происходит перетекание основной части уже сжатого, а следовательно, высокотемпературного газа, обеспечивающего надежное зажигание стенок перепускного канала.

Опытная проверка работоспособности предложенной схемы воспламенения проводилась на модельных образцах баллиститного топлива. Использовались шашки с продольным глухим каналом длиной 325 мм и диаметром 10 мм. Снаряженный образец помещался в толстостенный резервуар, заполненный водой. Изменение давление окружающей среды моделировалось при помощи дополнительного газогенератора. Моменту срезания буртика соответствовало падение давления в резервуаре, что отмечалось на осциллограмме. После некоторой временной задержки давление резко повышалось, что свидетельствовало о воспламенении стенок канала. При варьировании давления в пределах от 4 до 12 МПа и изменении толщины буртика время запуска уменьшалось от 0,6 до 0,1 с.

Проведенное теоретическое обоснование условий воспламенения твердого топлива за счет адиабатического сжатия воздуха, а также экспериментальная отработка показали, что разработанные на этом принципе газогенераторы работоспособны и удобны в эксплуатации, исчезает необходимость использовать промышленное оборудование. Кроме

того, повышается пожаровзрывобезопасность, так как система зажигания принципиально исключает возможность их срабатывания в наземных условиях и даже на небольших глубинах. При этом эффективность проведения работ по обработке продуктивного пласта увеличивается в 2-3 раза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Термогазохимическое воздействие на малодебитные и осложненные скважины / Г.А. Чазов, В.И. Азапматов, С.В. Якимов, А.И. Савич. М.: Недра, 1986. 150 с.
2. Заявка на изобретение № 95110982 от 22.06.95. МКИ E21B 43/26. Газогенератор для повышения дебита скважин и способ его использования / В.Д. Барсуков, Н.П. Минькова, С.В. Голдаев и др. Положительное решение от 03.07.1997 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ

Барсуков В.Д., Третьяков Н.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410118, факс (3822) 410347

E-mail: pavlovic@niipmm.tsu.tomsk.su

Горение конденсированных веществ (К-вещств) в поле массовых сил сопровождается большим разбросом данных по регистрируемым параметрам. Существующие экспериментальные установки в основном исследуют горение одиночных топливных прутков с небольшой поверхностью горения, что вызывает необходимость многократного повторения испытаний. В настоящей работе представлена экспериментальная установка конструкции НИИ ПММ [1,2], позволяющая повысить производительность и точность экспериментов.

Установка для групповых испытаний образцов (рис 1) представляет модельную камеру сгорания (КС) с устройством для регулирования давления и подачи охлаждающей жидкости 2 и узлом сброса давления в виде сгорающей пробки 3. Камера сгорания 1 выполнена в виде ступенчатого диска, внутри которого на каждой ступени равномерно по окружности расположены гнезда с исследуемыми образцами 4. Верхняя часть корпуса перекрыта крышкой 5 с центральным сопловым отверстием, в которую с кольцевым зазором вставлен насадок 6. Насадок закреплен на тягах, прикрепленных к корпусу привода 7. В толще стенок насадка 6 расположен канал, который соединяет КС и гнездо для датчика давления 8, находящегося за пределами КС. На внутреннем конце насадка, находящегося в КС, закреплено инициирующее устройство 9. Через газодовод 10 насадок 6 сообщается с устройством для регулирования давления и подачи гасящей жидкости 2.

С целью проведения экспериментов по определению влияния перегрузок, направленных от поверхности образца на параметры горения К-вещств и уменьшения влияния раскаленных К-частиц на формирование поверхности горения, а также для сокращения времени выхода давления на стационарный режим в нижней части КС размещались вкладные обоймы 11, 12. На внешнюю часть кольцевой обоймы 12 навинчивается полый металлический цилиндр 13, в котором размещается инициатор 14.

Без цилиндра 13 К-частицы воспламенителя 14 под действием массовых сил разлетаются и прижимаются к стенкам КС, увеличивая поверхность контакта с металлом. Повышение теплоотвода в стенку приводит к задержкам воспламенения и увеличению степени недогорания зерен. При этом параметры горения воспламенителя оказываются в большой зависимости от температуры окружающей среды, скорости вращения КС, количества, дисперсности и материала зерен воспламенителя и других внешних условий.

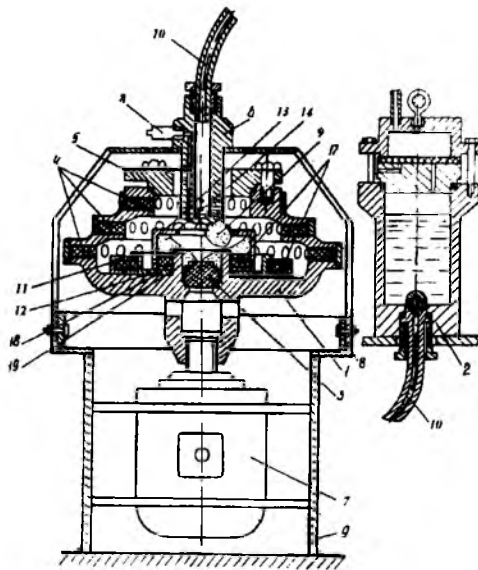


Рис. 1

Наличие полого цилиндра 13 позволяет в условиях перегрузок сосредоточить воспламенитель в небольшом объеме и уменьшить, тем самым, поверхность его контакта с металлом. При сгорании инициатора процесс осуществляется более полно и интенсивно. Время выхода на режим сокращается до 0,03 с. В этих условиях зависимость от скорости вращения, температуры и прочих внешних факторов сводится к минимуму, а воспроизводимость и устойчивость процесса сгорания инициатора повышаются. Горящие К-частицы удерживаются центробежными силами в цилиндре 13, и в камеру поступают в основном газообразные продукты реакций.

Поджигание образцов высокотемпературным газовым потоком, сокращение времени горения воспламенителя оказывают положительное влияние на одновременность зажигания образцов, а следовательно, и на точность определения скорости горения методом групповых испытаний. Твердые конденсированные остатки сгоревшего воспламенителя остаются в цилиндре 13, не влияя на формирование поверхности горения и кинетику реакций, что позволяет верно оценить механизм горения К-вещств при перегрузках.

Для экспериментов используются цилиндрические прутки топлива диаметром до $1.5 \cdot 10^{-2}$ м и

длиной до $4 \cdot 10^{-2}$ м, бронированные по боковой поверхности и одному торцу. Максимальное количество образцов, размещаемых в камере на пяти уровнях (расстояния от оси вращения — $8 \cdot 10^{-2}$ м, $13 \cdot 10^{-2}$ м, $15 \cdot 10^{-2}$ м, $17 \cdot 10^{-2}$ м, $21 \cdot 10^{-2}$ м) равно 130. Два уровня ($8 \cdot 10^{-2}$ м и $13 \cdot 10^{-2}$ м) образуют вкладки обоймы и предназначены для изучения влияния отрицательных ускорений на процесс горения. Диапазон получаемых перегрузок от -1300 до +2100g при скорости вращения камеры — 3000 об/мин.

Скорость горения i -го образца определяется из соотношения:

$$U_i = (I_{\alpha} - I_{\omega}) t, \quad (1)$$

где U_i — скорость горения i -го образца;

I_{α} , I_{ω} — начальная (до опыта) и конечная (после опыта) длины i -го образца ($i = 1, 2, \dots, n$), соответственно (здесь n — количество образцов, закладываемых в КС при одном опыте);

t — время горения, определяемое из осциллограммы.

Поскольку все образцы гасятся практически одновременно, время горения t является одинаковым для всех образцов. Скорость горения ставится в соответствие среднему давлению p_{cp} , определяемому из осциллограммы $p(t)$ и среднему значению перегрузки K_{cp} :

$$K_{cpj} = \frac{(2\pi N)^2}{g} \cdot \frac{R_{\alpha j} + R_{\omega j}}{2}, \quad (2)$$

где N — скорость вращения камеры (об/с);

g — ускорение свободного падения (m/c^2);

$R_{\alpha j}$, $R_{\omega j}$ — начальное и конечное расстояния между центром вращения поверхности горения образцов на j -й ступени соответственно (м).

Анализ метода групповых испытаний показал, что предположение о распределении случайной величины (в настоящем случае случайной величиной принята толщина сгоревшего свода) по нормальному закону не противоречит опытным данным, характеризуемым величиной статистического среднего квадратичного отклонения σ_n .

При величине сгоревшего свода $1 \cdot 10^{-2}$ м среднеквадратическая ошибка, обусловленная неодновременностью воспламенения, не превосходит 0.2%. В эту ошибку входит также разброс по скорости горения, связанный с неоднородностью массы топлива.

Для оценки возникающего по радиусу перепада давления было проанализировано уравнение:

$$dp(p) = \frac{dp}{dr}, \quad (3)$$

где $a = \omega^2 r$ — ускорение, получаемое порцией объема газа при вращении с угловой скоростью ω на расстоянии r от центра вращения;

$\rho(p)$ — удельный вес газа;

p — давление на расстоянии r от оси вращения.

Интегрируя исходное уравнение и принимая обозначение:

$$K = A^2 (RT), \quad (4)$$

где A — скорость звука по газу;

T — температура газа;

p_0 — давление в центре вращающегося объема газа;

$$\frac{p}{p_0} = \exp\left(\frac{Kar}{2A^2}\right). \quad (5)$$

Для холодного газа, принимая $r = 2 \cdot 10^{-1}$ м,

$a = 2 \cdot 10^4$ м/с², $T = 293$ К, $A = 330$ м/с, $K = 1.36$, имеем $p/p_0 \approx 1/0.25$. Таким образом, ошибка в определении величины давления, обусловленная вращением объема газа, не превышает 0.25%. Для горючих газов ($T = 2500$ К) перепад давления составляет не более 0.2%.

Что касается изменения ускорения, действующего на поверхность горения по мере уменьшения начальной длины образцов, то оно не превышает 10% от первоначального значения перегрузки при величине сгоревшего свода $2.5 \cdot 10^{-2}$ м в условиях постоянной скорости вращения образцов. Однако этот рост перегрузок можно компенсировать уменьшением скорости вращения КС. Так, при отключении двигателя электропривода отклонение перегрузки от среднего значения за время горения образца $1+3$ с при сгоревшем своде $1 \cdot 10^{-2}$ м не превышает 2.5% ($R_0 = 0.2$ м).

Отсутствие скользящих контактов, неподвижное расположение датчика давления, возможность изменения соплового зазора делают установку надежной и простой в эксплуатации. Представленная экспериментальная установка позволяет за одно испытание получить зависимость скорости горения от перегрузки одновременно для нескольких составов. Дает также возможность определять скорость горения без записи кривой $p(t)$ по методу сравнения с эталонными образцами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барсуков В.Д., Колмаков А.Д. Устройство для исследования горения ... А.с. 80834, МКИ 01 №33/22.
2. Барсуков В.Д., Колмаков А.Д., Третьяков Н.С. Стенд для исследования влияния перегрузок на горение ... А.с. 99347 СССР, МКИ 01 №33/32.

КОАГУЛЯЦИЯ И ДРОБЛЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В КАНАЛЕ ТВЕРДОТОПЛИВНОГО ЗАРЯДА

Березников А.П., Трофимов В.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822)410556, факс (3822) 410347

E-mail: leva@nirpmm.tsu.tomsk.su.

Динамическое взаимодействие жидких частиц конденсированной фазы продуктов сгорания между собой и с газовым потоком, приводящее к их коагуляции и дроблению, оказывает существенное влияние на закономерности рабочих процессов в камере и сопловом блоке твердотопливного ракетного двигателя (РДТТ).

Цель настоящего сообщения — обратить внимание на важность эффектов динамического взаимодействия конденсированных частиц в камере сгорания РДТТ и на основе современных представлений о физике взаимодействия капель с газовым потоком и при столкновениях между собой проанализировать влияние этих эффектов на формирование спектра размеров частиц.

При анализе динамического взаимодействия частиц будем рассматривать в камере сгорания двухкомпонентную гетерогенную среду, состоящую из частиц двух сортов — алюминия и окиси алюминия. Рассматриваются следующие процессы динамического взаимодействия:

1. Разрушение капель под действием газового потока (аэродинамическое дробление).
2. Дробление образовавшихся при столкновении вращающихся капель под действием центробежных сил.
3. Коагуляция и дробление при столкновениях капель одного сорта ($Al - Al, Al_2O_3 - Al_2O_3$).
4. Коагуляция и дробление при столкновениях капель разных сортов ($Al - Al_2O_3$).

Наиболее существенный вклад в определение интегральных характеристик массообмена капель применительно к задачам расчета двухфазных потерь удельного импульса в соплах твердотопливных двигателей внесли многолетние исследования ИТТФ АН УССР (г. Киев) и НИИ ПММ (г. Томск).

Рассмотрим двухфазное течение в канале твердотопливного заряда длиной L и сечением F . Скорость газа U вдоль канала линейно возрастает от нуля вблизи переднего торца двигателя ($X = 0$) до u_{ax} на входе в сопло ($X = L$). Для оценки u_{ax} можно использовать соотношение

$$u_{ax} = \lambda_{ax} \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_0},$$

где k, R — показатель адиабаты и газовая постоянная продуктов сгорания. T_0 — температура торможения, а значение приведенной скорости на входе в сопло λ_{ax} определяется с помощью газодинамиче-

ской функции приведенной плотности потока массы $q(\lambda) = F_{*p}/F$ (F_{*p} — площадь критического сечения сопла). В рассматриваемом течении градиент скорости газа вдоль оси X постоянен $\dot{u}_x = u_{ax}/L = const$.

Уравнение движения сферической частицы имеет следующий вид:

$$\tau(U(X)) \frac{dU(X)}{dx} = f_D[U(X) - U(X)], \quad (1)$$

где $\tau = \rho D^2 / 18\eta_g$ — характерное время релаксации количества движения;

$$f_D = \frac{C_D \cdot Re}{24} - \text{функция сопротивления;}$$

$$Re = \frac{\rho_g (U - V_D)}{\eta_g}.$$

Для оценки влияния эффекта аэродинамического дробления частиц численно решалось уравнение (1) с граничным условием $U(0) = 0$. При этом использовалась неявная (по правой части) разностная схема. Рассматривалось линейное распределение скорости газа $U(X) = U_x X$ вдоль канала. Значения U_x варьировались в диапазоне $\dot{u}_x = 50c^{-1} \div 200c^{-1}$, характерном для условий течения в канале твердотопливного заряда. Наибольшее значение U_x соответствует начальной геометрии заряда, по мере выгорания диаметр канала увеличивается, и, соответственно, величина градиента скорости уменьшается.

Для функции сопротивления f_D использовалась зависимость, учитывающая разреженность, сжимаемость и инерционность:

$$f_D(Re, M) = \frac{(1 + 0.15Re^{0.687}) \left[1 + \exp\left(-\frac{0.427}{M^{4.63}} - \frac{3.0}{Re^{0.88}}\right) \right]}{1 + \frac{M}{Re} \left[3.82 + 1.28 \exp\left(-1.25 \frac{Re}{M}\right) \right]},$$

где M — число Маха в движении газа относительно частиц.

Результаты расчетов для агломератов алюминия представлены на рис.1 для $L = 2m$ и пяти значений градиента скорости в канале U_x . Каждый из этих графиков определяет условия аэродинамического дробления частицы при достижении критического значения числа Вебера $We_* = 17$. Так, например, при $\dot{u}_x = 75c^{-1}$ (график 2) частица диаметром 1000 мкм достигнет скорости, соответствующей We_* , и раздробится на расстоянии $\bar{X} = X/L = 0.6$. При $\bar{X} < 0.6$ число Вебера для этой частицы $We < We_*$, и дробление не происходит. При

$u_x = 50 \text{ c}^{-1}$ (график 1) эта же частица раздробится на расстоянии $X = 1$. Частицы диаметром менее 200 мкм для рассмотренных значений U_x не будут дробиться, так как критическое значение числа Вебера не достигается на всей длине канала.

D , мкм

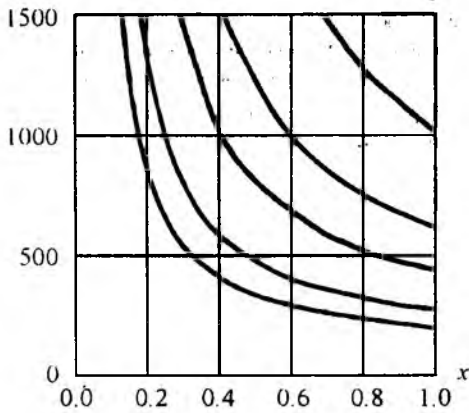


Рис. 1.

Из этих графиков следует, что чем выше значения градиента U_x , тем ближе от начального сечения канала происходит аэродинамическое дробление частиц заданного диаметра. Если градиент скорости газа U_x задан, то чем меньше размер частиц, тем дальше от входа в канал достигается условие дробления $We = We_c$.

Для оценки влияния вращения частиц проведены расчеты безразмерного момента импульса сталкивающихся капель

$$\Omega = \frac{4\pi}{9} \cdot 2We_{ji} \frac{\gamma_{ji}^3 (1 + \gamma_{ji})}{(1 + \gamma_{ji}^3)^{13/6}} \quad (2)$$

где $We_{ji} = \frac{D_j \rho_j |\bar{V}_j - \bar{V}_i|}{\sigma}$ — "столкновительное"

число Вебера.

При выводе (2) в качестве прицельного расстояния δ_{ji} бралось его наиболее вероятное значение [2]:

$$\delta_{ji} = \frac{1}{3} (D_i + D_j)$$

Расчеты проводились для агломератов алюминия: скоростное запаздывание частиц определялось численным решением уравнения (1) для пары частиц соответствующих размеров. Результаты расчетов для условий на входе в сопло ($L = 2 \text{ м}$) и для $U_x = 100 \text{ c}^{-1}$ представлены на рис.2 в виде зависимости Ω от параметра γ_{ji} и диаметра меньшей капли D_j . На графике заштрихована граница, отделяющая области дробления и слияния капель ($\Omega_c = 6.0 \pm 0.9$). Анализ представленных результатов показывает, что максимальное значение Ω соответствует столкновениям капель диаметром

$D_j = 100 \div 200 \text{ мкм}$ и значениям параметра

$\gamma_{ji} = 1.6$.

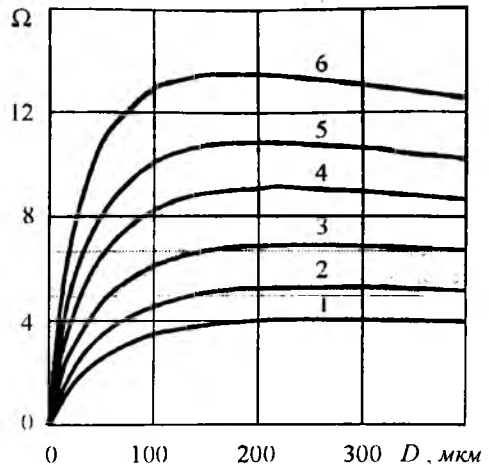


Рис. 2.

Проведены также расчеты параметра коагуляции и дробления ϕ_{ji} в сечении $X = L$ ($L = 2 \text{ м}$, $u_x = 100 \text{ c}^{-1}$) в виде зависимости $\phi_{ji}(D_j)$ для разных значений параметра γ_{ji} . Расчеты проводились как для случая столкновения агломератов алюминия, так и для столкновения частиц окиси алюминия с агломератами алюминия.

Проведенный анализ показал, что при дозвуковом течении в камере сгорания РДТТ проявляются все основные эффекты динамического взаимодействия конденсированных частиц-агломератов алюминия — аэродинамическое дробление, вращение, коагуляция и дробление при взаимных столкновениях.

Степень влияния этих эффектов на формирование спектра размеров частиц тем сильнее, чем крупнее исходные агломераты и чем выше значение градиента скорости газа по тракту двигателя.

Аэродинамическое дробление в канале заряда для частиц диаметром менее 100 мкм несущественно. При столкновениях частиц в камере преобладают процессы слияния.

Существующие эмпирические зависимости для характеристик массообмена капель при столкновениях по диапазонам критериев подобия применимы к условиям в камере сгорания и могут быть рекомендованы для расчета внутрикамерных процессов РДТТ. Приведенные в статье графики можно использовать для оценки влияния эффектов динамического взаимодействия частиц.

Необходимо проведение экспериментальных исследований по определению характеристик взаимодействия капель с учетом их горения, а также по уточнению исходной информации как по дисперсному, так и по химическому составу агломератов.

АПОГЕЙНЫЙ РДТТ С УЗЛОМ ВПРЫСКА ЖИДКОСТИ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ СУММАРНОГО ИМПУЛЬСА ТЯГИ

Биткин С.А., Кучерова В.Н., Обухов Н.А.

Государственный ракетный центр "КБ им. академика В.П. Максева"

456300, г. Миасс Челябинской обл., Тургоякское шоссе, 1

т. (351-35) 2-63-70, факс (351-35) 5-22-91

E-mail: bitkin@mmz.miass.chel.su

Разработке апогейных ракетных двигателей твердого топлива (РДТТ), предназначенных для выведения космических аппаратов на расчетные орбиты уделяется значительное внимание. Одним из основных требований, предъявляемых к РДТТ такого типа, является обеспечение минимальных отклонений его характеристик, в частности суммарного импульса тяги. В ряде задач возникает необходимость обеспечения в полете дозируемого суммарного импульса тяги.

В процессе работы РДТТ могут реализоваться различные режимы от минимального до максимального, что обусловлено разбросами различных параметров двигателя и топлива. Разбросы суммарного импульса тяги определяются в основном разбросами удельного импульса тяги и массы топлива:

$$\frac{\delta R_{\Sigma}}{R_{\Sigma}} = \frac{\delta I_{уд}}{I_{уд}} + \frac{\delta \omega}{\omega}$$

где
$$R_{\Sigma} = \int_0^{\tau} R d\tau = I_{уд} \omega$$

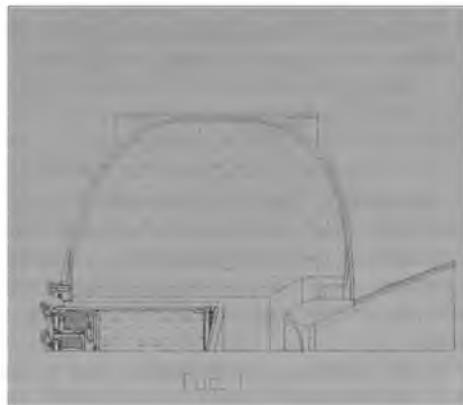
В зависимости от типоразмеров двигателя отклонение суммарного импульса тяги составляет до 5%.

Одним из возможных путей обеспечения требуемого суммарного импульса является отсечка тяги, достигаемая либо вскрытием отсечных сопел, либо гашением топливного заряда впрыском воды. Первый способ в большинстве случаев оказывается неприемлемым, так как приводит к нарушению целостности конструкции и воздействию истекающих струй на элементы полезной нагрузки.

Предлагаемый способ уменьшения разбросов заключается в применении в составе РДТТ двухрежимного узла впрыска воды в камеру сгорания работающего двигателя (рис. 1).

При работе на первом режиме впрыск воды в камеру осуществляется с расходом, не приводящим к гашению заряда. Впрыскиваемая вода приобретает свойство дополнительного рабочего тела и участвует в создании тяги двигателя. На втором режиме осуществляется гашение топливного заряда при впрыске воды с расходом, обеспечивающим критические условия падения давления в камере сгорания. Логика работы системы управления по известным паспортным характеристикам двигателя позволяет в

полете сформировать необходимые режимы работы узла впрыска



Критические условия гашения топливного заряда при впрыске воды в камеру сгорания характеризуются величиной относительной производной давления по времени [1]:

$$\frac{d \ln P}{dt} > B^*$$

Резкий сброс давления в камере сгорания, приводящий к гашению заряда, определяется массой вводимой воды для охлаждения продуктов сгорания, находящихся в камере до температуры, ниже температуры горения, и временем ввода этой жидкости, которое должно быть существенно меньше времени релаксации прогретого слоя топлива. В этом случае в соответствии с механизмом горения смесевых твердых топлив тепловой поток от газовой фазы недостаточен для поддержания реакции в конденсированной фазе.

В случае впрыска жидкости с малым расходом в камеру сгорания устанавливается новый стационарный режим с более высоким и стабильным уровнем равновесного давления по сравнению с режимом работы без впрыска воды. Поступаемая в камеру сгорания вода используется в качестве добавки к топливу для увеличения суммарного импульса тяги.

Целесообразность использования воды в качестве добавки к топливу иллюстрирует результаты расчета рис. 2, на котором представлены

кривые изменения удельного и суммарного импульсов тяги двигателя в зависимости от процентного содержания в смеси продуктов сгорания впрыскиваемой в камеру сгорания воды.

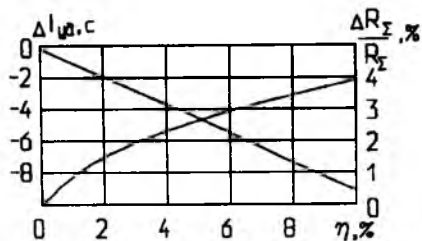


Рис. 2

Несмотря на снижение удельного импульса, суммарный импульс увеличивается за счет дополнительного притока массы. В соответствии с термодинамическими расчетами 1% впрыскиваемой воды эквивалентен увеличению массы топлива на ~ 0,4...0,6%.

Упрощенная математическая модель расчета внутривальностических характеристик РДТТ построена при следующих допущениях:

1. Впрыскиваемая вода испаряется мгновенно, образовавшийся пар подчиняется уравнению Клапейрона.

2. Пары воды с продуктами сгорания топлива образуют однородную смесь.

3. Параметры парогазовой смеси осреднены по объему камеры сгорания.

С учетом принятых допущений уравнение баланса массы в квазистационарной постановке имеет вид:

$$\rho_1 S u_1 p^v + \mu \sigma_e \sqrt{\frac{2g}{\rho} (p_0 - p)} = \frac{\phi \Gamma(n) \sigma_{кр} p}{\sqrt{RT}}$$

Температура и газовая постоянная смеси определяются путем аппроксимации значений, полученных в результате расчета термодинамических характеристик равновесного состава при различных соотношениях воды и продуктов сгорания топлива

$$\eta = \frac{m_B}{m_{с м}} \text{ по программе [2].}$$

Решение уравнения ищется методом деления отрезка пополам, по найденным значениям давления определяются скорость горения топлива, секундный приход жидкости в камеру, расход смеси через сопло в соответствующие моменты времени

$$\tau = \frac{e}{u_1 p^v}$$

На рис.3 представлены зависимости давления в камере сгорания для различных режимов работы. Кривая 1 соответствует работе без задействования узла впрыска. Кривая 2 соответствует срабатыванию узла впрыска в режиме гашения на 35-й с работы двигателя. кривая 3 - срабатыванию узла впрыска в режиме увеличения импульса на 25-й с работы.

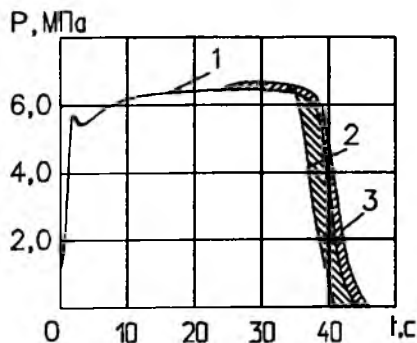


Рис. 3

Параметры узла вытеснения: суммарная площадь проходного сечения форсуночной головки и характеристики вытеснительных зарядов определяются исходя из обеспечения требуемого режима работы.

Принципиально возможно регулирование суммарного импульса тяги двигателя в более широком диапазоне по сравнению с компенсацией разбросов и создание дозируемого импульса тяги путем увеличения запаса воды и оптимизации режима подачи ее в камеру сгорания. При этом конструкция узла может быть вынесена за пределы корпуса, а подача воды организована, например, специальным турбонасосом.

Реализация предложенного принципа регулирования позволяет повышать точность выведения полезной нагрузки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерохин Б.Т. Теоретические основы проектирования РДТТ. М.: Машиностроение, 1982.
2. Трусов Б.Г. //Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах: Руководство по эксплуатации. МГТУ им. Н.Э. Баумана. М.: 1989.

ОПЕРАТИВНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ В РДТТ

Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Обухов Н.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

Томский государственный университет

ГРКЦ г.Миасс

634050, г. Томск, пр.Ленина,36

Одним из способов существенного повышения эффективности использования РДТТ МКБР является оперативное бортовое прогнозирование энерготяговых характеристик двигателей с целью оптимального использования ресурсов ракеты для выполнения задачи в максимальном объеме. Прогнозирование изменения внутрибаллистических характеристик в период квазистационарного участка работы двигателя и на участке спада давления является сложной задачей, решение которой в условиях ограничений на время и объем вычислений возможно на основе достаточно простых физико-математических моделей при эффективном использовании конструкторской документации и результатов стендовой отработки двигателей. Дополнительного сокращения объема вычислений на стадии получения конечного результата можно добиться декомпозицией всей задачи на стадии подготовительных и окончательных расчетов. В настоящем сообщении представлена методика прогнозирования развития внутрибаллистического процесса, предусматривающая два этапа проведения расчетных работ и, соответственно, предусматривающая два уровня моделирования и два программных блока.

Первый программный блок предварительной подготовки данных (ППД) оперирует с имеющейся конструкторской документацией на двигатель и предстартовыми данными по температурному окружению заряда. Блок ППД предполагает развертывание на ЭВМ с нестрогими ограничениями на используемую оперативную память и время выполнения задания. Второй блок оперативного прогноза (ОП) на основе информации, выработанной блоком ППД, и текущих оперативных бортовых данных, проводит непосредственно прогнозирование давления в камере сгорания и тяги двигателя от текущего до конечного моментов его работы, включая участок спада.

Алгоритм работы блока ОП предусматривает следующие основные этапы.

1. По исходным приближенным геометрическим данным контура заряда строится конечно-разностная сетка для решения уравнения теплопроводности в этой области.

2. Решается задача прогрева моноблока заряда с его, внутренней части - поверхности канала. Посредством интерполяции определяются изотермы, каждая из которых соответствует собственной глубине депрессии; строится зависимость изменения по координате геометрии заряда от глубины выгорания.

3. Решается задача прогрева (или остывания) моноблока топлива по заданной внешней температуре, времени термостатирования и начальной температуре заряда; формируется массив зависимости температуры поверхностного слоя заряда для каждой фиксированной глубины выгорания.

4. Формируется полный блок выходных данных и передается на носитель входной информации блока оперативного прогнозирования.

Важной геометрической характеристикой, определяющей режим течения, потери полного давления и пр., является площадь канала, свободная для прохода газового потока. Расчет развития поверхности горения, изменения свободной площади прохода газа, является самостоятельной и очень сложной задачей. Указанную проблему с приемлемой точностью можно решить на основе оригинального подхода, базирующегося на аналогии движения фронта выгорания заряда (развития поверхности горения) с процессом распространения тепла с начальной рабочей поверхности вглубь считающегося анизотропным заряда. При этом решается уравнение теплопроводности прогреваемого тела при инвертированных граничных условиях. Алгоритм решения предусматривает следующую последовательность построения линии развития фронта горения. Для последовательности значений глубины выгорания для фиксированного сечения заряда положение фронта горения каждое конкретное значение выгорания будет определяться геометрией соответствующей этой глубине изотермы.

Второй блок, входящий в состав комплексной программы, предназначен для непосредственно прогнозирования давления в камере сгорания и тяги двигателя от заданных текущего до конечного моментов его работы на основе информации, выработанной блоком ППД, и оперативно поступающих данных. Основной решаемой задачей является определение требуемых газодинамических параметров и интегральных характеристик течения по входным данным, касающимся геометрии двигателя и заряда, а также зависимости давления в районе переднего днища до момента начала прогнозирования.

Методика, реализующая прогнозирование развития внутрикамерного процесса на квазистационарном участке и участке спада давления в двигателе, в условиях строгих ограничений на объем и время работы соответствующего программного обеспечения, базируется на достаточно простых моделях, учитывающих тем не менее, основные

конструктивные особенности изделия и его функционирования. Важными факторами, влияющими на параметры течения являются геометрические размеры проточного тракта, изменение площади критического сечения сопла и др. Математическая постановка задачи, описывающая одномерное квазистационарное течение газового потока по тракту канала заряда, базируется на фундаментальных законах сохранения массы, количества движения и энергии.

При достижении в камере сгорания условий перехода на участок спада давления и догорания заряда решается система уравнений, описывающая изменение осредненных по объему камеры сгорания газодинамических параметров в предположении изэнтропичности процесса истечения.

На рис.1 приведены результаты численного счета по зависимости времени работы двигателя от времени выдержки заряда при наружной температуре, превышающей номинальную на 20 градусов. Зависимость имеет нелинейный характер с выраженной асимптотой. Поведение кривой соответствует физике процесса - при малых временах выдержки заряд не успевает прогреться полностью, время работы имеет максимальные значения для данных условий хранения. Далее, по времени возрастания выдержки двигателя при повышенной (по сравнению с начальной) температуре, время его работы падает, постепенно приближаясь к значению, обусловленному полным прогревом заряда.

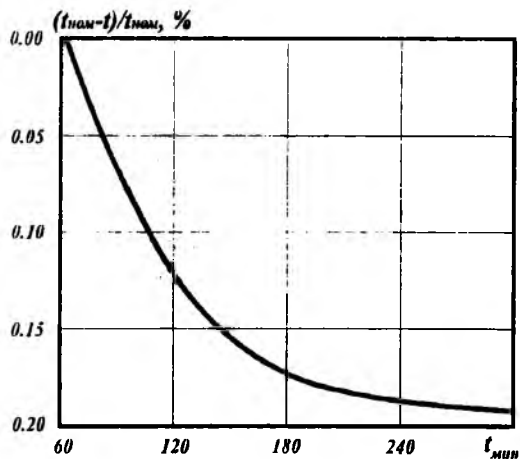


Рис.1. Зависимость времени работы двигателя от времени выдержки заряда

На рис.2 и 3 приведены общие виды прогнозируемых относительных зависимостей давление - время на всем участке работы двигателя для различных крупногабаритных двигателей. Сравнение результатов показывает их хорошее совпадение практически на всем участке квазистационарной работы двигателя.

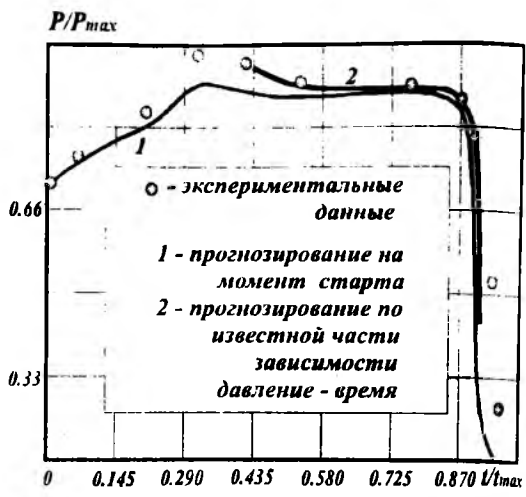


Рис.2. Общий вид зависимостей давление-время

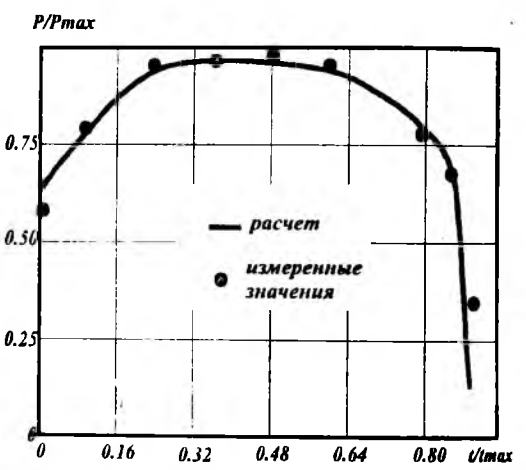


Рис.3. Общий вид зависимости давление-время

Из анализа расчетных зависимостей видно, что комплексная программа неадекватно моделирует участок спада давления. Причиной, скорее всего, является неадекватное моделирование теплообмена при деградации теплозащитного покрытия корпуса двигателя.

ВЫХОД НА РЕЖИМ РДТТ С ПРЕДСТАРТОВЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ ВОДОЙ

Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Обухов Н.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр.Ленина,36
ГРКЦ г.Миасс

Общая эффективность работы и надежность твердотопливных ракетных систем в значительной мере зависит от организации их старта в нетрадиционных аномальных условиях. Немалый интерес представляет организация процесса запуска, когда старт производится в условиях достаточно высоких давлений окружающей среды. С целью повышения надежности (выравнивания перепада давления между камерой сгорания и внешней средой) практическая организация запуска твердотопливных двигателей может выполняться с использованием предварительного подъема давления в камере (наддува) от какого-либо источника - баллонной батареи или газогенератора, хотя наличие подобных дополнительных устройств обусловлено только потребностями старта и снижает общую эффективность системы. Имеется и другая возможность - предстартового заполнения камеры двигателя составом внешней среды (например, водой).

В настоящем сообщении представлены результаты исследования и сравнительного анализа по запуску (выходу на квазистационарный режим) твердотопливных двигателей при предварительном наддуве газом или заполнении водой. В последнем, наиболее сложном случае, математическая модель предполагает следующую картину развития физического процесса. Считается, что в нулевой момент времени в районе головного объема камеры сгорания в сжатом состоянии находится воздух, первоначально заполнявший двигатель. Величина этого объема, его геометрические характеристики и параметры газа определяются давлением внешней среды. Далее, после подачи сигнала, начинает работать воспламенительное устройство. Нарастающее в головном объеме давление вследствие сгорания воспламенителя обуславливает вытеснение жидкости из камеры сгорания через сопло двигателя. Оголяющаяся при этом поверхность заряда подвергается воздействию высокотемпературных продуктов сгорания, происходит прогрев поверхностного слоя заряда от температуры, определенной воздействием воды, до значения и условий, обеспечивающих зажигание оголенного элемента поверхности твердого топлива. Смесь продуктов горения воспламенительного состава и подключившейся к горению поверхности заряда обуславливают резко нарастающие скорости подъема давления в камере и выброса жидкости из двигателя. После полного вытеснения воды и зажигания заряда двигатель выходит на квазистационарный режим работы. Во втором случае, когда наддув производится газом, за начальный

момент выбирается время начала процесса заполнения. Рассматривается движение газа (например, продуктов сгорания внешнего газогенератора) через сопло двигателя, его теплообмен с поверхностью заряда и прогрев (возможно и остывания) последнего.

Математическая модель описанных выше процессов базируется на интегральных уравнениях газовой динамики, метод решения которых модифицирован для случая подвижных границ. Изменение геометрии области решения - движения границы газ-жидкость по длине канала заряда твердого топлива - связывается с вытеснением известной массы жидкости через минимальную (критическую) площадь сопла.

Для сравнительного анализа рассматривались следующие варианты организации запуска двигателя:

- запуск двигателя после наддува газогенератором с расходной характеристикой $G=50\text{кг/с}$ безметалльными продуктами горения с температурой 400К;
- запуск после заполнения двигателя водой.

Оба случая рассматривались для наружного давления в 0,5, 1,0, 1,5 и 2,0 МПа, причем при наддуве газогенератором считалось, что после достижения давления в камере сгорания величины, равной наружному давлению, газогенератор работу прекращал, включалось воспламенительное устройство и начинался новый отсчет времени.

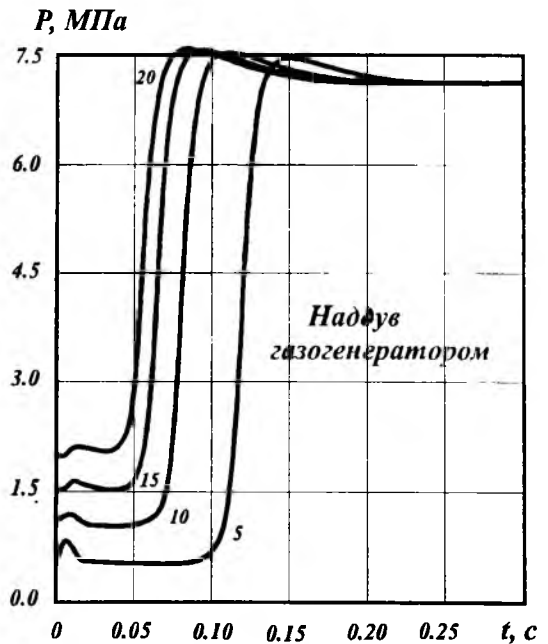


Рис.1. Изменение давления во времени при наддуве

На рис.1 приведены зависимости изменения давления двигателя при его запуске из наддутого состояния. Цифрами 5,10,15 и 20 помечены варианты, соответствующие наддуву до давлений в 0,5, 1,0, 1,5 и 2,0 МПа

Анализ процесса запуска двигателя с предварительным заполнением камеры сгорания водой иллюстрируется рис.2, где приведены зависимости давления для различных давлений наружной среды при тех же обозначениях. Принципиальным отличием от предыдущих вариантов является появления достаточно высокого уровня тяги двигателя в самые начальные моменты времени работы воспламенительного устройства вследствие вытеснения воды, плотность которой на порядки выше плотности газа.

Для всех вариантов вычислений характерна следующая картина развития процесса. Воспламенитель начинает работать при высоком начальном давлении при малом свободном объеме. Вследствие этого давление и температура газа резко возрастают

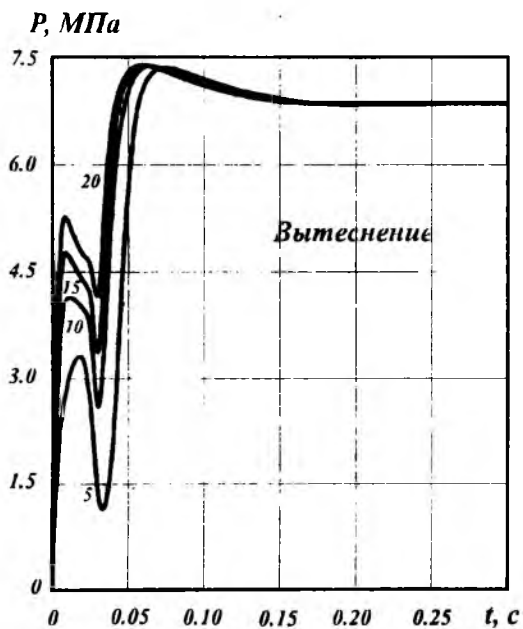


Рис.2 Изменение давления во времени при вытеснении воды

и одновременно с постепенным вытеснением жидкости обнажающаяся поверхность заряда подвергается интенсивному тепловому воздействию.

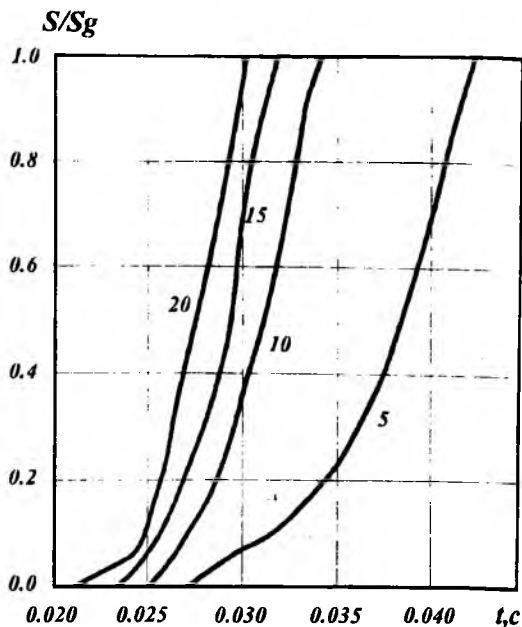


Рис.3. Изменение поверхности горения заряда во времени при вытеснении воды

Зажигание заряда начинается практически сразу (а для случая наружного давления 2,0 МПа и даже чуть ранее) после вытеснения жидкости ($t=0.023-0.028$ с). В соответствии с этим давление в камере сгорания в начальные моменты запуска несколько превышает режимное значение, которое, в свою очередь, в дальнейшем достигается после полного догорания воспламенителя (см. рис.3).

В сообщении представлены результаты сравнительного численного анализа по организации запуска твердотопливных двигателей при их предстартовом заполнении водой. Анализ вычислений показывает, что рассматриваемый процесс имеет принципиальные особенности своего развития, касающиеся как скоростей воспламенения заряда, нарастания давления в камере сгорания, так и характера изменения тяги двигателя. Показано, что время выхода на режим двигателя при его предстартовом заполнении водой значительно меньше, чем для вариантов предварительного наддува газогенератором или, тем более, запуска в нормальных условиях.

ДИВЕРСИФИКАЦИЯ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ РАКЕТНЫХ СИСТЕМ

Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Салько А.Е.

НИИ прикладной математики и механики при ТГУ, Томский университет, Президиум РАН
634050, г.Томск, пр.Ленина,36

Анализ комплексной проблемы утилизации высокоэнергетических конденсированных систем (ВЭКС), в том числе и твердых ракетных топлив (ТРТ), показал, что скорость развития и отработки технологий в данной предметной области ниже темпов накопления элементов вооружений, требующих демонтажа и переработки. А поскольку прямое уничтожение (подрыв или сжигание) ВЭКС помимо очевидной экономической нецелесообразности неприемлемо с экологических позиций, то актуальность и важность разработки технологии вторичного использования зарядов ТРТ, регенерации ресурсопользующей продукции, диверсификации элементов вооружений трудно переоценить. В государственном плане данная проблема всесторонне рассмотрена не была, частные исследования выполнялись, как правило, только в поисковом плане отдельными НИИ и КБ, вузовскими коллективами. В настоящее время основная задача утилизации ВЭКС, ТРТ ставится как задача систематизации имеющихся научно-технических знаний, разработки и развития общетеоретических и методических концепций процесса утилизации, его места на этапах жизненного цикла систем вооружений. Областью исследований в данном случае являются вопросы, связанные как с общей тенденцией военного строительства, так и со специфическими особенностями утилизации ВЭКС, систем общих и конкретно - практических путей утилизации: исследования и анализа теоретических предпосылок и методологии вторичного использования зарядов ТРТ в технических устройствах и в качестве источника специальных материалов.

Решение проблемы утилизации боеприпасов и порохов, в том числе и смесевых ТРТ, является важным и необходимым этапом не только в научно-техническом обосновании новых технологий и технических решений в различных отраслях народного хозяйства, но и в будущем, возможно, и неотъемлемым элементом военно-технического строительства, где проектирование, отработка новых систем должна будет сопровождаться перспективным анализом вторичного использования этих систем после снятия с вооружения, завершения их жизненного цикла. Немаловажное значение при этом имеет фактор стабилизации социальной и экономической ситуации ВПК, куда привлекаются дополнительные средства для концептуальной проработки технологий утилизации. Дополнительным положительным моментом при этом, помимо поддержания уровня научно-технического потенциала отрасли, является наличие у разработчика системы вооружения всесторонней информации обо всех свойствах и элементах проектируемых систем, используемых материалах, компонентах и т.д., что, в свою очередь, предопределяет повышение уровня эффективности последующей утилизации. Здесь же

свою положительную роль сыграет то методическое программно-математическое обеспечение, сопровождающее в настоящее время все этапы разработки любого нового военно-технического средства. Модульность, мобильность и переносимость этого современного программного обеспечения позволит, без привлечения излишних трудовых и финансовых затрат, выполнить моделирование рабочих процессов, прогнозирование характеристик диверсифицируемых устройств, их компонентного и материального состава.

Необходимо отметить, что полномасштабные исследования в данной предметной области, относящейся к классу наукоемких, должны предполагать, с целью повышения общей эффективности, своего рода диверсификацию исследовательского оборудования НИИ и КБ и интеллектуального потенциала разработчиков военно-технических средств (ВТС) как объекта многолетнего сосредоточения новейших технологий.

Не касаясь (в данном разделе) самостоятельно важных проблем, связанных с безопасностью и особенностями снаряжения твердотопливной ракетной техники, выделим основные направления подлежащих утилизации зарядов ТРТ.

1. Декомпозиция и деструкция ТРТ до уровня исходных компонентов, имеющих самостоятельно высокую финансовую и промышленную ценность.

2. Получение различного рода дефицитных материалов, в том числе полимерных и композиционных, обладающих программируемо заданными технологическими и эксплуатационными свойствами. Получение дисперсных порошков.

3. На базе формирования вторичных зарядов снаряжение систем кумулятивной резки, взрывного (силового) и теплового воздействия на материалы; разработка инженерных боеприпасов.

4. Прямое использование вторичных зарядов в камерных баллистических устройствах - метеорологических ракетах, ракетах противорадиолокационного назначения, систем струйной резки и очистки поверхностей, МГД-генераторах, устройствах создания высокоимпульсных нагрузок и прочих.

5. Создания систем открытого горения - пиротехники, газообразования распылов специфических дымов, систем зажигания и поддержки горения в особых условиях; выработки топливных брикетов.

6. Разработка широкого ряда энергосиловых устройств, газогенераторов и генераторов рабочего тела.

Общая схема утилизации твердотопливных зарядов приведена на схеме.



И если первые пять направлений достаточно широко представлены в спектре поисковых работ, то вопросы диверсификации военно-технических средств, где в устройствах исходным источником энергии или рабочего тела является твердое ракетное топливо, фактически остались в тени.

Структурный анализ проблемы диверсификации элементов ВТС позволяет определить спектр устройств, где техническая и экономическая эффективность их использования будет достаточно высокой. Следующие специфические особенности как вторичных зарядов ТРТ, так и продуктов горения топлив очерчивают область применимости подобных изделий

1. Автономность, относительная конструктивная простота и надежность
2. Ограниченность времени действия, определяемая, главным образом, геометрией заряда и скоростью горения топлива. Некоторую динамичность данному фактору может обеспечить использование аккумуляторов (давления, механической и электрической энергии).
3. Широкий температурный диапазон получаемого рабочего тела - газообразных продуктов горения (от температуры горения до значений, определяемых используемыми охладителями).
4. Широкий спектр реализуемых мощностей, определяемый целевыми характеристиками газогенераторов.

Более чем важной является первая особенность диверсифицированных устройств, имеющая в природно - климатических и географических условиях страны при слаборазвитой инфраструктуре северных и восточных регионов непреходящее значение.

Круг задач, которые необходимо решать в процессе разработки упомянутых устройств, определяется особенностью их функционирования. Это задачи, связанные с работой воспламенительного устройства, с расчетом постепенного воспламенения и горения твердого топлива вторичного заряда, течением высокоэнтальпийного потока продуктов сгорания по каналу заряда, через охладитель и газовые магистрали конструкции; задачи тепломассообмена газовой смеси с элементами конструкции и т.д. Все вышеперечисленные проблемы ранее традиционно относились к вопросам проектирования РДТТ, и вполне естественным подходом является использование этих действительно отработанных методик и программно - методического обеспечения к процессу конструирования устройств, где первичным энергоносителем, как и в РДТТ, является твердое ракетное топливо и рабочим телом - продукты горения ТРТ. Дополнительным обоснованием целесообразности переориентировки и переработки имеющегося программно - методического обеспечения (кроме чисто затратных аспектов) служит то обстоятельство, что имеющееся в распоряжении НИИ и КБ программно - методическое обеспечение прошло, как правило, жесткое тестирование и верификацию, что обуславливает, в свою очередь, надежность результатов численного моделирования и сокращения сроков разработки.

В качестве практических примеров реализации высказанных положений в сообщении представлены результаты численного оценочного анализа ряда диверсифицированных устройств двойного назначения.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ

Боровской И.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410556, факс (3822) 410347

E-mail: leva@niipmm.tsu.tomsk.su

Рассматривается ламинарное течение несжимаемой электропроводящей среды в плоском канале высотой $2b$ при наличии поперечного однородного магнитного поля. Нижняя и верхняя стенки канала образованы горящими поверхностями твердого топлива, а боковые стенки являются проводящими и накоротко замкнутыми (рис. 1). Изменение высоты канала за счет выгорания топлива не учитывается. Вектор магнитной индукции в декартовой системе координат равен $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$ и имеет одну компоненту в области течения $B_y = \text{const}$.

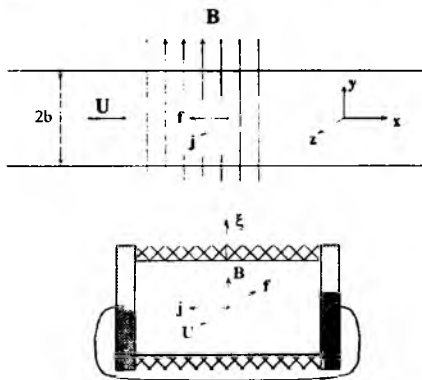


Рис. 1. Схема области течения

Плотность силы тока j , согласно обобщенному закону Ома, также имеет одну компоненту $j_z = \sigma \mu_x B_y$, при этом электрические токи замыкаются через боковые стенки канала, а вектор ponderomotorной силы направлен против потока $\mathbf{f} = (f_x, 0, 0)$, $f_x = -j_z B_y$.

Из решения задачи Гартмана для рассматриваемого течения в отсутствие тепломассообмена со стенками канала [1] следует, что при прочих равных условиях рост значения магнитной индукции внешнего поля вызывает увеличение напряжения трения у стенки. Принимая аналогию Рейнольдса о подобии динамических и тепловых полей для данной задачи [2], следует ожидать соответственной интенсификации теплообмена со стенками канала. Это, в свою очередь, может привести к повышению температуры поверхности и увеличению скорости горения, по-

скольку для твердых ракетных топлив можно принять экспоненциальную зависимость массовой скорости горения m от температуры поверхности θ_s при постоянном давлении [3]:

$$m(\theta_s) = m_k \exp(-e_k / \theta_s), \quad (1)$$

где $\theta_s = T_s / T_g$ - температура поверхности топлива T_s , отнесенная к температуре газа T_g в ядре потока, m_k , e_k - константы.

Качественную оценку степени магнитогазодинамического влияния на температуру поверхности горящего топлива получим из теплового баланса, который в данном случае имеет вид:

$$\alpha (T_g - T_s) = c_k m(\theta_s) (T_s - T_\infty), \quad (2)$$

где α - коэффициент теплоотдачи на поверхности горения, c_k - теплоемкость твердого топлива, T_∞ - температура топлива вдали от поверхности горения.

Поделив обе части уравнения (2) на значение T_g и учитывая определение числа Стантона [1], получим

$$St = \frac{\alpha}{c_p m_g},$$

где c_p - изобарная теплоемкость продуктов сгорания, а m_g - массовая скорость газа в ядре потока, после преобразований получим

$$St \frac{c_p m_g}{c_k m_k} \frac{1 - \theta_s}{\theta_s - \theta_\infty} = \exp(-e_k / \theta_s). \quad (3)$$

Уравнение (3) справедливо как для варианта наложения внешнего магнитного поля (параметры для данного случая будем обозначать индексом "H"), так и в его отсутствие (индекс "o"). Для оценки значения числа Стантона St_H при наличии магнитного поля воспользуемся решением задачи Гартмана:

$$w(Ha) = \frac{Ha^2}{3} \frac{th(Ha)}{Ha - th(Ha)}, \quad (4)$$

где $th(Ha)$ - гиперболический тангенс числа Гартмана Ha

Тогда, согласно аналогии Рейнольдса, которая с учетом выражения (4) имеет вид $St'_H/St'_O = w(Ha)$, и подставляя это соотношение в уравнение (3), окончательно получим

$$St'_O w(Ha) \frac{1 - \theta_s}{\theta_s - \theta_\infty} = \exp\left(-\frac{e_k}{\theta_s}\right), \quad (5)$$

где число Стантона St'_O составлено по коэффициенту теплоотдачи α_o в отсутствие магнитного поля, константе m_k и теплоемкости твердого топлива c_k . Такой переход становится возможным, если не учитывать изменения массовой скорости продуктов сгорания в ядре потока (в отличие от массовой скорости горения) при наложении внешнего магнитного поля.

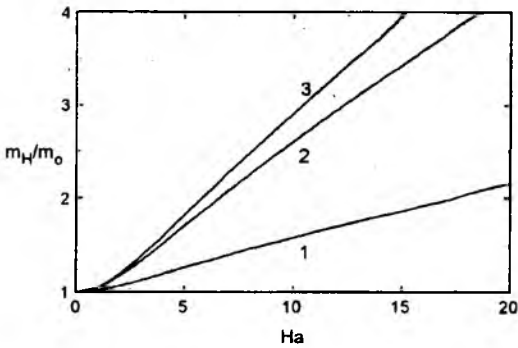


Рис. 2. Зависимость относительной массовой скорости горения от параметров Ha и e_k .
1- $e_k=1$; 2-1.5; 3-2.0.

На рис. 2 представлено численное решение нелинейного уравнения (5) в диапазоне изменения безразмерного параметра $e_k \in [1, 2]$. Отношения

θ_s^H / θ_s^O и m_H/m_0 не зависят от числа Стантона

St'_O и весьма слабо изменяются при вариации температуры θ_∞ . Из полученных результатов следует, что с ростом числа Гартмана приращение температуры поверхности топлива не превышает 15% при $Ha < 20$ (рис. 3), тогда как для скорости горения характерно более чем двукратное увеличение, что связано с экспоненциальной зависимостью (1).

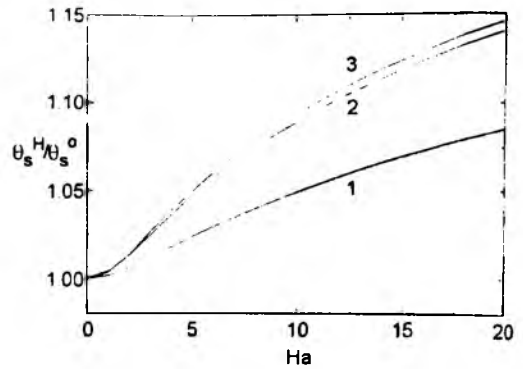


Рис. 3. Зависимость относительной температуры поверхности твердого топлива от параметров Ha и e_k .

Представленные результаты могут носить лишь качественный характер и служат для подтверждения существенного влияния силового воздействия внешнего магнитного поля на процесс горения твердых ракетных топлив. Авторы не стали расширять диапазон изменения параметра Ha , когда $m_H/m_0 \gg 1$, поскольку при интенсивном вдуве со стенок проточного канала нарушаются допущения, принятые в приближении как ламинарного, так и турбулентного пограничных слоев [2]. Следовательно, соотношение (4), на котором построен данный анализ, также может нарушаться. Поэтому детальное исследование рассматриваемой задачи и получение количественных оценок могут быть проведены только на основе решения полных уравнений Навье-Стокса для сжимаемого газа, дополненных как уравнениями диффузии и магнитной индукции, так и правыми частями, ответственными за химические реакции, протекающие в газовом потоке и на поверхности горения топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840с.
2. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320с.
3. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. 176с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ. ОБОСНОВАНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО МЕТОДА ЗАЖИГАНИЯ В.Н.ВИЛЮНОВА

Буркина Р.С.

Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36
тел. (8322) 410621. факс (8322) 410129
E-mail: roza@fif.tsu.ru

В индукционных режимах тепловой теории зажигания критерий и время воспламенения системы определяются по поведению температуры в области воспламенения. Главная задача для таких процессов заключается в определении точки воспламенения и поведения температуры в ней. Для задач зажигания тел тепловым потоком с точкой воспламенения на поверхности тела для определения временных характеристик процесса В.Н. Виллюновым был предложен «адиабатический метод зажигания» [1,2], в котором для определения поведения температуры поверхности проводилось расщепление процесса во времени на две стадии инертного прогрева и адиабатических реакций вблизи поверхности. Возможность такого расщепления связывалась с большим значением отношения времени инертного прогрева ко времени химических реакций [2]. В настоящей работе на примере зажигания непрозрачных и полупрозрачных тел потоком излучения определяются уравнения для температуры и концентрации реагента на поверхности тела. Дальнейший асимптотический анализ этих уравнений при больших значениях температурного напора $\theta_0 \gg 1$ позволяет получить необходимую информацию о процессе воспламенения и является обоснованием адиабатического метода зажигания В.Н. Виллюнова.

В безразмерных переменных математическую постановку задачи зажигания полуограниченного тела падающим на его внешнюю поверхность потоком излучения можно преобразовать к виду [3]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \omega(1-\eta)^n \exp\left\{-\frac{\theta_0(\varphi+u_1)}{1-\sigma(\varphi+u_1)}\right\},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = Le \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} + \gamma \omega(1-\eta)^n \exp\left\{-\frac{\theta_0(\varphi+u_1)}{1-\sigma(\varphi+u_1)}\right\}, \quad (1)$$

$$\varphi(\xi, 0) = \eta(\xi, 0) = 0,$$

$$\frac{\partial \varphi(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta(0, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \varphi(\infty, \tau)}{\partial \xi} = \frac{\partial \eta(\infty, \tau)}{\partial \xi} = 0,$$

где $\varphi(\xi, \tau) = u(\xi, \tau) - u_1(\xi, \tau)$ - разогрев тела от

химических реакций, $u(\xi, \tau) = \frac{T_s - T}{T_s - T_i}$ -

безразмерная температура тела, $u_1(\xi, \tau)$ - прогрев

аналогичного инертного тела потоком тепла,

$$\eta = \frac{a_u - a}{a_0} \text{ - глубина превращения, } \xi = \frac{x}{x_h},$$

$$\tau = \frac{t}{t_h}, \quad x_h = \frac{\lambda(T_s - T_i)}{q_s}, \quad t_h = \frac{c\rho}{\lambda} x_h^2,$$

$$Le = \frac{c\rho D}{\lambda}, \quad \sigma = \frac{T_s - T_i}{T_s}, \quad \theta_0 = \frac{E}{RT_s^2} (T_s - T_i),$$

$$\omega = \frac{\lambda Q z \rho^n a_0^n (T_s - T_i)}{q_s^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right), \quad B = m x_h,$$

$$\gamma = \frac{c\rho(T_s - T_i)}{Q a_0}, \quad T_s, T_i \text{ - соответственно}$$

масштабная (пока неопределенная) и начальная температура тела, q_s - плотность внешнего потока излучения, m - коэффициент поглощения. Для остальных теплофизических и формально-кинетических параметров использованы общепринятые обозначения.

Интегральное преобразование задачи (1)

по переменной $\xi \rightarrow S$, $\varphi(\xi, \tau) \div \bar{\varphi}(S, \tau)$, $\eta(\xi, \tau) = \bar{\eta}(S, \tau)$, решение полученной задачи в плоскости изображения и переход в полученном решении к пределу $S \rightarrow \infty$, с учетом что $\lim_{S \rightarrow \infty} S \bar{\varphi}(S, \tau) = \varphi(0, \tau)$, позволяют определить

уравнения на поверхности $\xi = 0$:

$$\frac{d\varphi_s}{d\tau} = -\omega(1+\gamma\varphi_s)^n \exp\left\{-\frac{\theta_0[\varphi_s + u_1(0, \tau)]}{1-\sigma[\varphi_s + u_1(0, \tau)]}\right\},$$

$$\varphi_s(0) = 0, \quad \eta_s = -\gamma\varphi_s, \quad (2)$$

где индексом «s» помечены параметры на поверхности $\xi = 0$: $\varphi_s(\tau) = \varphi(0, \tau)$, $\eta_s(\tau) = \eta(0, \tau)$. Подобие между разогревом от химических реакций и выгоранием на поверхности имеет место при любых значениях параметра Le . Задача (2) хорошо поставлена, легко решается численно, причем осталась одна степень свободы в выборе параметра T_s . Как отмечалось в [2], удачный выбор T_s обеспечивает слабую зависимость решения от параметра σ .

Задачу (2) для температуры поверхности можно решить асимптотически при $\theta_0 \gg 1$. На начальной стадии процесса пока $u_i(0, \tau) \sim O(1)$ с точностью до величин $O(\exp(-\theta_0 u_i(0, \tau)))$ из (2) имеем

$$\phi_s(\tau) = 0. \quad (3)$$

и следовательно температура изменяется, как при инертном прогреве $u(0, \tau) = u_i(0, \tau)$, что соответствует решению в первой стадии адиабатической теории [1]. При больших прогревах, когда $u_i(0, \tau) \ll 1$ и $\theta_0 u_i(0, \tau) \sim O(1)$, перейдем к переменным $\tau_1 = \theta_0(\tau - \tau_0)$, $\phi_s(\tau_1) = \theta_0 \phi_s(\tau)$, где τ - время достижения поверхностью температуры T_* . В новых переменных $\theta_0 u_i(0, \tau_1) = A - C_1 \tau_1 + O(\theta_0^{-1})$, где A и C_1 - константы порядка единицы, определяемые из решения инертной задачи. Решение уравнения (2) в новых переменных с точностью $O(\theta_0^{-1})$ дает:

$$\phi_s(\tau_1) = \ln\left[1 - \frac{\omega}{C_1} \exp(-A + C_1 \tau_1)\right]. \quad (4)$$

В (4) константа интегрирования уже определена из условия срачивания с решением (3) начальной стадии: $\phi_s(\tau_1 \rightarrow -\infty) \rightarrow 0$. Решение (4) показывает логарифмическое изменение разогрева во второй стадии процесса зажигания, как и соответствующее решение в адиабатическом методе [1].

За момент воспламенения берется время неограниченного роста температуры поверхности тела

$$\phi_s(\tau_1 \rightarrow \tau_{1c}) \rightarrow -\infty. \quad (5)$$

Такое определение справедливо для нулевого порядка реакции и имеет асимптотический смысл при $n > 1$. Время τ_0 прогрева поверхности до температуры T_* находится из условия:

$$\phi_s(0) + \theta_0 u_i(0, 0) = 0. \quad (6)$$

За масштабную температуру T_* удобно взять аналогично [1,2] экстраполированную температуру зажигания (то есть температуру, которую достигла бы поверхность тела в момент зажигания при инертном прогреве лучистым потоком тепла):

$$\theta_0 u_i(0, \tau_{1c}) = 0. \quad (7)$$

Из (5) - (7) при подстановке в них соответствующих выражений для $\theta_0 u_i$, следуют уравнения:

$$A = \ln 2, \quad \omega = C_1, \quad \tau_{1c} = A / C_1, \quad (8)$$

из которых при подстановке конкретных значений A и C_1 находятся ω (определяет T_*), τ_0 и τ_c .

Так, для непрозрачного тела ($B = \infty$):

$$A = 1 - 2\sqrt{\tau_0 / \pi}, \quad C_1 = 1 / \sqrt{\pi \tau_0},$$

подстановка которых в (8) с точностью $O(\theta_0^{-1})$ дает:

$$\omega = 2 / \pi, \quad \tau_0 = \pi / 4, \quad \tau_{1c} = (\pi \ln 2) / 2,$$

откуда в исходных переменных получаем выражение для времени зажигания:

$$\tau_c = \pi / 4 + (\pi \ln 2) / (2\theta_0). \quad (9)$$

Процентное сравнение времени зажигания из (9) с результатом численного счета исходной задачи (1) τ_{num} показано в табл. 1: $\Delta \tau_c \% = [(\tau_c - \tau_{num}) / \tau_{num}] * 100\%$. Легко прослеживается асимптотический характер решения (9).

Таблица 1

θ_0	5	10	20	30	50	100
$\Delta \tau_c \%$	23.4	14.3	9.2	7.0	5.0	3.1

Для полупрозрачного тела ($B \sim O(1)$)

$$A = \theta_0 \left\{ 1 - 2\sqrt{\frac{\tau_0}{\pi}} + \frac{1}{B} [1 - e^{B^2 \tau_0} \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau_0})] \right\},$$

$C_1 = B \exp(B^2 \tau_0) \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau_0})$ и из (8) следует система уравнений:

$$1 + B(1 - 2\sqrt{\tau_0 / \pi}) = \exp(B^2 \tau_0) \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau_0}), \quad (10)$$

$$\omega = B[1 + B(1 - 2\sqrt{\tau_0 / \pi})], \quad (11)$$

$$\tau_c = \tau_0 + \ln 2 / (\theta_0 \omega). \quad (12)$$

Уравнение (10) при любых значениях B имеет единственный корень, который легко находится итерациями:

$$\tau_0^{(i+1)} = \frac{\pi}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{B} [1 - \exp(B^2 \tau_0^{(i)}) \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau_0^{(i)}})] \right\}^2.$$

Так при $B = 1$ $\tau_0 = 2.204$ и из (11), (12) находим: $\omega = 0.325$, $\tau_c = 2.204 + 2.135 / \theta_0$.

Сравнение времени зажигания для данного значения B с результатом численного счета исходной задачи при различных значениях θ_0 представлено в табл. 2.

Таблица 2

θ_0	5	10	20	30	50	100
$\Delta \tau_c \%$	3.76	0.6	0.8	0.6	0.4	0.1

При $\theta_0 \geq 10$ согласно асимптотической формулы с результатом численного счета идет на уровне точности проведения расчетов. Видимо, поэтому наблюдается некоторая немонотонность ошибки при переходе от $\theta_0 = 10$ к $\theta_0 = 20$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилонев В. Н. // Физика горения и взрыва. 1966. Т.2, №2. С. 77-82.
2. Вилонев В. Н. // Первый Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву: Тезисы докладов. М.: Наука, 1968. С. 9 - 11.
3. Буркина Р. С., Вилонев В. Н. // Асимптотика задач теории горения. Томск: Изд-во ТГУ. С. 100.

ОБ ОДНОЙ МЕТОДИКЕ ИЗУЧЕНИЯ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Волков С.А.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410621

В настоящее время широкое распространение получили две методики экспериментального изучения зажигания конденсированных систем: метод лучистого нагрева и метод зажигания горячей поверхностью / 1 /. Эти методики отражают два предельных случая, которые хороши для сопоставления с результатами математического моделирования, но в реальных условиях они не реализуются, так как на практике наблюдается комплексное тепловое воздействие лучистого, конвективного и кондуктивного видов. В настоящей работе предпринята попытка определения времени зажигания, критического теплового потока и запаса тепла в условиях, близких к реальному тепловому воздействию.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Исследуемый образец 1 с помощью двух обтекателей 2 крепился соосно в камере с выпускным отверстием 3. В стенке камеры заподлицо устанавливались датчик 4 давления и датчик 5 теплового потока. Поверхность образца подвергается воздействию высокотемпературных продуктов сгорания, вырабатываемых специальным газогенератором 6. Его конструкция позволяет изменять состав и температуру продуктов сгорания.

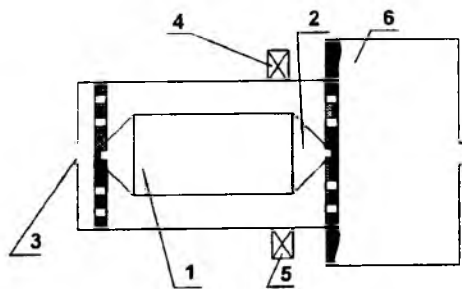


Рис. 1

Установка работает следующим образом. В начальный момент времени внутренняя полость газогенератора и объем с образцом разобщены. После запуска газогенератора и его выхода на режим полужамкнутый объем с образцом сообщался с внутренней полостью газогенератора, в результате чего боковая поверхность исследуемого образца подвергалась воздействию потока горячих продуктов сгорания из газогенератора. В момент зажигания образца датчик давления фиксировал рост давления, так как газоприход с поверхности образца был сравним с расходом продуктов сгорания из газогенератора. Таким образом, по отметке сигнала датчика давления можно определить время зажигания исследуемого образца. С помощью датчика тепло-

вого потока определялся тепловой поток как функция времени, интегрируя которую, вычислялся запас тепла в прогревом слое к моменту зажигания.

Датчик теплового потока (рис. 2) устроен следующим образом. Чувствительный элемент 1, изготовленный из стали, диаметром $10 \cdot 10^{-3}$ м и толщиной $0,8 \cdot 10^{-3}$ м прикреплен по кольцевой поверхности с внутренним диаметром $8 \cdot 10^{-3}$ м к стальному корпусу 2. В пластину чувствительного элемента заключен спай 3 медь-константановой термопары с электродами толщиной $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. Диаметр спая $0,2 \cdot 10^{-3}$ м. Спай термопары заделан в пластину на глубину $\delta = (0,6 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$ м, то есть расстояние спая от поверхности, на которую действовал высокотемпературный поток 4, составило $(0,2 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$ м. Чувствительный элемент теплоизолировался от корпуса 2 с помощью подложки 5. Сигнал термопары через усилитель (предел основной допустимой погрешности 4 %, полоса пропускания $0 \div 20$ кГц) регистрируется светолучевым осциллографом типа Н117. Корпус 2 ввернут в стенку 6 экспериментальной установки, внутри которой расположен исследуемый образец 7. Постоянная времени датчика теплового потока оценивается величиной $0,002$ с / 2,3 /, что вполне соответствует требуемым инерционным свойствам.

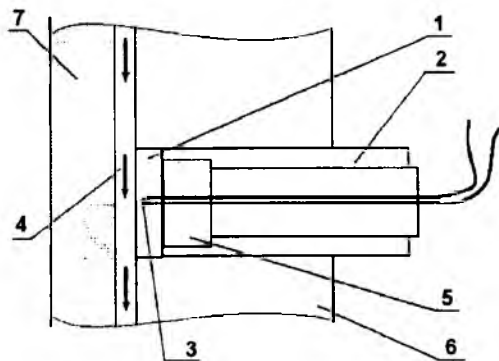


Рис. 2

Восстановление теплового потока осуществляется по методике / 4 /, основанной на шаговом способе естественной регуляризации решения обратной задачи теплопроводности (ОЗТ). Датчик и методика восстановления теплового потока тестировались на установке лучистого нагрева типа «Уран». Сравнительный анализ показал, что погрешность определения теплового потока не пре-

вышает погрешности калибровки установки лучистого нагрева и составляет не более 10%.

Данная экспериментальная установка дополнена методикой численного решения задачи о зажигании по твердофазной модели / 1 / с граничным условием третьего рода. Было сделано предположение о том, что коэффициент теплоотдачи α в зазоре между стенкой канала и реакционно-способной к-системой одинаков как для датчика теплового потока так и для поверхности к-системы. Коэффициент теплоотдачи α находился следующим образом. По тепловому потоку, который определялся из решения ОЗТ на основе показаний датчика теплового потока, численно решалась одномерная задача о прогреве стальной стенки чувствительного элемента датчика и, таким образом, находилась температура поверхности чувствительного элемента. Температура обдуваемого потока предполагалась неизменной, что возможно при значительной мощности газогенератора. Далее коэффициент α вычислялся по известному соотношению $\alpha = q / (T_{\text{потока}} - T_{\text{стенки}})$. Для численного согласования задачи определения α с задачей зажигания коэффициент теплоотдачи аппроксимировался функцией вида $\alpha = A^1 \exp(-B \cdot t)$.

Такое сочетание численного решения с экспериментом позволяет оценить величину формально-кинетических параметров исследуемой к-системы и применимость твердофазной теории зажигания.

На рис. 3 и 4 приведены осциллограммы характерных опытов по зажиганию модельных к-систем. Используются следующие обозначения: P_r - давление в газогенераторе; P_k - давление в полузамкнутом объеме с исследуемым образцом; T - температура датчика теплового потока. На рис. 3 температура однофазного потока продуктов сгорания в газогенераторе составила 2000 К, давление в полузамкнутом объеме с исследуемым образцом 5,2 МПа, время зажигания получилось $t_z = 0,092$ с, расчетное - 0,078 с. Значение теплового потока к моменту зажигания составило $2,36 \cdot 10^6$ Вт/(м²), а запас тепла в прогревом слое $1,56 \cdot 10^5$ Дж/(м²).

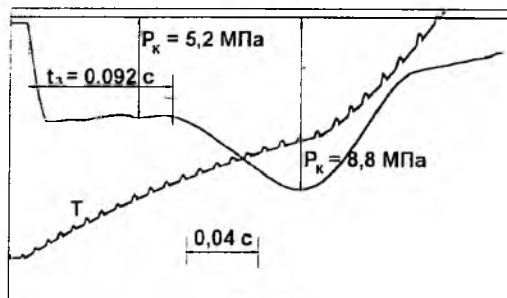


Рис. 3

На рис. 4 приведена одна из осциллограмм сравнительных экспериментов, где вместо исследуемого образца был использован стандартный состав типа пороха «Н». Температура продуктов сго-

рания в газогенераторе также 2000 К. В ходе выполнения этой серии экспериментов выяснилось, что время наддува камеры и примерно равно 0,01 с, что существенно отличается от случаев, когда исследовался модельный состав.

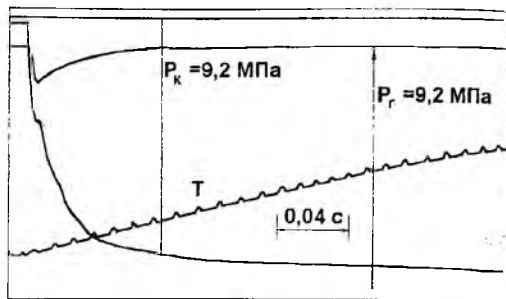


Рис. 4

Сопоставление осциллограмм на рис. 3 и 4 позволяет сделать вывод о неприменимости данной методики к изучению зажигания баллистических составов в том виде, как она использовалась. Очевидна необходимость ослабления теплового потока либо путем установки дополнительного охладителя, либо путем удлинения наддуваемого канала. Напротив, для сравнительно трудно зажигаемых систем (рис. 3) методика лучше отражает реальные условия зажигания в газовом потоке, чем модельные случаи зажигания лучистым потоком или накалиной поверхностью. Расхождение экспериментально определенного и численно найденного времени зажигания составило 15%, что можно считать удовлетворительным.

Предложенная методика исследования зажигания конденсированных систем позволяет сформулировать ряд требований, предъявляемых к воспламеняющим устройствам (вес, калорийность) и может быть использована для получения количественных параметров зажигания (тепловые потоки, запас тепла в прогревом слое).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилюнов В.Н.//Теория зажигания конденсированных веществ.Новосибирск:Наука,1984. 188 с.
2. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
3. Исаченко В.П. и др.//Теплопередача. М.: Энергоиздат, 1981. 417 с.
4. Алгоритмы диагностики тепловых нагрузок летательных аппаратов /О.М. Алифанов, В.К. Занцев, Б.М. Панкратов и др./ Под ред. акад. В.П. Мишина. М.: Машиностроение, 1983. 168с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ГАЗОВ ВО ВНУТРЕННИЕ ОБЪЕМЫ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ

Волков С.А., Ревягин Л.Н.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822)410621

Расширение сферы технического применения конденсированных систем существенно зависит от разработок физических методов регулирования скорости горения. Одно из направлений основывается на использовании пористости к-систем. Влиянию пористости посвящено значительное количество работ, однако физическая картина явления достаточно многопланова, в связи с чем открываются новые определяющие факторы, механизм воздействия которых оказывается мало изученным.

В настоящей работе авторы исследовали влияние величины внутреннего объема, газодинамической схемы течения, условий теплообмена на следствия проникновения высокотемпературных продуктов сгорания во внутренние специально сконструированные объемы в к-системах типа пороха «Н».

Экспериментальная установка (рис. 1) выполнена в виде модельной камеры сгорания 1, в которой исследуемый образец отделен от сопла 2 диафрагмой 3. Процесс горения опытного образца инициируется воспламенительным устройством 4. Образец состоит из трех дисков (5,6,7) баллистического пороха. Толщина среднего диска 6 составляет 3 мм. Толщины дисков 5 и 7 были 3 и 4 мм соответственно. Диски скреплены между собой по боковой поверхности слоем мягкой бронировки 8. В диске 6 изготовлены цилиндрические отверстия-газоводы 10 со вставками 11 из негорючего материала, теплофизические характеристики которого могли меняться в разных опытах. Отверстия 10 сообщались канавкой 9 прямоугольного сечения, объем которой варьировался при изготовлении фрезерованием от 3 до 25 мм³. Давление в камере сгорания регистрировалось тензометрическим датчиком 12 давления типа ЛХ-412 с погрешностью, не превышающей 2%.

После воспламенения образца со стороны открытого торца диска 5 в камере сгорания устанавливается стационарное давление P_1 , величина которого соответствовала определенной площади критического сечения сопла 2. После догорания диска 5 продукты сгорания втекают по газоводам 10 и заполняют объем канавки 9. При некоторых условиях, описанных ниже, внутренняя поверхность канавки 9 способна воспламениться и под действием избыточного развивающегося в ней давления диск 6 отделяется от диска 7, продолжая гореть с двух торцов в свободном объеме камеры. Устанавливается более высокий уровень давления P_2 , который соот-

ветствует поверхности горения, состоящей из двух торцевых поверхностей диска 6 и одного торца диска 7.

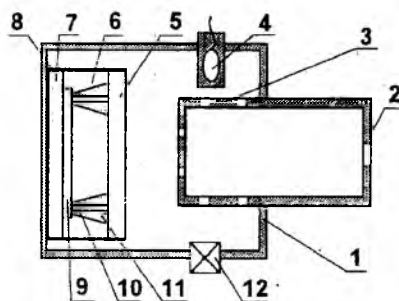


Рис. 1

В экспериментах менялось количество газоводов 10 (один или два), значение их диаметров и объем канавки 9. Диаметры отверстий 10 и величина внутреннего объема 9 изготавливались с точностью 3 и 6% соответственно.

Результат эксперимента - сохранение послонного горения или зажигание внутренней полости - определялся по осциллограмме «давление-время» в камере сгорания. На рис. 2 представлены две кривые изменения давления, которые характеризуют возможные случаи реализации процесса горения. Кривая 1 соответствует случаю, когда условия затекания горячих продуктов сгорания в отверстия 8 таковы, что продукты сгорания не могут воспламенить внутренний объем. Кривая 2 показывает изменение давления, если осуществляется зажигание во внутренней полости.

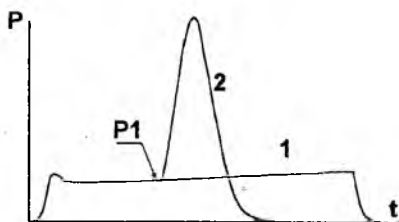


Рис. 2

Результаты опытов представлены на рис. 3 и сведены в табл. 1. На рис. 3 по оси ординат отложено давление P_1 , по оси абсцисс - объем внутренней полости (канавки 9) w . Каждая точка на рисунке со-

ответствует среднему значению 5-6 точек. Выше кривой ПРО1 находится область давлений, при которых внутренняя полость, соединенная одним газоводом 10 с емкостью камеры, всегда воспламеняется. Ниже кривой ПОС1 зажигание внутренней поверхности отсутствует. Кривые ПРО2 и ПОС2 соответствуют тем же явлениям, что и ПРО1 и ПОС1 с той лишь разницей, что в диске 6 было изготовлено два отверстия-газовода, по одному в начале и конце канавки 9. Увеличение числа газоводов от одного до двух при постоянстве их диаметров и $w = \text{const}$ влияет на степень «связанности» внутреннего объема с емкостью камеры сгорания.

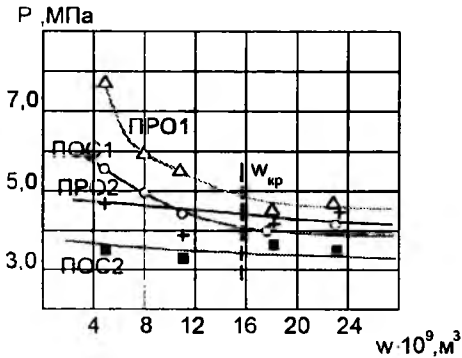


Рис. 3

то есть изменяет газодинамические условия движения продуктов сгорания внутрь. На рис.3 приведены результаты с диаметрами газоводов, равными $50 \cdot 10^{-6}$ м. С газоводами большего диаметра ($90 \cdot 10^{-6}$ м) при значениях $w = 22 \cdot 10^9$ м³ диапазон давления, отделяющий области устойчивого горения (в смысле послыонного и проникновения волны горения вовнутрь) составил 0,4 МПа. Подробно газоводы диаметром более $50 \cdot 10^{-6}$ м не исследовались.

В таблице приведены результаты влияния теплофизических характеристик инертных (в смысле горения) вставок 11 в газоводы по четырем материалам, тем самым изменялись условия теплопередачи. Опыт проводился с одним отверстием - газоводом. В материалах с более высоким коэффициентом теплопроводности идет более интенсивный отбор тепла у высокотемпературных продуктов сгорания, что ослабляет их зажигающее действие.

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что закономерности проникновения высокотемпературных продуктов сгорания во внутренние полости образца и результат их воспламеняющего действия являются в основном теми же, что и в случаях конвективного горения пористых систем //1/. Наличие пороговых значений давления и диаметра газовода, определяющих необходимые условия зажигания внутреннего объема, влияние свободного объема на нарушение послыонного горения находятся в качественном согласии с полученными ранее данными. Тем не менее обнаружен ряд осо-

бенностей. При одном отверстии-газоводе возможность зажигания внутреннего объема определяется его величиной (аналог известного варианта «глухая пора» //1/). Чем больше w , тем большее количество продуктов сгорания втекает внутрь, тем уверенней осуществляется процесс зажигания, тем ниже необходимое для проникновения волны горения значение давления P_1 в камере сгорания (кривые ПРО1 и ПОС1 на рис. 3). В случае двух отверстий газоводов благоприятное, в смысле улучшения условий воспламенения внутреннего объема, влияние возрастающего значения w , усиливается облегченным доступом высокотемпературных продуктов сгорания из-за изменения газодинамической картины течения. Это приводит к снижению давления проникновения (кривые ПРО2 и ПОС2 размещаются ниже, чем ПРО1 и ПОС1). Для $w > w_{кр} = 16 \cdot 10^9$ м³ газодинамическая схема втекания продуктов сгорания не влияет на процесс зажигания внутреннего объема.

Таблица

Тип вставки (11)	1	2	3	4
Кэфф. теплопроводности, $\alpha \cdot 10^6$ м ² /с	0,115	0,140	0,325	
Диаметр газовода, $d \cdot 10^6$ м	40,9			
Внутренний объем, $w \cdot 10^9$ м ³	50	50	50	50
Максимальное давление послыонного горения, МПа	8	8	8	8
Минимальное давление проникающего горения, МПа	4,9	5,3	6,8	9,5
	5,9	6,5	7,3	-

Таким образом, известный критерий Андреева //1/ прорыва пламени в пору $\rho \cdot u \cdot d_p \leq \Delta p = \text{const}$, где ρ - плотность, u - скорость горения, d_p - диаметр поры, следует дополнить параметрами, учитывающими в явном виде влияние на этот процесс величины внутреннего объема, условий его газодинамической связи с емкостью камеры сгорания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И., Сулимов А.А., Чуйко С.В. //Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973. С. 292.

СОПРЯЖЕННЫЕ ЗАДАЧИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ РДТТ

Воропаева И.Г., Ларнонов Б.И., Попов В.С.
ФЦДТ "Союз"

140056, г. Дзержинский МО, ул. Советская, д.6.
тел (095) 551-7473, 551-7053, факс (095) 551-1144, телетайп 206718
E-mail: fcddt@mega.ru

1 Постановка задачи.

1.1 Усложнение конструкции РДТТ за счет использования перспективных конструктивных элементов, необходимость использования для создания заряда низкомолекулярных топлив, высокая газодинамическая нагруженность камеры сгорания, повышенные требования по параметрической надежности ставят перед необходимостью разработки более точных, совершенных методик прогнозирования рабочих характеристик ДУ и, следовательно, перед необходимостью учета в математических моделях совместного влияния разнородных факторов, как-то: газодинамика течения продуктов сгорания, геометрия выгорающего заряда и его деформация в процессе работы.

В разработанном программно - методическом комплексе (ПМК), блок – схема которого представлена на рис 1, реализована такая постановка задачи.

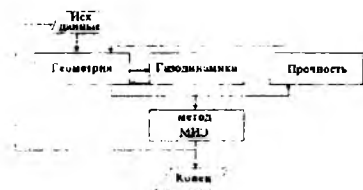


Рис. 1

1.2. Физическая постановка задачи включает учет взаимного влияния разнородных процессов, в частности:

- неоднородности поля скорости горения, обусловленной температурным полем заряда и распределением газодинамических параметров потока по длине заряда;
- зависимости деформации заряда от распределенного давления;
- обратное влияние деформации заряда на изменение геометрии канала и параметров газовой динамики потока.

1.3. Математическая модель каждого из рассматриваемых процессов является общепринятой [1 – 4].

К особенностям математической постановки данной сопряженной задачи относятся:

- итерационная процедура решения 4-точечной краевой задачи расчета газодинамических параметров потока на каждом временном слое;
- алгоритм уточнения компонентов НДС заряда на каждом временном слое по данным газодинамического расчета;

- процедура формирования вектора перемещений точек поверхности горения за счет неоднородности поля скорости горения (физической и обусловленной газодинамическими факторами) и деформацией заряда.

- алгоритмы формирования поверхности горения для следующего временного слоя.

1.4. Для реализации описанного алгоритма потребовалось решение ряда специфических задач:

- 1) Решение жесткой системы линейных уравнений по определению перемещений заряда под действием распределенной нагрузки по методу конечных элементов.
- 2) Разработка корректной конечно-разностной аппроксимации условий динамической совместности движения точек горящей поверхности и точек, описывающих границы перемещения зарядов.
- 3) Нивелирование накапливаемой вычислительной погрешности за счет машинного округления чисел посредством использования консервативных процедур.

II. Возможности использования ПМК

Для решения практических задач в ПМК предусмотрена возможность проведения расчетов по отдельным программным модулям как в автономном режиме, так и при различном их сочетании.

2.1. Автономное использование.

2.1.1. Модуль "Геометрия"

Предназначен для расчета геометрических характеристик заряда: x – текущий вектор координат, $S(x)$ – площадь поверхности заряда, $F(x)$ – площадь прохода.

Предусмотрена возможность расчета геометрических параметров для неоднородного поля скорости горения заряда - $u(x)$.

2.1.2. Модуль "Газодинамика"

Предназначен для расчета газодинамических параметров квазидвухмерного потока продуктов сгорания: $P(x)$ - давления и $V(x)$ - скорости.

2.1.3. Модуль "Прочность"

Предназначен для расчета напряженно-деформированного состояния заряда, в том числе $\epsilon(x)$ -деформации заряда.

2.2. Парное сопряжение задач

Попарное сопряжение задач позволяет учитывать взаимосвязь основных физических параметров, определяющих специфику конкретного процесса (рис.2-4), исключив при этом задание "лишних" исходных данных, необходимых для решения полной задачи.

2.2.1. Геометрия - Газодинамика.

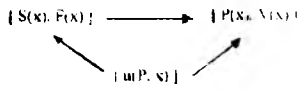


Рис.2

Если в автономном режиме задача расчета геометрии может быть использована только для расчета зависимостей $S(e)$ для однородного поля скорости горения, а задача газодинамики - для расчета распределения параметров по каналу при фиксированной геометрии, то сопряжение этих задач позволяет рассчитывать на полное время работы двигателя как изменение геометрии заряда, так и газодинамические параметры для неоднородного поля скорости горения, вызванного как физической неоднородностью поля скорости горения заряда, так и неоднородностью, обусловленной распределением газодинамических параметров по каналу.

Указанный подход может использоваться для расчета двигателей с высокомодульным топливом и жестким корпусом.

2.2.2. Газодинамика - НДС.

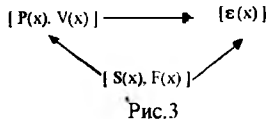


Рис.3

Сопряженная задача "Газодинамика - НДС" позволяет прогнозировать деформации заряда в условиях высокой газодинамической напряженности двигателя. Особенно важно использование этой задачи для бесплохвых двигателей.

2.2.3. Геометрия - НДС.

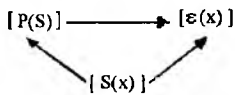


Рис.4

Для газодинамически ненагруженных двигателей, но сравнительно низко модульных топлив и не жестких корпусов использование этой задачи позволяет достаточно эффективно прогнозировать рабочие параметры процесса.

2.3. Комплексная задача "Геометрия - Газодинамика - НДС".

Задачу целесообразно использовать в ситуациях, когда вклады составляющих модулей примерно равноценны, а также на стадии проработки конструкций перспективных РДТТ. Сюда можно отнести анализ двигателей с низко модульными топливами и двигателей, предназначенных для работы на укороченном активном участке полета.

Для эффективного использования ПМК применяется метод уточнения параметров математической модели (> 20) по ограниченному числу испытаний (≤ 6), основанный на применении вариационного принципа максимума информационной энтропии. Метод предложен Г.Г. Медведевым и подробно излагается в докладе автора.

III. Результаты практического применения сопряженной задачи

3.1. Сопряженная задача использовалась для расчета кривой давления и обработки результатов огневых стендовых испытаний двух двигательных установок (ДУ1 и ДУ2). Качественной особенностью зависимостей $S(e)$ для обоих двигателей является наличие двух пиков, причем наибольшему значению рассчитанного без учета деформации заряда соответствует второй пик. Расчет зависимостей $P(\tau)$ с учетом деформации заряда показал, что максимальное давление реализуется на первом пике, что соответствует опытным данным при обработке огневых стендовых испытаний. Разница пиковых значений давлений составила $\approx 3 - 4\%$. Кроме того, расчет по сопряженной задаче позволил более точно определить полное время работы двигателя. Отмеченные обстоятельства указывают на необходимость учета деформации заряда в задачах прогнозирования внутрибаллистических параметров.

3.2. Использование сопряженной задачи при обработке результатов огневых стендовых испытаний позволило более чем в два раза уточнить прогноз максимального давления по сравнению с типовыми методиками расчета баллистических параметров. В частности, результаты прогнозирования внутрибаллистических параметров двигателей ДУ1 и ДУ2 показали, что параметрическая надежность контролируемых внутрибаллистических параметров подтверждается на пяти испытаниях вместо требуемых 9 - 10 испытаний по стандартной методике.

Сравнительный анализ эффективности стандартной методики и предлагаемого программно-математического комплекса (сопряженная задача + метод максимума информационной энтропии), проведенный по результатам обработки ДУ1 и ДУ2, подтвердил высокую эффективность ПМК. Погрешность прогнозирования внутрибаллистических параметров уменьшилась более чем в два раза. Использование ПМК при отработке энергетических установок позволяет сократить количество испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воропаева И.Г., Попов В.С. Программа расчета перемещения фронта горения для изделий цилиндрической формы. ОФАП, 1987.
2. Соркин Р.Е. Газотермодинамика РДТТ. М.: Наука, 1967.
3. Райзберг Б.И., Ерохин Б.Т., Самсонов К.П. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1972.
4. Москвин В.В. Сопротивление вязко-упругих материалов. М.: Наука, 1972.

ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОВОСПЛАМЕНИТЕЛЯ ДЛЯ АВТОНОМНОГО ЗАПУСКА ГАЗОГЕНЕРАТОРА ОТКРЫТОГО ТИПА

Голдаев С.В., Муленок Е.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Аварийное всплывание водолазного колокола, осуществляемое в автономном режиме наддувными мешками [1], может быть обеспечено применением подъемного устройства [2,3]. При этом время выхода на режим газогенератора для наполнения емкости плавучести ограничивается несколькими секундами и необходимо использовать негерметичный электровоспламенитель с непродолжительным временем запаздывания на основе малогабаритного источника питания. Последний может быть составным элементом устройства или располагаться вблизи него.

Количественный анализ возможности использования батареи конденсаторов для зажигания унитарного твердого топлива под водой проводился в работе [4] на основе численного решения задачи, учитывающей его выгорание. Для прикладных исследований полезно располагать инженерной методикой выбора требуемых параметров средства иницирования.

Рассматриваемый процесс схематизируется следующим образом. Плоский образец имеет неограниченную протяженность: объемная теплоемкость, теплопроводность и удельное электрическое сопротивление - постоянны; контакт нагревателя с топливом считается идеальным; начальные температуры элементов равны между собой; теплообмен с внешней средой учитывается по закону Ньютона; градиент температуры по толщине плоской спирали накаливания (ПСН) равен нулю. Изменение плотности теплового потока, создаваемого нагревателем, моделируется с помощью зависимости, принятой в теории электрического взрывания зарядов [5].

Математическая постановка в безразмерных переменных тепловой теории зажигания [6] имеет вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}\right),$$

$$\tau = 0 : \Theta = \Theta_h; \xi \rightarrow \infty : \Theta = \Theta_h;$$

$$\xi = 0 : -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = q_0 \exp(-\sigma \tau) -$$

$$-n \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} - Bi(\Theta - \Theta_h).$$

Начало координат помещено на поверхности образца, ось $O\xi$ направлена вглубь него.

Параметры задачи определяются следующим образом:

$$q_0 = \frac{U_k^2 l_m}{\beta \lambda_f T_m R_w l_w d_w}, \quad Bi = \frac{\alpha l_m}{\lambda_f},$$

$$n = \frac{c_w \rho_w l_w}{c_f \rho_f l_m}, \quad \sigma = \frac{2l_m}{R_w C_k},$$

где C_k, U_k - емкость конденсатора и напряжение, до которого он заряжен; l_m, d_w, c_w, ρ_w - длина и диаметр проволоки, из которой изготовлена ПСН, удельная теплоемкость и плотность сплава. Масштабная температура, время и координата вычислялись по формулам:

$$T_m = -\left(\frac{E_f}{R_u}\right) / \ln\left(\frac{c_f U_k^2}{c_w \rho_w d_w l_w^2 R_w z_f Q_f}\right),$$

$$t_s = \frac{\beta c_f T_s}{z_f Q_f} \exp\left(-\frac{1}{\beta}\right), \quad l_s = \sqrt{\frac{\lambda_f t_s}{c_f \rho_f}}$$

Здесь R_w - электрическое сопротивление ПСН; c_f, Q_f, E_f, z_f - удельная теплоемкость, тепловой эффект реакции, энергия активации и предэкспоненциальный множитель УТТ; R_u - универсальная газовая постоянная.

Приближенный расчет характеристик воспламенения проводился по адиабатической методике [6], согласно которой время τ_m и температура инертного прогрева находятся из условия «сшивки»:

$$\xi = 0 : \frac{d\Theta_{in}^s}{d\tau} = \exp\left(\frac{\Theta_{in}^s}{1 + \beta \Theta_{in}^s}\right).$$

Интегральным методом теплового баланса, практически не уступающим по точности разностному в задачах с импульсным нагревом веществ [7], для изменения температуры поверхности контакта топлива с пластинкой получено следующее выражение:

$$\tilde{\Theta}_{in}^s(v, \tau) = \Theta_h + \frac{v^2 q_0 \exp(-\sigma \tau)}{2(v+n) + Biv^2}.$$

Здесь v - безразмерная толщина термического слоя, зависимость которой от параметров задачи описывается следующим обыкновенным дифференциальным уравнением:

$$\frac{dv}{d\tau} = \frac{(6 + \sigma v^2)[2(v+n) + Biv^2]}{v[2(2v+3n) + Biv^2]}.$$

с нулевым начальным условием. При $\sigma = 0$ приведенные выражения для τ и $\bar{\Theta}_m^*$ совпадают с полученными ранее в работе [8] для варианта нагрева образца твердого вещества ПСН постоянной мощности.

Применение упомянутого выше критерия зажигания дало

$$\exp \frac{\bar{\Theta}_m^*}{1 + \beta \bar{\Theta}_m^*} = \frac{q_i \exp(-\sigma \tau)}{[2(v+n) + Bi v^2]^x} \cdot \frac{\{12(v+2n) - \sigma v^2 [2(v+n) + Bi v^2]\}}{[2(2v+3n) + Bi v^2]}$$

На основе численного решения этих уравнений находились τ_m и $\bar{\Theta}_m^*$, а затем вычислялось время задержки

$$\tau_{из} = \tilde{\tau}_m + (1 + 2\beta)(1 + \beta \bar{\Theta}_m^*) \exp\left(-\frac{\bar{\Theta}_m^*}{1 + \beta \bar{\Theta}_m^*}\right)$$

Сравнение характеристик зажигания, рассчитанных по инженерной методике с разностным интегрированием полной задачи [4], показало, что первый подход дает на τ_m 10% завышенные значения и эта погрешность является допустимой в прикладных исследованиях. Однако она не дает возможности проанализировать условия перехода от зажигания к горению с целью уточнения границ надежности этого процесса.

Анализ результатов численного моделирования рассматриваемой задачи показал, что в варьированном диапазоне исходных данных ее параметры:

$n \gg v$, $Bi \ll 1$, $\beta \bar{\Theta}_m^* \ll 1$. С использованием линеаризации приведенных выше выражений получено упрощенное решение в виде

$$\tilde{\tau}_m \cong 3 \ln 3 / 2\sigma, \quad \bar{\Theta}_m^* \cong \Theta_h + 2/\sqrt{3}\sigma$$

К моменту зажигания $\bar{\Theta}_m^* \geq 0$. Следовательно, $2/\sqrt{3}\sigma \geq |\Theta_h|$. В размерных переменных это неравенство записывается в виде

$$c_k U_k^2 / 2 \geq c_w \rho_w l_w d_w^2 (T_m - T_h)$$

и позволяет априори выбирать параметры источника питания импульсного действия ПСН, требуемые для воспламенения данной марки твердого топлива.

Проверка неравенства осуществлена сравнением с опытными данными работы [4], где зажигание УТТ обеспечивалось заряженным конденсатором с энергией 15 Дж, а ПСН была выполнена из нихромовой проволоки диаметром 0,25 мм и сопротивлением 4 Ома. Вычисление правой части условия дает величину 11 Дж, что свидетельствует о его корректности.

Среди выпускаемых промышленностью электрических средств инициирования вполне удовлетворяет рассматриваемым габаритно-весовым и энергетическим требованиям взрывной прибор ВП-2000м, имеющий: энергию – 35 Дж, массу – 5,2

кг, емкость – 50 МкФ, напряжение – 1200 В [5]. Расчет по инженерной методике и на основе более корректного подхода, учитывающего выгорание твердого топлива [4], показали надежное срабатывание системы запуска газогенератора устройства малой механизации водолазного труда [3].

Таким образом, предложен приближенный метод для расчета характеристик зажигания УТТ плоской спирали накалывания, разогреваемой с помощью малогабаритного автономного конденсаторного пьезоного прибора, применяемого при электрическом инициировании взрывчатых веществ. Точность методики является приемлемой для использования на стадии проектирования и разработки электровоспламенительных устройств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Надувные мешки для аварийного подъема водолазного колокола // Реф. журнал: Водный транспорт. 1980. Реф. 9В144.
2. А.с. 1729905 СССР МКИ⁵ В63 в 22/08. В63 с 7/04. Устройство для подъема затонувшего объекта. / В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Н.Л. Рыбасова и др. Опубл. 12.05.92. Бюлл. изобр. №16.
3. Разработка устройства малой механизации водолазного труда с эластичной плавучестью, наддуваемой газогенератором / В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Ю.Н. Елового и др. // Проблемы спасения людей на море и оказания помощи аварийным кораблям и судам: Тез. докл. Всес. конф. Л.: Судостроение. 1991. С. 103-104.
4. Теоретическое и экспериментальное исследование закономерностей подводного зажигания конденсированных веществ / В.Д. Барсуков, С.В. Голдаев, Е.В. Муленок и др. // Горение: Материалы 10-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черногоровка. 1992. С. 7-8.
5. Граевский М.М. Справочник по электрическому взрыванию зарядов. М.: Недра, 1983. 240 с.
6. Виллонов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. 185с.
7. Гудмен Т. Применение интегральных методов в нелинейных задачах теплообмена. // Проблемы теплообмена. М.: Атомиздат, 1967.
8. Голдаев С.В. Приближенные решения нестационарных тепловых задач с граничными условиями пятого рода методами Гудмена и Швеца // Всесибирские чтения по математике и механике: Тез. докл. Международной конференции. Томск: Изд-во ТГУ, 1997. Т.2. С.36.

ЗАЖИГАНИЕ ПОРИСТОГО РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ТЕЛА ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Городилина И.В., Буркина Р.С.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

тел. (382-2) 410621

e-mail: irina@ftf.tsu.ru

Процессы зажигания и горения пористых тел могут самым существенным образом отличаться от аналогичных процессов в гомогенных средах. Это связано, прежде всего, с усложненным механизмом теплопередачи в пористой среде и разделением по фазовым состояниям и пространству компонент химического процесса. В [1] при зажигании пористых сред тепловым потоком были обнаружены новые режимы зажигания: подповерхностный тепловой взрыв и стационарный режим прохождения процесса (отсутствие зажигания) даже при длительном воздействии внешнего теплового потока. Подобные режимы невозможны для гомогенных сред и связаны с конвективным переносом тепла фильтрующимся через пористую среду потоком газа. Цель настоящей работы — исследование влияния расширения газа в порах и естественной фильтрации на процесс зажигания пористой среды.

Рассматривается зажигание полуограниченного пористого тела, на внешнюю поверхность которого падает поток излучения. На внутренней поверхности пористого каркаса могут проходить экзотермические гетерогенные реакции с газообразным окислителем, находящимся в порах и поступающим из окружающей среды. Учитываются два механизма поступления газообразного окислителя: в результате диффузии и за счет естественной фильтрации. Исследование проводится при следующих упрощающих математическую постановку задачи допущениях:

1. Справедливо уравнение состояния идеального газа.

2. Скорость фильтрации определяется законом Дарси.

3. На этапе воспламенения выгорание твердого каркаса не учитывается, пористость тела ε и внутренняя поверхность пор S не меняются.

4. Теплообмен на внутренней поверхности между твердым каркасом и газом происходит по закону Ньютона со стационарным значением коэффициента теплообмена α .

5. Стехиометрический коэффициент химических реакций по газу равен 0.

6. Считается, что поток излучения полностью поглощается на внешней поверхности каркаса $x = 0$ и теплообмен на поверхности с окружающей средой $x < 0$ незначителен. Температура газа окружающей среды постоянна.

7. Скорость потока газа из окружающей среды пропорциональна разности давлений газа окружающей среды и газа в порах при $x = 0$ с коэффициентом пропорциональности k_1 .

Математическая постановка задачи имеет вид:

$$c_s \rho_s (1 - \varepsilon) \frac{\partial T_s}{\partial t} = (1 - \varepsilon) \lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} - \quad (1)$$

$$\alpha S (T_s - T_g) + Q S k_0 \phi(\rho_g, a) \exp\left(\frac{-E}{RT_s}\right),$$

$$c_g \rho_g \varepsilon \frac{\partial T_g}{\partial t} = \lambda_g \varepsilon \frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2} + \alpha S (T_s - T_g) - \quad (2)$$

$$c_g \left[\frac{\partial(\rho_g T_g v)}{\partial x} + c_g \frac{M(\gamma - 1)}{R\gamma} \left[\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\mu}{K_\phi} v^2 \right] \right]$$

$$\varepsilon \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_g v)}{\partial x} = \mu_s S k_0 \phi(\rho_g, a) \exp\left(\frac{-E}{RT_s}\right), \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial(\rho_g a)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_g a v - D \varepsilon \rho_g \frac{\partial a}{\partial x} \right] = \quad (4)$$

$$- \mu_a S k_0 \phi(\rho_g, a) \exp\left(\frac{-E}{RT_s}\right),$$

$$p = \rho_g \frac{R T_g}{M}, \quad (5)$$

$$v = - \frac{K_\phi}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (6)$$

Начальные условия:

$$T_s(x, 0) = T_g(x, 0) = T_b, \quad (7)$$

$$a(x, 0) = a_b,$$

$$\rho_g(x, 0) = \rho_b,$$

граничные условия

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial x} &= \frac{\partial T_g(x,t)}{\partial x} = \frac{\partial a(x,t)}{\partial x} = 0, \\ -\lambda_s \frac{\partial T_s(0,t)}{\partial x} &= q, \\ -\lambda_g \varepsilon \frac{\partial T_g(0,t)}{\partial x} &= \nu c_g \rho_g [T_0 - T_g(0,t)], \\ -D \varepsilon \frac{\partial a(0,t)}{\partial x} &= \nu [a_0 - a(0,t)], \\ \rho_g(0,t) \frac{\partial p(0,t)}{\partial x} - k_1 \rho_{g0} p(0,t) &= -k_1 \rho_{g0} p_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь T_0, a_0, ρ_0 — начальные температура, концентрация и плотность газа соответственно; T — температура окружающей среды; a_0, ρ_{g0}, p_0 — концентрация, плотность и давление газа в окружающей среде; исследуется реакция первого порядка: $\phi(\rho_g, a) = a \rho_g$.

Для остальных параметров и переменных использованы общепринятые обозначения. Индексы s и g обозначают соответственно параметры твердого каркаса и газа.

После обезразмеривания системы (1)-(8) было проведено ее численное интегрирование. Расчеты показали, что в условиях естественной фильтрации газа работа по его тепловому расширению не оказывает существенного влияния на процесс зажигания (отличие времен зажигания, определенных с учетом расширения газа и без, меньше 1%).

Работа по тепловому расширению газа определяется изменением давления за период зажигания и его пространственным распределением. В условиях естественной фильтрации давление на поверхности тела увеличивается за счет изменения температуры. При этом увеличение давления происходит довольно медленно и к моменту зажигания давление не достигает больших значений. Это приводит к тому, что скорость фильтрующегося потока газа мала и, соответственно, работа по тепловому расширению газа не оказывает значительного влияния на время зажигания. С увеличением Pe давление на поверхности растет быстрее, но при этом изменение давления происходит на значительно большей ширине, что приводит к уменьшению градиента давления. В результате скорость фильтрующегося потока и работа по расширению газа резко уменьшаются.

Было проведено исследование зажигания при вынужденной фильтрации. Рассматривалась фильтрация с постоянной скоростью ν через слой ширины L . На границах $x = 0$ и $x = L$ в гранич-

ных условиях (8) задавались постоянные значения давления (вместо последнего уравнения). На рис. 1 показана зависимость времени зажигания от Pe для слоя $L=25$. Кривая 1 соответствует расчетам без учета расширения газа, кривая 2 — расчетам с учетом расширения газа. Из рисунка видно, что в условиях вынужденной фильтрации влияние работы по тепловому расширению газа на процесс зажигания может быть существенным. Например, при $Pe=330$ и $L=25$ отличие времен зажигания определенных с учетом расширения газа (кривая 2 рис. 1) и без (кривая 1 рис. 1) составляет 36%. Было обнаружено, что учет теплового расширения газа в условиях вынужденной фильтрации снижает верхнюю границу режима поверхностного взрыва, который был впервые описан в работе [1]. Интересно влияние Pe на время воспламенения в режиме зажигания на поверхности. Как видно из рис. 1, первоначально рост Pe приводит к уменьшению времени зажигания, а затем к его росту. Это связано с двояким влиянием Pe на время зажигания, которое складывается из времени прогрева и времени индукции. Для данных расчетов, при увеличении Pe до 130, с ростом Pe уменьшается время прогрева, при этом время индукции увеличивается незначительно, поэтому время зажигания уменьшается. Дальнейший рост Pe сильно влияет на время индукции. Время индукции значительно возрастает, соответственно, возрастает и время зажигания.

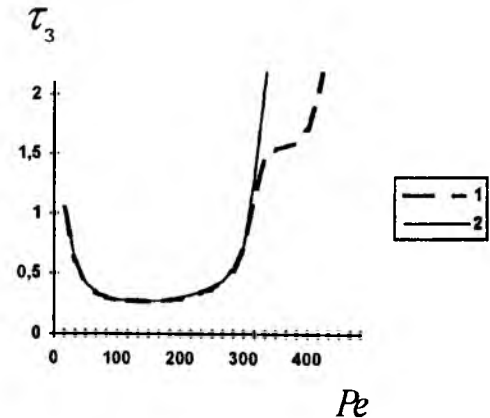


Рис. 1

Таким образом, при естественной фильтрации работу по тепловому расширению газа можно не учитывать. При вынужденной фильтрации учет работы по расширению газа необходим, так как ее влияние на процесс зажигания соизмеримо с влиянием других параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буркина Р.С., Тимохин А.М. // Физика горения и взрыва. 1996. Т.32, №1. С.20-25.

ВОЗМОЖНОСТЬ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ Т, ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ОТ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ T₀

Гусаченко Л.К., Зарко В.Е.

Институт химической кинетики и горения СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская, 3
тел.(3832)357030, факс(3832)352370
E-mail: zarko@kinetics.nsk.su

Зависимость $T_s(T_0)$ очень важна [1] для прогноза устойчивости горения энергетического материала (ЭМ). Однако экспериментальное ее определение весьма затруднительно, надежность измерений оставляет желать лучшего. Наиболее достоверными можно считать данные для баллиститов, которые согласно [2] имеют положительную зависимость $T_s(T_0)$. Этот результат очень наглядно объясняли модели горения, использовавшие на горячей поверхности условие достижения некоторой фиксированной степени разложения конденсированной фазы за счет подповерхностных реакций.

Однако для веществ с испарением на поверхности выполнение $\tau = dT/dT_0 > 0$ уже не очевидно: согласно уравнению Клапейрона-Клаузиуса при постоянном давлении p температура поверхности зависит (положительно) от мольной доли z_s пара над поверхностью горения, которая определяется процессами в газовой зоне и в подповерхностной зоне реакций, $z_s \sim \exp(-L/RT_s)$, где L - теплота парообразования. Если влиянием этой зоны на z_s можно пренебречь (случай малой скорости реакций), то изменение начальной температуры влияет на z_s через граничное условие на "горячем" конце газовой зоны реакций (через максимальную температуру). Можно показать, что для зоны реакций, тонкой по сравнению с газовой зоной прогрева, в этом случае $\tau > 0$ независимо от сложности химических процессов в ней и от величины прочих параметров (например, числа Льюиса).

Тот же результат ($\tau > 0$) имеет место в другом предельном случае, когда реакций в конденсированной фазе нет, а в газовой фазе пар "съедается" реакцией, которая начинается сразу от поверхности горения и идет со скоростью ρk_1 , $g/(cm^3 \cdot c)$, не зависящей ни от температуры, ни от концентрации пара. Здесь выполнение $\tau > 0$ имеет простой физический смысл: в обоих рассмотренных случаях распределение концентрации пара (и, в частности, ее величина z_s вблизи поверхности) определяется балансом диффузионного и конвективного потоков. Если зависимость $m(T_0)$ положительна, то с ростом T_0 поток эффективнее "сдувает" (оттесняет) продукты сгорания, так что увеличивается z_s , а с ней и T_s .

При более точном рассмотрении необходимо учитывать влияние T_0 и через коэффициент диффузии D . Известно, что он положительным образом зависит от температуры. Однако следует иметь в виду, что с ростом T_0 может заметно увеличиваться D только вблизи «горячего конца» пламени, а максимальный градиент концентрации

пара (да и вся зона, где пар есть в сколько-нибудь заметных количествах) реализуется вблизи поверхности горения, где зависимость $T(T_0)$ очень слаба.

Учтем теперь влияние подповерхностных реакций. Допустим, определяющую T_s величину z_s можно представить в виде произведения сомножителей, учитывающих по отдельности влияние T_0 на T_s через конденсированную и через газовую фазы $z_s = z_{sc} F(T_0)$. Здесь z_{sc} - мольная доля исходного вещества в потоке, поступающем на поверхность горения из конденсированной фазы, равная 1 при отсутствии подповерхностных реакций и равная z_s при отсутствии диффузии в газовой фазе. Величина $F(T_0)$ определяется диффузией и химией конкретного процесса. Например, в упомянутом выше случае тонкой зоны газовых реакций выполняется

$$F(T_0) = 1 - \left(\frac{\alpha(T_s - T_0) + L - (L + Q_c)(1 - z_{sc})}{\alpha(T_m - T_0) + L - (L + Q_c)(1 - z_{sc})} \right)^{\lambda \rho D}$$

Здесь α - удельная массовая теплоемкость (принятая одинаковой во всех зонах), T_m - максимальная температура пламени, Q_c - тепловой эффект подповерхностных реакций, λ , ρ - коэффициент теплопроводности и плотность газа, принято $\rho D = \text{const}$.

В общем случае для величины z_{sc} есть основание предполагать отрицательную зависимость от T_0 : с ростом T_0 уменьшается градиент температуры φ в конденсированной фазе вблизи поверхности, увеличивается толщина зоны реакций и, следовательно (при слабой зависимости $T_s(T_0)$), увеличивается степень разложения вещества $(1 - z_{sc})$. Задавая скорость реакции в виде $W \sim \exp(-E/RT_s)$ и полагая в конденсированной фазе вблизи поверхности $T = T_s + \varphi x$, получим оценку

$$\frac{1 - z_{sc}}{\rho_c} \approx \int_{-\infty}^0 W dx \sim \frac{\exp(-E/RT_s)}{\varphi}$$

Формула Клапейрона-Клаузиуса в сочетании с полученными выше соотношениями дает выражение, определяющее зависимость $T_s(T_0)$

$$1 = \text{const}_1 \frac{\exp(-E/RT_s)}{\varphi(T_0)} + \text{const}_2 \frac{\exp(-L/RT_s)}{F(T_0)}$$

Из него следует, что упомянутая зависимость может быть отрицательной при достаточно слабой зависимости $F(T_0)$.

Для математической модели [2, 3] с испарением на поверхности были подобраны значения параметров, обеспечивающие $\tau < 0$:

в конденсированной фазе - для реакции разложения предэкспонент 10^{21} с^{-1} ; энергия активации $E=47000 \text{ кал/моль}$; тепловой эффект $Q_c=300 \text{ кал/г}$; теплопроводность $\lambda_c=0.00055 \text{ кал/(см с К)}$; теплоемкость $c_c=0.3 \text{ кал/гК}$; плотность $\rho=1.72 \text{ г/см}^3$; плавление не учитывалось.

в газовой фазе - одна "почти ни от чего не зависящая" (слабо активированная) реакция с предэкспонентом 10^4 , энергией активации $E=1 \text{ кал/моль К}$, порядком 0.1 и тепловым эффектом $Q_g=725 \text{ кал/моль}$, молярный вес пара $\mu_1=222 \text{ г/моль}$, продуктов $\mu_2=35 \text{ г/моль}$; коэффициенты диффузии, теплопроводности и теплоемкости соответственно $D=0.03 \text{ см}^2/\text{с}$, $\lambda_g=0.0002 \text{ кал/(см с К)}$, $c_g=0.3 \text{ кал/гК}$; давление 5 атм.:

теплота испарения $L=100 \text{ кал/г}$; температура кипения при атмосферном давлении $T_b=640 \text{ К}$.

Для линейной скорости горения, массовой доли испарения с поверхности и для температуры поверхности получены значения $u_c=2.4 \text{ см/с}$, $y_s=0.94$, $T_s=579 \text{ К}$. Расчеты с вариацией T_0 дали $dn_{c0}/dT_0=0.0015 \text{ К}^{-1}$, $r=-0.005$.

Попадание в область $r < 0$ при любых (в том числе малых и даже отрицательных) значениях параметра $k=(dn_{c0}/dT_0)(T_s-T_0)$ согласно теории [1] должно приводить к неустойчивости. Проще всего это можно понять для частного случая, когда $k=0$ (скорость горения остается постоянной). Случайное малое уменьшение теплоотода в конденсированную фазу (вызванное, например, выходом неоднородности ЭМ на поверхность горения) соответствует увеличению фиктивной "начальной температуры", определяющей собой квазистационарную величину T_s , и при $r < 0$ приведет к уменьшению T_s . При этом температурный профиль меняется в сторону дальнейшего уменьшения величины теплоотода в конденсированную фазу.

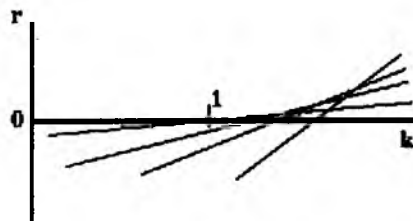


Рис.1

Для более строгого формального вывода воспользуемся взятым из [1] уравнением для показателя ω зависимости возмущений характеристик процесса от времени $\sim \exp(\omega t)$:

$$1 - \frac{2}{1+\zeta} \frac{k}{k+r-1} - \frac{1+\zeta}{2} \frac{r}{k+r-1} = 0$$

Здесь $\zeta=(1+4\Omega)^{1/2}$, $\Omega=\omega \sin^2(\beta/\rho_c)$. Легко показать, что приведенное уравнение задает на плоскости k, r (см. рис.1) прямую, отсекающую на осях k, r отрезки

$$\Delta_k = \frac{\zeta+1}{\zeta-1}, \quad \Delta_r = \frac{2}{1-\zeta}$$

При $\Omega \rightarrow \infty$ $\Delta_k \rightarrow 1$, $\Delta_r \rightarrow 0$; при уменьшении Ω до ± 0 соответствующие прямые зачерчивают область "аперидической" неустойчивости ниже правой ветви огибающей (которая в [1] названа линией 1). В упомянутую область неустойчивости входит и вся полуплоскость $r < 0$.

Однако численный счет с заданными параметрами по модели [3] не показал неустойчивости горения при $r \approx -0.005$, хотя модель не содержит специальных демпферов и в других случаях ([3, 4]) расчеты подтверждали теоретически предсказанную неустойчивость.

Пытаясь углубиться в область $r < 0$, мы провели ряд расчетов для набора параметров, совпадающего с приведенным выше за исключением двух: показатель n_c предэкспонента реакции в конденсированной фазе принимал различные (увеличенные) значения, а тепловой эффект Q_c реакции был взят нулевым для устранения неустойчивости типа тепловых взрывов [3], развивающейся в модели с интенсивным тепловыделением в конденсированной фазе без учета перемешивания. Результаты расчетов приведены в таблице. Во всех случаях был получен выход на устойчивый режим горения.

N_c	21.5	22	22.5
y_s	0.939	0.884	0.617
r	-0.005	-0.009	-0.012

Возможно, расхождение с основанной на идеализированной модели теорией (отсутствие неустойчивости при $r < 0$) вызвано стабилизирующей ролью зоны разложения в конденсированной фазе. При углублении в область $r < 0$ эта зона расширилась и занимала заметную часть всего прогретого слоя (около 20% уже при $n_c=21.5$).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 97-01-00860

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
2. Зенин А.А. Процессы в зонах горения баллистических порохов. // Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С.68-105.
3. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Рычков А.Д. Неустойчивость модели горения с испарением на поверхности и перегревом в к-фазе // ФГВ. 1997. N1. С. 43-50.
4. Zarko V.E., Gusachenko L.K. and Rychkov A.D., The effect of phase transitions on combustion stability of melted energetic materials// Combustion detonation proc. of 28th Intern. Annual Conference of ICT. 1997. Karlsruhe, FRG, 16. 13 p.

ОБРАТНЫЕ МЕТОДЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ИЗУЧЕНИИ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ

Зимин Д.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, ул. Ленина, 36

тел. (3822)-410-556, факс (3822)-410-347

E-mail: zim@niipmm.tsu.tomsk.su

Обратные методы широко используются при экспериментальном исследовании эрозионного горения твердых топлив [1]. При свойственной им простоте в экспериментальной реализации они, однако, требуют тщательных исследований для определения возможностей применения и повышения эффективности использования. В настоящей работе рассматривается возможность использования обратного метода, основанного на регистрации толщины сгоревшего свода по измеренному давлению и формулируется обратная задача восстановления эрозионной скорости горения в экстремальной постановке.

Определение толщины сгоревшего свода по измеренному давлению

Метод регистрации площади проходного сечения канала и, далее, толщины сгоревшего свода, по измеренному давлению был реализован В.Н. Вилюновым и др. при исследовании ЭГ в звуковом потоке [1], где исследуемый образец ТТ располагался в критическом сечении и давление торможения менялось во времени вследствие сгорания образца. Обобщение метода для произвольной точки измерения было предложено в НИИПММ при разработке установки для исследования ЭГ в сверхзвуковом потоке. Сущность метода заключается в использовании аппарата изэнтропических газодинамических функций. Функция приведенного потока массы q представляется через функцию давления π в виде:

$$q = \frac{A_*}{A} = \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \pi^{\frac{1}{\gamma}} \left[\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left(1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Далее толщина сгоревшего свода выражается из площади проходного сечения: для прямоугольного исследуемого образца шириной b

$$\Delta e = (A - A_0) / b,$$

A_0 - начальная площадь проходного сечения. Скорость горения находится методом численного дифференцирования с привлечением регуляризирующей процедуры сглаживания. Достоинствами метода являются непрерывность проведения измерений и регистрация характера изменения скорости горения во времени.

Оценка погрешности регистрации Δe представляется в виде:

$$\delta \Delta e = A_* \sqrt{\left[\left(\frac{\partial(A/A_*)}{\partial \pi} \right) (\delta \pi_\sigma + \delta \pi_{гд}) \right]^2 + \dots}$$

где A_* - площадь критического сечения, $\delta \pi_\sigma$ - погрешность измерения давления, $\delta \pi_{гд}$ - ошибка, связанная с превышением реального давления над изэнтропическим. Таким образом, возможность применения данного метода для обработки опытных данных определяется, с одной стороны, степенью адекватности изэнтропического упрощения, с другой стороны, устойчивостью Δe к малым возмущениям π , которая характеризуется производной $\partial(A/A_*)/\partial \pi$.

Для оценки $\delta \pi_{гд}$ следует сопоставить массовый расход от газогенератора и приток массы с горящей поверхности исследуемого образца. В связи с невозможностью точного определения потока массы в сечении при неизвестном газоприходе для модельных РДТТ метод может применяться для газогенераторных и, возможно, гибридных установок. В частности, расчеты для установки, описанной в [3], показывают, что приток массы от исследуемого образца ТТ составляет от $\sim 0.02 G$ при $x=0.02$ м до $\sim 0.07 G$ в конце канала ($x=L=0.11$ м). G - массовый расход газогенератора. Величина $\delta \pi_{гд}$ составляет соответственно $\sim 0.01\pi$ (порядка погрешности измерений) и $\sim 0.10\pi$.

Найдем выражение для производной $\partial(A/A_*)/\partial \pi$, входящей в оценку погрешности определения Δe :

$$\frac{\partial(A/A_*)}{\partial \pi} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\pi^{-\frac{\gamma+1}{\gamma}} \frac{\gamma+1}{2} \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{\left(1 - \pi^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right)^{\frac{3}{2}}}$$

Вид полученной функции представлен на рис. 1. Ее модуль принимает значения от 0 до 1 в промежутке $0.37 < \pi < 0.72$ ($0.74 < M < 1.32$) и резко возрастает при выходе за его пределы.

Проведенные оценки позволяют сделать следующий вывод: рассмотренный метод регистрации площади проходного сечения канала по измеренному давлению может быть применен для обработки опытных данных, полученных на установках генераторного типа в диапазоне чисел Маха $0.74 < M < 1.32$.

Таким образом, использование данного метода для изучения ЭГ в сверхзвуковом потоке ограничено областью течения вблизи критического сечения

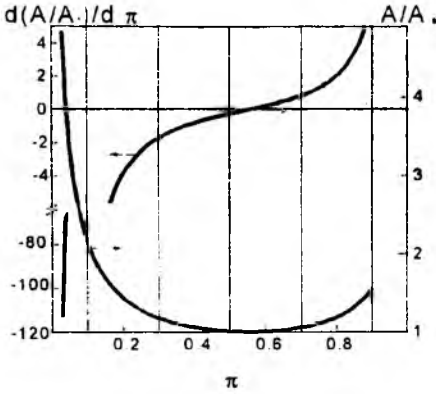


Рис. 1

Экстремальная постановка обратной задачи восстановления эрозионной скорости горения

Обратная задача восстановления эрозионной скорости горения формулируется в экстремальной постановке и состоит в определении функции управления $u_b(x) = u_i p^v(x) \cdot \epsilon$, принадлежащей некоторой области допустимых управлений, при котором достигается минимум функционала невязки экспериментально измеренных и соответствующих данному управлению расчетных параметров. Расчетные параметры определяются решением системы уравнений для квазистационарного течения газа в разгорающемся канале:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho v A) &= \rho_p b u_b, \\ \frac{\partial}{\partial x}(p A + \rho v^2 A) &= p \frac{\partial A}{\partial x}, \\ \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} &= c_p T_0, \\ \frac{\partial A}{\partial t} &= b u_b \end{aligned}$$

с соответствующими граничными условиями. Здесь p , ρ , v - давление, плотность и скорость потока, b - ширина горячей поверхности, ρ_p - плотность топлива, A - площадь проходного сечения, γ , c_p - показатель адиабаты и теплоемкость продуктов сгорания, T_0 - температура торможения в газогенераторе.

В качестве функционала невязки предлагается использовать

$$\begin{aligned} J_{\Delta \epsilon} &= \int_x \left| \Delta \epsilon(x) - \int m(x) dt \right| dx, \\ J_{p_i} &= \int_i |p_i^* - p| dt, \quad i=1..N \end{aligned}$$

и их линейные комбинации. Здесь N - число датчиков давления в измерительном канале.

Как отмечалось в [2], обратные задачи определения количественных характеристик явления по известным с погрешностью результатам их косвен-

ных проявлений являются некорректными. Существуют два наиболее общих подхода к построению регуляризованных алгоритмов решения таких задач - метод регуляризации А.Н. Тихонова и метод квазирешений В.К. Иванова. Первый опирается на априорную информацию о величине невязки. Второй заключается в отыскании решения, принадлежащих некоторому заданному классу корректности. В рассматриваемой задаче невязка определяется не столько известными погрешностями измерительных приборов, но в большей степени упрощениями математической модели по сравнению с реальным процессом. С другой стороны, используя известные физические ограничения на коэффициент эрозии, можно задать множество решений, которое будет являться классом корректности задачи. Поэтому наиболее органичным в данном случае является связанный с отысканием квазирешений метод дескриптивной регуляризации [5].

Выше отмечалось, что в области положительной эрозии опытные результаты с удовлетворительной точностью аппроксимируются линейной двухпараметрической зависимостью от параметра Виллюнова $J = \rho v St / m_0$

$$\epsilon = \begin{cases} 1, & 0 \leq J < J_0, \\ 1 + k(J - J_0), & J \geq J_0 \end{cases} \quad (1)$$

Учитывая этот факт, для данной задачи естественно искать функцию $\epsilon(J)$ в виде (1), в конечномерном пространстве параметров k , J_0 ($n=2$), используя при численном решении градиентные методы параметрической оптимизации.

В то же время, в соответствии с результатами [3], построение параметра J в сверхзвуковом потоке затруднено в связи с неопределенностью коэффициента сопротивления горячей поверхности в реализуемом диапазоне чисел Re. Естественно поэтому решать обратную задачу при менее жестких ограничениях на множество функций ϵ . Предлагается искать зависимость $\epsilon(u)$ в классе гладких монотонно возрастающих функций. Для решения задачи рекомендуется метод проекции градиента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rasdan M. K., Kuo K. K. Erosive Burning of Solid Propellants // Fundamentals of Solid Propellant Combustion, Vol. 90 of Progress in Astronautics and Aeronautics, 1984. P. 515-598.
2. Виллюнов В.Н., Дворяшин А.А., Марголин А.Д. и др. Горение баллистического пороха N в звуковом потоке // Физика горения и взрыва. 1972. Т.8, № 4. С.501-505.
3. Архипов В.А., Зимин Д.А. Эрозионное горение твердого топлива в сверхзвуковом потоке // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34, №1. С. 61-64.
4. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986.
5. Морозов В.А., Гребенников А.И. Методы решения некорректных задач. Алгоритмический аспект. М.: Изд-во МГУ, 1992.

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЯХ В ГОРЯЩЕМ ПОЛУЗАМКНУТОМ КАНАЛЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ИСТЕЧЕНИЕМ

Исаков М.Н., Козлов Е.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822)410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.u

Рассматривается заряд горящего по внутренней поверхности твердого топлива, канал которого оканчивается коническим раструбом, что обеспечивает сверхзвуковой режим истечения продуктов сгорания. Особенностью газодинамики открытых каналов с расширяющимся раструбом на выходе является существенная нестационарность протекающих процессов из-за широкого диапазона изменения скорости газового потока (от нулевых на закрытом конце до сверхзвуковых на выходе из канала), наличие больших перепадов давления как по длине канала, так и в процессе его разгара. Кроме того, неравномерное выгорание канала, обусловленное изменением давления по его длине и эрозионной составляющей скорости горения при высоких скоростях обдуваемого потока, приводит к изменению и смещению "критического" сечения.

В работе [1] проведено исследование одномерной газодинамики в горящем по внутренней поверхности полузамкнутом канале со сверхзвуковым истечением продуктов сгорания в предположении об идеальности потока продуктов сгорания и отсутствии в его составе дисперсной фазы. Однако при использовании в качестве заряда металлизированных топлив поступающие в поток горящие частицы металла приводят к усложнению физико-химических процессов и необходимости построения модулей двухфазного полидисперсного течения смеси газов и горящих металлических частиц. В данном случае важен эффект горения частиц, функционально связанный со временем их пребывания в камере сгорания.

Оценка полноты сгорания частиц металла по среднеинтегральному (по массовому расходу) времени пребывания продуктов реакции в камере сгорания не может дать удовлетворительных результатов по той простой причине, что слишком велико различие между временем пребывания частицы, сошедшей с поверхности канала в районе закрытого конца, и временем пребывания частицы, сошедшей со стенок конического раструба. Причем распределение газодинамических параметров в таком соплообразном горящем по внутренней поверхности канале может реализовываться таким образом, что частицы, поступающие в поток в сверхзвуковой области течения, могут покидать канал, даже не воспламенившись.

При построении модели двухфазного полидисперсного течения смеси газа с горящими частицами металла необходим учет, по крайней мере,

полноты сгорания последних при тепловой и скоростной неравновесности между дисперсной фазой и газовым потоком. В настоящей работе представлены результаты моделирования двухфазного полидисперсного течения газа с горящими частицами металла в канале топливного заряда со сверхзвуковым истечением продуктов сгорания. Физико-математическая модель полидисперсного потока аналогична модели, рассмотренной в [2].

Система уравнений движения идеального сжимаемого газа и потока частиц в форме интегральных законов сохранения решалась численно в квазиодномерной постановке. Для решения использовалась явная разностная схема метода "крупных частиц". Решение, соответствующее квазистационарному режиму, достигается методом установления. Термодинамические параметры продуктов сгорания определялись интерполяцией из таблиц, заранее составленных по известным методикам. Члены в правых частях уравнений, определяющие теплообмен и силовое взаимодействие между газом и частицами, учитываются неявным образом.

На поверхностях, не проницаемых для газа, на осях и плоскостях симметрии выставляются условия "непротекания" — равенство нулю составляющей скорости, нормальной к данной поверхности. Реализация граничных условий на правой границе расчетной области (выходное сечение канала) производится посредством решения так называемой задачи полураспада произвольного разрыва.

Расчеты проводились для модельного заряда при различной степени разгара канала. Геометрические размеры канала, соответствующие выбранным моментам времени, приведены в табл. 1.

Таблица 1

№	$d_o, \text{мм}$	$d_a, \text{мм}$	$l_o, \text{мм}$	$l_1, \text{мм}$
1	36	114	1000	1200
2	70	134	1000	1200
3	100	154	1000	1200

Закон скорости горения выбран в виде степенной зависимости с учетом эрозионной составляющей, предложенной в работах В.Н. Вилюнова: $V = u_1 p^v$, где $u_1 = 5.5 \text{ мм/с}$; $v = 0.4$;

$$\varepsilon(J) = \begin{cases} 1; & J < J_* \\ 1 + K \varphi(J - J_*); & J \geq J_* \end{cases}, \quad J = \frac{\rho U}{\rho_T V} \sqrt{N_f},$$

$$J_* = 1 + 3.$$

Начальный профиль канала соответствует первому варианту. Содержание Al в конденсированном веществе, плотность которого $\rho_c = 1730 \text{ кг/м}^3$, составляет 20%. Доля конденсированной фазы (Z) в продуктах сгорания составляет 35%. Температура поступающих в канал продуктов сгорания (газа и частиц) T_p определялась из термодинамического расчета при пренебрежении их кинетической энергией и всеми видами тепловых потерь $T_p = 3350 \text{ K}$; а также:

$$R = 298.2 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}; C_p = 1860 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

Кроме того, в расчетах было принято, что поверхность твердого топлива при его горении покидают частицы пяти фракций со следующими массовыми долями: 1) 3 мкм – 80%; 2) 7 мкм – 10%; 3) 10 мкм – 5%; 4) 15 мкм – 3%; 5) 20 мкм – 2%.

Результаты расчетов представлены на рис. 1–

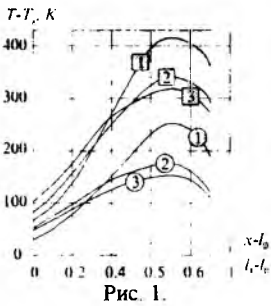


Рис. 1.

4. Номера маркеров на графиках соответствуют номерам вариантов расчетов. На рис. 1 представлено распределение параметров потока (давление, скорость) по длине цилиндрического горящего канала. Более низкие уровни скорости газа в цилиндрической части канала для вариантов 1 и 2 объясняются тем, что в узком канале линия скорости звука ($M = 1$) смещается в расширяющуюся часть канала значительно сильнее, чем в более широком разгоревшемся канале.

Смещением звуковой линии объясняется и распределение скорости газа в выходном коническом раструбе (рис. 2). Для иллюстрации температурной и скоростной неравномерности двухфазного потока представлены графики изменения разностей температуры газа и частиц

(рис. 3) первых двух фракций и графики изменения разностей скорости газа и частиц (рис. 4). Снижение неравномерности двухфазного потока на выходе из канала происходит из-за уменьшения градиента скорости (рис. 2), вследствие чего температура и скорость частиц успевают подстроиться к соответствующим параметрам газа.

Энергетические потери на двухфазную неравномерность и недогорание металла можно представить в виде:

$$\xi_s = (1 - \chi K_s) \cdot 100 \%$$

где χ – коэффициент тепловых потерь на недогорание металла.

K_s – коэффициент потерь на двухфазную неравномерность.

Полученные расчетные значения энергетических потерь для трех вариантов расчетов представлены в табл. 2

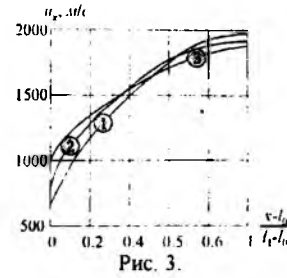


Рис. 3.

Некоторое снижение полноты сгорания при разгаре канала (варианты 2 и 3) объясняется более высокими скоростями движения газа (см. рис. 1–2) и как следствие – меньшим временем пребывания частиц в камере сгорания.

Таблица 2

№	Полнота сгорания металла ϕ , %	$\sqrt{\chi}$	K_s	ξ_s , %
1	82	0.991	0.923	8.56
2	80	0.990	0.957	5.26
3	78.5	0.961	0.961	4.94

Таким образом, на модельном примере полидисперсного течения газа с горящими частными металлами в канале со сверхзвуковым истечением получены количественные оценки скоростной и температурной неравномерности между газовым потоком и дисперсной фазой. Полученные оценки энергетических потерь на двухфазную неравномерность и недогорание металла могут быть использованы при моделировании работы газогенераторов со сверхзвуковым истечением продуктов сгорания либо твердотопливных бесопловых ускорителей.

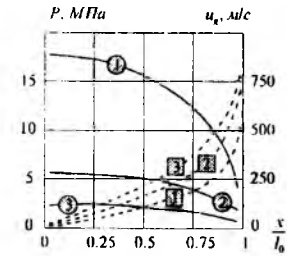


Рис. 5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилонов В.Н., Козлов Е.А., Исаков М.Н. Численное моделирование газодинамики открытых каналов // Макроскопическая кинетика и химическая газодинамика: Материалы Всесоюзной школы-семинара. Томск: Изд-во ТГУ, 1969. С. 35–43.
2. Вилонов В.Н., Ворожцов А.Б., Фещенко Ю.В. Моделирование двухфазного течения смеси газов с горящими частицами металла в полузамкнутом канале // ФГВ. 1969. Т. 25. С. 39–43.

КОНЦЕПЦИИ РАЗВИТИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ СХЕМ ГЛУБОКОРЕГУЛИРУЕМЫХ РДТТ

Козлов Е.А., Архипов В.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел.: (3822) 410713. Факс: (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Современный уровень и ближайшие перспективы развития ракетного двигателестроения определяются расширением круга задач, решаемых объектами ракетно-космической техники и возросшими в связи с ограничением количественного состава вооружений требованиями к боевой эффективности баллистических ракет.

Для решения этих задач необходимо создание высокоэффективных двигательных установок с глубоким регулированием тяги (ГРДУ). Двигатели, используемые в качестве исполнительных органов систем управления летательных аппаратов, имеют, как правило, невысокий уровень тяги. По сложившейся классификации к двигателям малой тяги относят двигатели, имеющие тягу R от 0,01 до 1600 Н.

Наибольший прогресс достигнут в создании регулируемых ЖРДМТ.

Анализ известных схем ГРДУ показывает, что отработанные образцы обеспечивают глубину регулирования тяги не более $\bar{R} \approx 2 \div 4$, а перспективные схемы находятся в стадии лабораторных исследований. В то же время для повышения точности выполнения полетной программы требуется существенно большая глубина регулирования $\bar{R} \approx 10 \div 30$.

В настоящем сообщении рассматриваются три новые схемы перспективных РДУ, предложенных в результате совместных разработок ГРЦ (г. Миасс) и НИИПММ (г. Томск) - РДТТ МВ с комбинированным узлом гашения (КУГ), регулируемый РДТТ с локально-неизотропным пластинчатым зарядом (ЛНПЗ) и ЖРДМТ с вихревой камерой сгорания противоточного типа.

1. Одной из перспективных схем регулируемых двигательных установок на твердом топливе является двигатель многократного включения (РДТТ МВ). В существующих конструкциях в качестве узла гашения используется сопло отсечки тяги либо форсунки для впрыска жидкого охладителя.

Наряду с определенными достоинствами (простота конструкции и быстродействие) первое устройство имеет существенный недостаток - возможность самопроизвольного воспламенения заряда после прекращения горения. Применение второго устройства дает возможность многократного запуска РДТТ МВ, однако при больших уровнях рабочего давления в камере сгорания

(более 6 МПа) значительно снижается надежность гашения заряда. Преодолеть эти недостатки можно, используя комбинированный способ гашения - резкий сброс давления в камере сгорания с последующим впрыском охлаждающей жидкости уже при пониженном давлении в камере.

Рассмотрим некоторые результаты экспериментального и расчетно-теоретического исследований переходных процессов в модельном двигателе с комбинированным узлом гашения, проведенных для подтверждения практической работоспособности и эффективности комбинированного способа гашения применительно к РДТТ МВ.

Двигатель состоит из камеры сгорания с твердотопливным зарядом, пусковых газогенераторов (ПГГ) и КУГ с центральным телом и устройством подачи жидкого охладителя. По команде на запуск срабатывает один из ПГГ, воспламеняя основной заряд. Подача жидкого охладителя (воды) осуществляется с помощью гидрогенератора поршневого типа одноразового действия с пиропроводом.

Под давлением жидкости поршень, шток и центральное тело смещаются в сторону сопла, происходит его открытие и сброс давления в камере сгорания. Затем после выхода удлиненной части штока из отверстия дросселя жидкость впрыскивается в камеру сгорания через форсунку. После окончания инъекции жидкости пружина возвращает центральное тело в исходное положение - двигатель готов к очередному запуску.

В качестве основного заряда использовалась шашка баллистического топлива (порох Н) торцевого горения диаметром 100 мм.

Программа экспериментов включала исследование запуска двигателя при расфиксированном центральном теле, испытания в режиме "пуск-останов", испытания в режиме "пуск-останов-пуск".

Эксперименты показали значительное улучшение параметров переходного периода при комбинированном гашении: средняя скорость сброса давления увеличилась более чем в 2 раза, глубина сброса давления (отношение давления на стационарном участке работы к конечному давлению в камере сгорания, при котором закончилась инъекция жидкости) увеличилась в 2,7 раза (до 6,9 вместо 2,56).

Количество охладителя, требуемое для гашения, сократилось на 25% (с 45 г до 35 г).

В серии экспериментов "пуск-останов-пуск" на камеру монтировалось два ПГГ и один гидрогенератор. Сначала включался первый ПГГ, после выхода двигателя на режим и работы в течение 1-4 с на стационарном режиме включался гидрогенератор и происходила отсечка тяги двигателя. Через 5-10 с производился повторный запуск - включение второго ПГГ, после чего двигатель работал до полного выгорания заряда (толщина шашки 30 мм). Количество жидкости, требуемое для гашения, определялось из предыдущей серии "пуск-останов" - не менее 40 г.

Теоретический анализ переходных процессов при гашении проводился на основе математической модели процесса гашения заряда впрыском охлаждающей жидкости, дополненной уравнениями, описывающими функционирование КУГ. Данная модель процесса гашения учитывает динамику ввода охлаждающей жидкости в камеру сгорания, ее испарения и теплообмена со стенками камеры и поверхностью горения. Это позволяет определить не только необходимые, но и достаточные условия гашения заряда.

Показано удовлетворительное совпадение расчетных данных, полученных с помощью математической модели и экспериментальных результатов.

2. Отличительной особенностью горения газопроницаемых систем является то, что конвективный механизм распространения волны горения существенно превалирует по сравнению с кондуктивным. В результате этого массовая скорость горения может на порядки превышать скорость послынного горения монолитного блока. В литературе такой режим известен как конвективное горение (КГ).

Горение насыпных зарядов и одиночных пор давно привлекает внимание физиков.

В настоящем сообщении рассматривается схема ГРДУ с использованием управляемого конвективного горения. Твердотопливный заряд представляет собой набор пластин, на торцевых поверхностях которых нанесены упорядоченные сетки капиллярных каналов. Распространение волны горения вглубь заряда осуществляется с помощью электродугового фитиля (ЭДФ). При выключенном ЭДФ горение заряда происходит в торцевом режиме (послойное горение). При подаче электрического напряжения на ЭДФ происходит его выгорание, продукты сгорания проникают в образовавшийся канал и распространяются по капиллярным каналам. При этом воспламеняется дополнительная пара поверхностей заряда и резко увеличивается газоприход.

На основе данного принципа проведены обработка модельных РДТТ с зарядами диаметром 40 и 90 мм. Получена устойчивая работа ГРДУ с командным и программным 30-кратным регулированием тяги.

3. Классическая схема камеры сгорания обеспечивает высокие энергетические характеристики в ограниченном диапазоне расходов компонентов. Резкое увеличение глубины регулирования без потери устойчивости и энергетики может быть достигнуто с использованием вихрекамерного принципа сжигания топлива. Впервые этот принцип предложен в 1935 году В.П.Глушко.

В настоящем сообщении рассматривается противоточная схема ВКС (с подачей одного из компонентов со стороны сопла вдоль стенок камеры). По предварительным оценкам данная схема обеспечивает надежное охлаждение стенок, а зона горения локализована в ядре потока.

Бесконтактными методами (скоростная киносъемка, емкостной датчик) измерены основные параметры закрученной пленки жидкости в цилиндрическом канале, конфузоре, диффузоре и модели ВКС в зависимости от геометрических и режимных параметров. Найдены границы устойчивости пленочного течения. С помощью цилиндрического зонда определена пространственная структура потоков в объеме противоточной ВКС. Выявлены кольцевые зоны прямых и обратных потоков, закон закрутки (вихрь Рэнкина), распределение статического давления, границы центрального вихревого ядра.

Методом скоростной киносъемки изучены закономерности распыливания жидкости центробежными форсунками (ЦБФ) в ВКС для режима глубокого регулирования. Уточнены расходные характеристики ЦБФ, найдены границы диспергирования струи. Обнаружена прецессия оси факела распыла и колебания конуса распыливания. Найдены частотные характеристики этих процессов.

С помощью калориметрического охлаждаемого датчика тепловых потоков и зачеканенных термопар изучены особенности теплообмена в вихревом потоке. Обнаружено 20-кратное увеличение коэффициента теплоотдачи при закрутке потока. Проведена обработка нескольких схем тепловой защиты (завесное охлаждение при варьировании угла закрутки охлаждающего потока, организация противоположной закрутки).

Для изотермических условий и для продуктов сгорания найдены расходные характеристики сопла Лавалея в зависимости от интегрального параметра интенсивности закрутки (Хигира-Бэра). Максимально достижимый "зажим" сопла составил 0.55. Проведена оптимизация входной части и камеры закручивания вихревого клапана с целью повышения устойчивости его работы и обеспечения максимальных регулировочных характеристик.

В результате этих работ сконструирован и прошел успешные стендовые испытания модельный ЖРДМТ с 30-кратным регулированием тяги.

САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ СМЕСИ АЭРОЗОЛЕЙ ОКИСЛИТЕЛЯ И ГОРЮЧЕГО

Козлов Е.А., Крайнов А.Ю.

НИИ прикладной математики и механики
Томский государственный университет
634050. г. Томск. пр. Ленина 36.
(382-2) 41-57-45. akraimov@ftf.tsu.ru

Рассматривается облако аэрозоли, состоящей из равномерно перемешанных в газе мелких капель окислителя и горючего. Предполагается, что размер капель внутри каждого компонента одинаков, размеры капель разных компонентов отличаются. Начальные температуры капель компонентов аэрозоли одинаковы и могут быть больше или равны начальной температуре газа. Химическая реакция идет в газовой фазе, скорость ее подчиняется закону Аррениуса. Отличием в теплоемкостях паров окислителя, горючего и газовой фазы пренебрегаем. Система уравнений, описывающая самовоспламенение такой аэрозоли, состоит из уравнений, имеющих смысл законов сохранения массы и энергии компонента и всей смеси в целом и, записанная в безразмерной форме имеет вид:

$$\frac{d\theta_g}{d\tau} = \frac{1}{\bar{\rho}_g} \bar{\rho}_1 \bar{\rho}_2 \exp\left(\frac{\theta_g}{1 + \beta\theta_g}\right) - \frac{1}{\bar{\rho}_g} \sum_{i=1}^2 \frac{m_i \bar{c}_i}{\chi_i} (\theta_g - \theta_i) \bar{r}_i + \frac{1}{\bar{\rho}_g} \sum_{i=1}^2 \frac{m_i}{\sigma_i} (\theta_g - \theta_i) (\bar{\rho}_i - \bar{\rho}_i^*) r_i \quad (1)$$

$$\frac{d\theta_i}{d\tau} = \frac{1}{\bar{r}_i^2} \frac{(\theta_g - \theta_i)}{\chi_i} - \frac{1}{\bar{r}_i^2} \frac{(\bar{\rho}_i^* - \bar{\rho}_i) L_i R_i}{\sigma_i \beta^2}, \quad (2), (3)$$

$$\bar{r}_i \frac{d\bar{r}_i}{d\tau} = -\frac{(\bar{\rho}_i^* - \bar{\rho}_i)}{3\sigma_i}, \quad (4), (5)$$

$$\bar{\rho}_i^* = A_i \exp\left(L_i \frac{\theta_i}{1 + \beta\theta_i}\right);$$

$$\frac{d\bar{\rho}_i}{d\tau} = -\gamma \bar{\rho}_i \bar{\rho}_2 \exp\left(\frac{\theta_g}{1 + \beta\theta_g}\right) - \frac{m_i}{\sigma_i} \bar{r}_i (\bar{\rho}_i^* - \bar{\rho}_i); \quad (6), (7)$$

$$\frac{d}{d\tau} (\bar{\rho}_g + m_1 \bar{r}_1^3 + m_2 \bar{r}_2^3) = 0 \quad (8)$$

Здесь $i=1$ соответствует компоненту, имеющему меньший начальный размер капель, $i=2$ - второй компонент аэрозоли.

Начальные условия:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_g(0) &= 1, \quad \bar{\rho}_1(0) = \bar{\rho}_2(0) = 0, \\ \bar{r}_1(0) &= 1, \quad \bar{r}_2(0) = \bar{r}_{2,0} \geq 1, \quad (9) \\ \theta_1(0) &= \theta_2(0) = \theta_N, \quad \theta_g(0) = 0 \end{aligned}$$

где безразмерные переменные: $\theta_i = \frac{E}{RT_0^2} (T_i - T_0)$ -

температура, $\bar{\rho}_i = \rho_i / \rho_{g,0}$ - плотность, $\bar{r}_i = r_i / r_0$ - размер каплей, $r_0 = \min[r_{1,0}, r_{2,0}]$, $\tau = t / t_*$ -

время, $t_* = \frac{c_g \exp(E / RT_0)}{Q k_0 E / RT_0 \rho_{g,0}}$, $Nu = \frac{\alpha r_0}{\lambda}$,

$Nu_D = \frac{\beta_m r_0}{D}$ - числа Нуссельта; параметры:

$m_i = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \frac{\rho_i'}{\rho_{g,0}} N_i$ - массовая концентрация ком-

поненты, $\chi_i = \frac{c_i' \rho_i' r_0^2}{3 \lambda Nu t_*}$, $\sigma_i = \frac{\rho_i' r_0^2}{3 D Nu_D \rho_{g,0} t_*}$ - ха-

рактеризуют размер каплей компонент, при числе Льюиса $Le = D / (\lambda / c \rho) = 1$ $\chi_i = \sigma_i$,

$L_i = l_i / E$ - теплота испарения, $R_i = R_i / c_i'$ - газовая постоянная, $\bar{c}_i = c_i' / c_g$ - отношение тепло-

емкостей, $A_i = \bar{\rho}_i' \exp\left(-L_i \frac{\theta_i'}{1 + \beta\theta_i'}\right)$, $\bar{\rho}_i'$, θ_i' -

параметры состояния, соответствующие параметрам линии фазового перехода, $\gamma = \frac{c_g RT_0^2}{Q E}$, $\beta = \frac{RT_0}{E}$

- традиционные для теории горения параметры.

Принятые обозначения: t - время, T - температура, ρ - плотность, c - теплоемкость, r - радиус капли, N - счетная концентрация каплей, l - теплота парообразования, λ - коэффициент теплопроводности, R - газовая постоянная, Q - тепловой эффект химической реакции, k_0 - предэкспоненциальный множитель, E - энергия активации химической реакции, α - коэффициент теплообмена, β_m -

коэффициент массообмена. Индексы: 1 - окислитель, 2 - горючее, g - газовая фаза, 0 - начальные условия, l - параметры жидкой фазы, r - параметры при фазовом переходе, n - параметры насыщенных паров

Система уравнений (1)-(9) решалась численно методом Рунге-Кутты-Мерсона и приближенно аналитически. Как показал анализ численного решения, период самовоспламенения смеси аэрозолей окислителя и горючего можно разделить на два временных периода. Вначале идет испарение капель окислителя и горючего до достижения плотности насыщенных паров горючего и окислителя либо, если массовая концентрация капель мала, до полного испарения капель. При этом скорость химических реакций незначительна, температуры газа и капель отличаются на малую квазипостоянную величину. Затем идет разогрев сформировавшейся смеси газов за счет химического тепловыделения, приводящий к взрыву смеси. Для приближенной оценки представим период воспламенения аэрозоли в виде суммы времени испарения τ_v и времени воспламенения сформировавшейся газовой смеси τ_{ind} :

$$\tau_b = \tau_v + \tau_{ind} \quad (10)$$

При использовании представления о квазистационарности процесса испарения было получено приближенное аналитическое решение для периода испарения аэрозоли (различем в величине теплоемкостей паров и жидкостей пренебрегаем):

$$\tau_v = 3 \frac{\exp(-L_1 \theta_N)}{A_1 / \sigma_1 + A_2 / \sigma_2} \times (1 + 0,6 L_1 F - (1 + L_1 F) \bar{r}_*^2), \quad (11)$$

$$\text{где } F = \frac{2}{3} \frac{(B + C \exp(L_1 \theta_N)) B}{B(D + 1) + C \exp(L_1 \theta_N) - C'}$$

$$B = \frac{3}{2} \left(\frac{m_1}{\chi_1} + \frac{m_2}{\chi_2} \right) \times \left(\frac{\chi_1 A_1 L_1 R_1}{\sigma_1 \beta^2} + \frac{\chi_2 A_2 L_2 R_2}{\sigma_2 \beta^2} \right) / \left(\frac{A_1}{\sigma_1} + \frac{A_2}{\sigma_2} \right),$$

$$C = \frac{3}{2} \left(\frac{m_1 A_1}{\chi_1} + \frac{m_2 A_2}{\chi_2} \right) \times$$

$$\left(\frac{\chi_1 A_1 L_1 R_1}{\sigma_1 \beta^2} + \frac{\chi_2 A_2 L_2 R_2}{\sigma_2 \beta^2} \right) / \left(\frac{A_1}{\sigma_1} + \frac{A_2}{\sigma_2} \right)$$

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi_1 A_1 L_1^2 R_1}{\sigma_1 \beta^2} + \frac{\chi_2 A_2 L_2^2 R_2}{\sigma_2 \beta^2} \right),$$

$$\bar{r}_*^2 = \bar{r}_{*1}^2 + \bar{r}_{*2}^2,$$

$$\bar{r}_{*1} = \sqrt[3]{1 - \bar{\rho}_1^n / m_1}, \quad \bar{r}_{*2} = \sqrt[3]{\bar{r}_{2,0}^3 - \bar{\rho}_2^n / m_2},$$

$$\bar{\rho}_1^n = \min[A_1 \exp(L_1 \theta_*), m_1],$$

$$\bar{\rho}_2^n = \min[A_2 \exp(L_2 \theta_*), m_2 \bar{r}_{2,0}^3],$$

$$\theta_* = \frac{(m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3) \theta_N \beta^2 - (L_1 R_1 A_1 + L_2 R_2 A_2)}{(1 + m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3) \beta^2 + L_1^2 R_1 A_1 + L_2^2 R_2 A_2}$$

После определения τ_v и значений параметров смеси, соответствующих параметрам насыщения паров $\bar{\rho}_1^n, \bar{\rho}_2^n$,

$$\theta^n = \frac{(m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3)}{1 + m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3} \theta_N - \frac{L_1 R_1 \bar{\rho}_1^n + L_2 R_2 \bar{\rho}_2^n}{(1 + m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3) \beta^2},$$

определим период воспламенения сформировавшейся смеси интегрированием уравнения

$$(1 + m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3) \frac{d\theta_g}{d\tau} = \bar{\rho}_1^n \bar{\rho}_2^n \exp(\theta_g)$$

в интервале изменения θ_g от θ^n до ∞ :

$$\tau_{ind} = \frac{(1 + m_1 + m_2 \bar{r}_{2,0}^3)}{\bar{\rho}_1^n \bar{\rho}_2^n} \exp(-\theta_g) \quad (12)$$

Сравнение полученной формулы (10)-(12) с результатами численного счета системы уравнений (1)-(9) показало совпадение периодов индукции, полученных по аналитической формуле (10)-(12) и численно с точностью 10-15% в широком интервале изменения определяющих параметров задачи:

$$0,1 \leq m_i \leq 0,5, \quad 0,1 \leq \chi_i, \sigma_i \leq 5,$$

$$0,001 \leq L_i \leq 0,003, \quad 0,05 \leq A_i \leq 0,3,$$

$$0 \leq \theta_N \leq 2, \quad 1 \leq r_{2,0} \leq 2.$$

При $\theta_N \approx 0$ (температуры газа и капель отличаются незначительно) точность формулы увеличивается до 3-5%.

Полученная формула может быть использована для оценки периода воспламенения смеси аэрозолей окислителя и горючего.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГИДРОГАШЕНИИ РДТТ

Коноваленко А.И.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Одним из эффективных способов регулирования РДТТ вплоть до его выключения является ввод в камеру сгорания охлаждающей жидкости. Однако, несмотря на простоту и надежность этого способа регулирования тяги, практическое применение он нашел в единичных конструкциях. Это объясняется сложностью и малой изученностью процессов, протекающих в камере сгорания при вводе охлаждающей жидкости. Они включают в себя инжекцию жидкости через форсунку, движение струй жидкости и их распад на капли, а также теплообмен с газом, стенками камеры и поверхностью горения ТРТ. Зависимость этих процессов от большого числа параметров создает большие трудности как на стадии проектирования, так и при последующей экспериментальной отработке конструкции. Поэтому большой практический интерес представляет разработка математической модели процесса гидрогашения, отражающей реальные физические процессы.

Известны модели процесса гидрогашения, в которых ведущим процессом считалось охлаждение газовой фазы и достижение высоких значений градиента давления, обеспечивающих гашение заряда. Однако эксперименты с затенением даже части поверхности горения от прямого действия струй жидкости показали, что гашение заряда не происходит. Кроме того, такие модели определяют необходимые условия гашения, но не достаточные, т.к. не рассматривают тепловое состояние на поверхности заряда после гашения.

Экспериментальные исследования процесса гидрогашения, проведенные в НИИПММ, с измерением распределения давления и температуры по объему камеры сгорания и непосредственно на поверхности горения показали, что:

- давление одинаково по всему объему камеры;
- существуют две зоны (зона продуктов сгорания ТРТ и зона смеси продуктов сгорания, паров и капель жидкости), разделенные контактным разрывом, который перемещается по объему камеры со скоростью движения переднего фронта капель жидкости;
- гашение заряда происходит при достижении контактным разрывом поверхности горения и ее охлаждении.

Эти положения и легли в основу предлагаемой математической модели. Процесс инжекции струй жидкости, их движения и распад на капли описывается критериальными соотношениями, учитывающими характеристики жидкости, конструкцию форсунки и условия инжекции:

$$U = U_0 \cdot (1 + \xi \cdot (\rho_l / \rho_g) \cdot (U_0 / d_f)^2 \cdot \text{tg}^2(\varphi/2) \cdot t^2)^{-0.5},$$

$$\text{tg}^2(\varphi/2) = 0.00346 \cdot \text{We}^{0.32} \cdot \rho^{0.26} \cdot L_p^{0.07}.$$

При описании процессов теплообмена каплей жидкости и газа используется средний объемноповерхностный диаметр d_{32} , который сохраняет объем и площадь поверхности каплей при осреднении:

$$d_{32} = 2.68 \cdot d_f \cdot (M \cdot \text{We})^{-0.266} \cdot L_p^{0.07}.$$

Для каждой струи форсунки, в соответствии с направлением движения и геометрией камеры, определяется максимальная длина пробега. Это позволяет определить количество жидкости, взвешенной в виде каплей в газе и осевшей в виде пленки на стенках камеры и унесенной через сопло:

$$d m_{lr},$$

$$\dots \cdot G_0 - G_n - G_c - z_{ж} G_p,$$

$$d t$$

$$d m_c$$

$$\dots \cdot G_c - G_n,$$

$$d t$$

Для описания процесса испарения жидкости используется пленочная модель, позволяющая учесть влияние высоких скоростей массоотдачи на теплопередачу. Энтальпия жидкости, находящейся в виде каплей в газе, определяется уравнением:

$$\frac{d H^{(k)}}{d t} = \frac{6 \text{Nu} \lambda}{\rho_{ж} (d_{32})^2} \cdot \frac{B}{\exp B - 1} \cdot (T_r - T_{ж}) - \frac{G_0}{m_{(r)}} \cdot (H^{(k)} - H_0) -$$

$$- \frac{6 \rho_n D \text{Sh} L_n}{\rho_{ж} (d_{32})^2} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{(r)}}{p - p_{(s)}} \right).$$

В уравнение, определяющее энтальпию жидкости, осевшей в виде пленки на стенках, войдет член, учитывающий теплообмен со стенками камеры и поверхностью горения:

$$\frac{d H^{(e)}}{d t} = \frac{\text{Nu} \lambda \rho_{ж} S^2}{(m_c)^2} \cdot (T_r - T_{ж}) \cdot \frac{B}{\exp B - 1} \cdot (H^{(e)} - H^{(k)}) - \frac{G_0}{m_{(r)}}$$

$$- \frac{\rho_{ж} S^2 \rho_n D \text{Sh} L_n}{(m_c)^2} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{(r)}}{p - p_{(s)}} \right) + \frac{1}{m_{(e)}} \cdot \frac{d Q}{d t}.$$

Для определения коэффициента теплоотдачи при теплообмене струй жидкости с нагретой стенкой была проведена серия экспериментов, которая показала, что можно выделить три зоны теплообмена, обусловленные наличием фазового перехода (кипением и испарением).

В первой зоне нагретая поверхность полностью смачивается жидкостью, вторая зона - зона пузырькового кипения и в третьей зоне теплообмен осуществляется через паровую пленку, изолирующую жидкость от нагретой поверхности. Коэффициент теплоотдачи в области полного смачивания нагретой стенки определяется зависимостью:

$$Nu = 0,92 \frac{G_x d_0 C_p}{S \lambda_{ж}} \left(\frac{Re_n}{Re} \right)^{0,5} \left(\frac{Pr}{Pr_n} \right)^{0,33}$$

Влияние температуры стенки на условия теплообмена учитывается дополнительным коэффициентом K_s , который определяется выражением:

$$K_s = \left\{ \begin{array}{l} 1 \\ \left[1 + 0,69 \left(\frac{T_c - T_m}{T_k - T_m} \right)^{0,72} \right] \\ 0,12 \end{array} \right.$$

Внутрибаллистические параметры для газа в камере сгорания определяются из уравнений сохранения для массы газа и энергии, а также уравнения состояния:

$$\frac{d m_1}{d t} = \rho_1 U_1 S_1 - \rho_1 U_2 S_2$$

$$\frac{d m_2}{d t} = \rho_1 U_2 S_2 + G_n - G_p$$

$$\frac{d P}{d t} = \frac{g R_1 R_2}{C_{v1} R_2 V_1 + C_{v2} R_1 V_2} [H_T G_T - G_{ж} (H_{ж} - H_0) + H_{ж} G_n -$$

$$- m_x \frac{d H_{ж}}{d t} - H_2 G_p + \left(\frac{C_{v1}}{\rho_1 R_1} - \frac{C_{v2}}{R_2} \right) \frac{d V}{d t} +$$

$$\frac{C_{v2} P V_2}{g (R_2)^2} \frac{d R_2}{d t} - \frac{d Q_2}{d t}]$$

$$T_i = \frac{P V_i}{m_i R_i}, \quad i = 1, 2$$

Для определения тепловых условий на поверхности горения и теплозащитного покрытия последние разбиваются на ряд поясов, равноудаленных от форсунки. Для каждого из поясов решается задача Коши с соответствующими начальными и граничными условиями. Это позволяет получить распределение температур по объему камеры и проследить их эволюцию при вводе жидкости и в период последнего.

Для теплозащитного покрытия принята модель с пиролизом и абляцией. При этом граничные условия на фронте пиролиза задаются уравнением:

$$-\lambda_k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} - C_p (\rho - \rho_k) (T - T_p) U_p = -\lambda_0 \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow 0} + \rho Q_p U_p$$

Граничные условия на фронте абляции:

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x \rightarrow \delta} + \rho_k Q_k U_k = [\alpha_r + \eta_p (\rho_0 - \rho_k) C_p U_p - \eta_a \rho_k C_p U_k]^*$$

$$*(T_r - T_s) + \alpha_x (T_{ж} - T_s)$$

Для ТРТ принята модель горения Зельдовича-Новожилова с переменной температурой на поверхности горения и степенным законом для зависимости скорости горения от давления. Начальное распределение температур в ж-фазе задается профилем Михельсона. Граничное условие на поверхности ж-фазы определяется равенством тепловых потоков:

$$-\lambda_r \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \alpha_r (T_r - T_s) + \alpha_x (T_{ж} - T_s) + \rho_r U Q_a$$

Под величиной коэффициента теплоотдачи для газа α_r понимается здесь суммарное значение, включающее в себя также и радиационную составляющую.

Скорость горения топлива в зависимости от давления, температуры и градиента температуры на поверхности задается выражением:

$$U = U_0 P^{\nu} \frac{(1 + \beta T_0) \left\{ \left[1 + \frac{4\beta k}{U_0 P^{\nu} (1 + \beta T_0)^2} \frac{\partial T}{\partial x} \right]^{0,5} \right\}}{2}$$

За момент гашения заряда принимается момент достижения на поверхности горения некоторой критической температуры $T_{кр}$, за которую в первом приближении может быть принята температура, соответствующая первому пику тепловыделения при тепловом разложении топлива.

Таким образом, предложенная математическая модель определяет основные параметры процесса гашения в зависимости от теплофизических характеристик топлива и охлаждающей жидкости, конструкции форсунки и условий ввода жидкости в камеру сгорания. При этом определяются не только необходимые, но и достаточные условия гашения, исключющие его повторное самовоспламенение.

Достоверность данной модели процесса гидрогашения была оценена путем сравнения расчетных данных с экспериментами по гашению модельного РДТТ с зарядом торцевого горения и узлом гашения со струйной форсункой, расположенным на заднем днище. Сравнение показало, что расхождение экспериментальных и расчетных значений для кривой $P(t)$ не превосходит 8-10%.

О МЕХАНИЗМЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ В ГЛУХОМ КАНАЛЕ

Кузнецов В. Т., Марусин В. П., Аверин В. С., Назаров А. А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347

Важную роль в развитии внутрикамерных процессов играют закономерности распространения пламени по поверхности заряда в каналах и узких щелях [1,2]. В зависимости от условий, при которых этот процесс возникает, возможны различные режимы распространения пламени [3].

В настоящей работе излагаются результаты экспериментального исследования по воспламенению модельного металлизированного состава на основе перхлората алюминия и полимерного горючего в установке с глухим каналом прямоугольной формы. Образец гетерогенной системы в виде пластины размером 300x30x5 мм помещали на одной стороне канала, остальные стенки канала - инертные. Высоту зазора в канале варьировали от 3 до 25 мм. На поверхности образца размещали пять термопар марки ВР5/ВР20, изготовленных из проволоки диаметром 50 микрон. Термопары располагали на расстоянии 10, 75, 150, 210, 290 мм от входа в канал. По показаниям термопар определяли среднюю скорость распространения фронта воспламенения по поверхности гетерогенной системы и суммарный тепловой поток. Образец зажигали путем нагрева поверхности электрической спиралью на входном участке канала. Датчики давления типа ЛХ-412 фиксировали изменение давления на входном участке канала и у глухого торца. Начальное давление в камере создавали с помощью сжатого азота. В ряде опытов проводили скоростную киносъемку процесса распространения фронта пламени по каналу. Результаты исследования представлены в таблице.

P_n - начальное давление в камере;

h - высота зазора в канале;

τ - время воспламенения всей поверхности образца;

U_{ij} - средняя скорость на участке канала между i и j термопарой;

P - давление в канале на момент воспламенения всей поверхности.

Полученные результаты позволяют проследить закономерности повышения скорости распространения фронта воспламенения гетерогенной системы с увеличением начального давления в камере и уменьшением зазора в канале. Повышение скорости заметно и по мере удаления фронта воспламенения от открытого торца канала. На момент воспламенения всей поверхности образца давление в канале, как правило, превышает давление в рабочей камере. Степень влияния внешнего давления на воспламенение гетерогенной системы снижается с уменьшением высоты канала. Исследования выявили два возможных режима распространения фронта воспламенения гетерогенной системы в глухом канале. Первый режим характеризуется относительно низкой скоростью воспламенения и спокойным распространением фронта пламени по поверхности образца на протяжении всей длины канала. Он реализуется при зазоре свыше 4 мм. Во втором режиме процесс воспламенения гетерогенной системы неустойчив, наблюдаются пульсации скорости распространения фронта воспламенения. Как правило, резкое увеличение скорости происходит при высоте зазора в канале менее 4 мм, когда фронт пламени существенно опережает фронт воспламенения. Термопары фиксируют повышение температуры поверхности образца задолго до приближения фронта воспламенения. На кинокадрах скоростной киносъемки можно наблюдать пульсации фронта пламени, возникновение светящихся очагов перед фронтом пламени. Наблюдается вспышка продуктов газификации у глухого торца канала, которая сопровождается резким повышением давления с последующим его снижением до атмосферного и прекращением горения в канале (исчезение в атмосфере). Переход с одного режима на другой хорошо заметен в опытах при воспламенении в конусообразном канале, образованном между двумя пластинами исследуемого состава.

P_n , МПа	h , мм	τ , с	U_{ij} , мм/с				P , МПа	
			$U_{1,2}$	$U_{2,3}$	$U_{3,4}$	$U_{4,5}$	на входе	у глухого конца
4.0	25	$1.22 \pm 0,1$	190	190	270	230	4,4	4,6
	15	$0.48 \pm 0,05$	350	520	760	1000	4,4	4,6
	10	$0.24 \pm 0,01$	730	1030	1500	1750	4,5	4,9
	6	$0.21 \pm 0,01$	800	1220	1700	2300	4,7	5,0
	3	$0.16 \pm 0,01$	960	1670	2260	3500	5,4	5,6
1.0	25	$2.1 \pm 0,1$	120	100	160	190	1,2	1,2
	15	$0.74 \pm 0,05$	200	370	520	740	1,2	1,2
	10	$0.45 \pm 0,02$	420	460	780	1260	1,2	1,3
	6	$0.29 \pm 0,01$	490	780	1500	2000	1,3	1,5
	3	$0.18 \pm 0,01$	920	1340	2100	2800	1,3	1,5
0.1	10	$59.0 \pm 5,0$	3,0	7,6	7,5	3,6	0,1	0,1
	4	$17.0 \pm 1,0$	10	14	14	60	0,115	0,12

На рис. 1 приведены результаты обработки скоростной киносъемки распространения фронта пламени в конусообразном канале с углом в вершине равным 2 градусам.

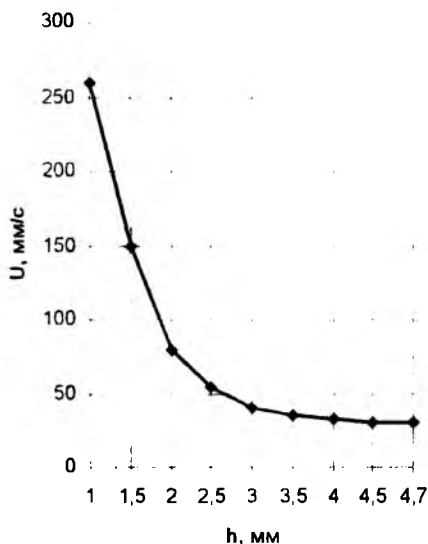


Рис. 1

Истечение газа происходит в атмосферу. Видно, что при высоте зазора порядка 3 мм происходит резкое увеличение скорости воспламенения в канале. В описанных выше опытах распространение фронта воспламенения происходит по предварительно нагретой поверхности гетерогенной системы тепловым потоком от высокотемпературной зоны горения. Поскольку сама зона горения генерирует тепловой поток, то очевидно, что процесс воспламенения будет определяться структурой высокотемпературной зоны горения. Известно [4], что формирование высокотемпературной зоны горения в глухом канале происходит под воздействием динамического давления в волне горения, неизоэнтальпическим характером течения газов, наличием струй и циркуляционных потоков. Очевидно, что наблюдаемый в опытах монотонный режим воспламенения можно отнести за счет действия динамического давления в волне горения и перепада давления за счет охлаждения продуктов горения по мере их продвижения по каналу. С уменьшением высоты канала происходит искривление движения продуктов горения, появляются струи нагретого газа и циркуляционные потоки, направленные вглубь канала. Зона пламени растягивается по каналу, что способствует более эффективному использованию энергии волны горения для нагрева поверхности образца перед его воспламенением. Действительно, если провести сравнение суммарных тепловых потоков, рассчитанных по по-

казаниям термопар, вделанных в поверхность, то очевидно, что тепловой поток поступающий к поверхности образца в канале с зазором 4 мм (кривая 1, рис. 2) выше, чем в канале с зазором 10 мм (кривая 2). Расчеты теплового потока проведены до температуры 200 °С, поскольку, по данным дифференциально-термического анализа, при 160 °С начинается процесс газификации и возможно нарушение контакта между термопарой и поверхностью образца.

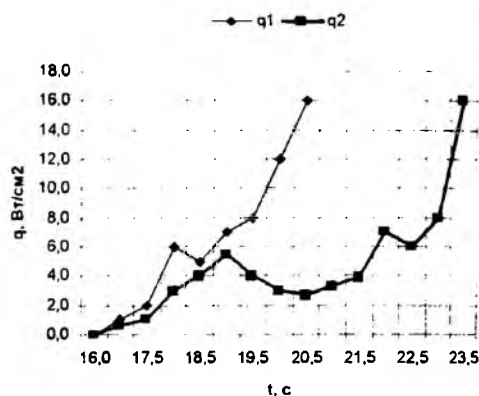


Рис. 2

Следует также отметить, что прямые измерения радиационной составляющей теплового потока от высокотемпературной зоны горения свидетельствуют о ее появлении лишь в непосредственной близости от фронта воспламенения. Таким образом, приведенные выше результаты, позволяют сделать вывод о том, что неустойчивый, пульсирующий режим воспламенения можно объяснить повышением роли струйного механизма в формировании высокотемпературной зоны горения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Липанов А.М., Бобрышев В.П., Алиев А.В., Спиридонов Ф.Ф., Лисица В.Д. Численный эксперимент в теории РДТТ. Екатеринбург, УИФ: Наука, 1994. 301 с.
2. Kumar M., Kovacic S.M., Kuo K.K. Flame Propagation and Combustion Processes in Solid Propellant Cracks // AJAA Journal. 1981, V. 19, № 5. P. 610-618.
3. Райзберг Б.А. Физическая основа и математическая модель процесса распространения фронта пламени по поверхности твердого топлива в период его воспламенения // ФГВ. 1968. Т. 4, № 4. С. 568-578.
4. Беляев А.Ф., Боблев В.К., Коротков А.И., Сулимов А.А., Чуйко С.В. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973. 292 с.

РАЗРАБОТКА ПРОТОТИПА ИМИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ СТЕПЕНИ В ЗАКОНЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

Малеев Л.К., Петренко В.И., Ярушин С.Г.

ОКБ «Темп» при Пермском государственном техническом университете

614061, г. Пермь, ул. ак. Королева, 21

тел. (8-342)-39-1678

подавляющее большинство известных твердых ракетных топлив имеет прямую зависимость скорости горения u от давления p (кривая 1, рис 1). Однако известны и составы, у которых в некотором интервале давлений наблюдается аномальный характер зависимости u от p , то есть когда с увеличением давления скорость горения не растет, а падает (кривая 2, рис 1)

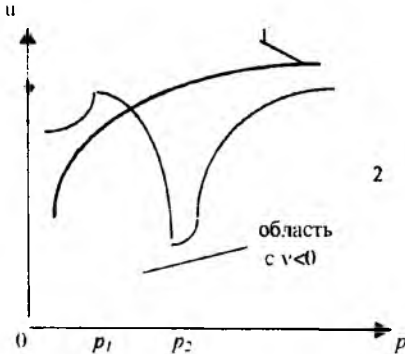


Рис. 1. Характер изменения скорости горения твердых топлив:

1 - для случая $0 < v < 1$; 2 - для топлив с $v < 0$.

Внутрибаллистические расчеты и экспериментальные исследования, проведенные фирмой «Aerojet Solid Propulsion Co» [3], показали, что использование в РДТТ топлив с отрицательными v , вместо традиционных (при одинаковых с ними энергетических характеристиках), приводит к существенному сокращению разбросов ВБХ и уменьшению длительности переходных процессов. Благодаря этим и некоторым другим преимуществам, данные составы стали считаться потенциально перспективными для применения.

Однако по ряду причин топлива с $v < 0$ оказались малоисследованными.

В ОКБ «Темп» по заданию ведущих КБ были проведены уникальные экспериментальные исследования по оценке эффективности использования подобных топлив в регулируемых двигателях. Для получения объективной картины параллельно с проведением экспериментальных исследований были осуществлены поиск и анализ информации, касающиеся различных свойств топлив с $v < 0$, включая и механизм горения.

Анализ научно-технической информации показал, что, несмотря на то, что топлива с подобным

законом горения известны уже давно, все предпринимавшиеся попытки объяснить эффект обратной зависимости начиная от Бахмана Н.Н. [1] и Марголина А.Д. [2], и кончая Ху Венганом [5], так и не внесли полной ясности в механизм горения.

Авторы при проведении экспериментальных исследований с регулируемыми двигательными установками, снаряженными зарядами из топлив с $v < 0$, столкнулись с неожиданными эффектами: низкочастотными колебаниями (1-2 Гц), возникающими на переходных процессах при некоторых режимах: искажением формы поверхности горения при определенной её ориентации относительно поля массовых и гравитационных сил.

Попытки объяснения возникновения колебаний с позиции влияния характеристической длины КС $L^* = W_{св} / F_{кр}$ не дали положительного результата. Также с классических позиций не удалось объяснить действия поля массовых сил, искажающих исходную форму поверхности горения.

При гашении зарядов при ОСИ были сделаны с помощью электронного растрового микроскопа фотографии образцов поверхности. При 100-кратном увеличении видны явные следы оплавления поверхности и наличие случайно расположенных каплеобразных застывших образований.

Данные, полученные в ОСИ, дополненные анализом работ, посвященных описанию механизмов воспламенения, горения и гашения смесевых топлив, например, [4 - 6], привели авторов к выводу, что в основе проявления обратной зависимости скорости горения лежит наличие на поверхности топлива участков расплава связующего, которые некоторым образом влияют на характер горения.

Причем влияние расплава начинает сказываться на проявлении обратной зависимости скорости горения лишь для доли покрытия, превышающей некоторый критический уровень. Для топлива, описанного в работе [5], это значение лежит в пределах от 25 до 33 %.

Поскольку при ОСИ кривые давлений на большинстве режимов являются стабильными (без видимых пульсаций), да к тому же после гашения поверхность топлива визуально, т.е. на макроуровне, оставалась плоской (при определенной ориентации поверхности горения), то это свидетельствует, что в процессе горения попеременно оказываются закрытыми то одни, то другие участки поверхности. Причем совершенно очевидно, что при некотором стационарном давлении соотношение твердой и рас-

плавленной частей поверхности остается квазипостоянным за счет непрерывного обновления горящих и не горящих участков. Когда происходит смена режимов (например, за счет изменения площади критического сечения сопла), баланс между твердой фазой и расплавом на некоторое время может нарушаться. В этот период кривая $p(t)$ может иметь колебательный характер.

Время обновления отдельного участка расплава определяется длительностью существования капли от момента расплавления твердой поверхности до его газификации. В свою очередь, длительность «жизни» капли зависит от ее толщины, давления, теплового потока, воспринимаемого каплей из зоны горения, теплового потока, передаваемого в расположенную под ней твердую фазу, температуры испарения, химического состава.

Уменьшение реальной мгновенной поверхности горения по отношению к геометрическому значению при фиксированном давлении будет проявляться двояко:

- а) в уменьшении физического расхода;
- б) в уменьшении скорости перемещения фронта горения.

Чтобы понять, при каких параметрах и условиях в КС процесс будет устойчивым, а при каких нет, требуется на основе этого качественного описания процесса разработать модель, позволяющую объяснить динамический процесс и при возможности объяснить феномен возникновения обратной зависимости горения от давления.

Первым шагом в этом направлении может стать разработка математической модели, описывающей динамику поведения геометрической составляющей процесса с последующим её усложнением за счет ввода физических компонент.

Таким образом, в основе предлагаемой модели лежит предположение, что уменьшение скорости горения на некотором участке давления в камере вызвано полным или частичным подавлением химических реакций под участками поверхности «закрытых» каплями расплава. В целях упрощения и ускорения вычислений на данном этапе приняты следующие допущения: поверхность горения плоская (либо рассматривается ее проекция на плоскость); процесс рассматривается на плоской системе координат, движущейся параллельно поверхности. Таким образом, геометрически решаемая задача является двумерной. На микроуровне происходит имитационное моделирование появления каждой отдельной капли расплава, процесса ее испарения (то есть уменьшения ее диаметра с некоторой скоростью) и ее исчезновения, то есть возобновления процесса горения на занимаемом участке поверхности. Соответственно, входными параметрами настоящей модели являются вероятностные распределения следующих показателей: количества капель, появляющихся в единицу времени, разброса капель по поверхности, начального радиуса появившейся капли расплава и скорости уменьшения диаметра капли. В

процессе вычислений, помимо последовательного обхода и модификации параметров капель расплава, фиксируется площадь, занятая каплями на поверхности горения.

Модель реализована в виде Windows-приложения, написанного в среде программирования Delphi и включает в себя следующие блоки: пользовательский интерфейс, блок имитационного моделирования на основе определенных пользовательских параметров и блок визуализации процесса (то есть графическое отображение объекта моделирования в процессе вычислений). Выходные данные (изменение площади горящей поверхности по времени) оформляются в виде текстового файла, содержащего таблицу площадей на каждые момент времени, могут быть визуализированы и обработаны другими приложениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахман Н.Н. Замечания о влиянии конденсированного остатка на зависимость скорости горения от давления // Прикладная механика и теоретическая физика. 1963. № 6. С.120-121.
2. Марголин А.Д. Взаимодействие стадий горения и аномальная зависимость скорости горения от давления // Журнал физической химии. 1964. Т.38. С.1599-1601.
3. Cohen J., Landers L.C., Lou R.L. Minimum response delay controllable solid propellant gas generator // Spacecraft, 1977. Vol.14. №5. P.310-314.
4. Steinz J.A., Selzer H. Depressurization extinguishment of composite solid propellants: flame structure, surface characteristics, and restart capability // Combustion science and technology. 1971. Vol.3. P.25-36.
5. Wengan Xu, Baoxuan Li, Kexin Wang. Mechanism of steady-state burning of composite solid propellants including those with negative pressure exponents // Acta astronaut. 1987. Vol.15. №2. P.83-96.
6. Зарко В.Е., Рычков А.Д., Гусаченко Л.К. Эффект двухстадийного зажигания энергетических веществ с жидким слоем на поверхности // Физика горения и взрыва. 1996. Т.32. №3. С.140-142.

ПОЛУЧЕНИЕ ФОРМОВАННОГО АКТИВНОГО УГЛЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ

Марусин В. П., Савельева Л. А., Скорик А. И.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410722, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Горение растительных материалов (например, древесных опилок) в атмосфере воздуха, как правило, протекает в 2 стадии. В начале происходит выгорание летучих продуктов распада исходного материала, сопровождающееся появлением пламени и образованием карбонизированного остатка, затем в беспламенном режиме частично или полностью сгорает карбонизированный остаток.

Введение в опилки небольшого количества окислителя повышает устойчивость горения и его скорость на первой стадии, увеличивает долю материала, сгорающего в пламенном режиме до 70-80 % по весу, уменьшает величину твердого остатка. Кроме того, смесь опилок с твердым окислителем приобретает способность гореть в инертной атмосфере.

Опыты по сжиганию прессованных смесей древесных опилок с нитратом аммония (НА) в атмосфере азота показали, что уже при содержании окислителя 15-20% по весу (α до 0,2) реализуется устойчивый режим послойного горения образцов в беспламенном режиме. При этом доля твердого остатка, степень его карбонизации, структура, механические характеристики, содержание в нем смолистых веществ определяются содержанием и способом введения НА, плотностью исходного образца, давлением азота.

Установленные закономерности позволили предложить способ получения активного угля в режиме горения.

Для его реализации было необходимо подобрать минимальное количество НА и оптимальный способ его введения в опилки, которые обеспечивали бы устойчивый режим горения, максимально полное сгорание летучих продуктов и отгонку смолистых веществ, высокую степень карбонизации остатка. Кроме того, отработать режимы изготовления исходных образцов и режимы горения, при которых карбонизированный остаток сохраняет исходную форму, обладает достаточной прочностью и развитой системой пор.

Проведенные исследования показали, что наилучшим способом введения НА является пропитка опилок насыщенным раствором НА с последующим высушиванием полученной массы. При таком способе введения хорошие результаты получаются при содержании НА в сухой массе в количестве 18% по весу. Изготовление образцов нужной формы может быть осуществлено глухим прессованием под давлением 500 кг/см². Оптимальный режим горения реализуется при давлении азота 0,001-0,002 МПа. Обязательным условием получения прочных блоков активного угля является ограничение возможности увеличения их линейных размеров

в процессе горения в направлении, по которому прилагали давление при изготовлении образцов.

Отработанные режимы проверены на примере получения из опилок цилиндрических блоков активного угля высотой 80 мм и диаметром 40 мм. Для этого подсушенные опилки пропитывали насыщенным раствором НА и высушивали при температуре 70-80 °С до влажности 2-3 вес.%. Глухим прессованием полученной массы под давлением 500 кг/см² формовали цилиндры диаметром 40 мм и высотой 18-20 мм. Сборки из четырех образцов поджимали между металлическими пластинами, препятствующими их осевому расширению, помещали в камеру, заполненную азотом при давлении 0,01 МПа, и поджигали со стороны одной из пластин с помощью спирали, нагреваемой электротокотом. После окончания горения блоки охлаждали, отмывали в проточной воде до pH промывных вод 6,0-6,5 и сушили до влажности 2-3 вес. %.

Полученные блоки имели высоту 80 мм, диаметр 35-37 мм и кажущуюся плотность 0,2-0,3 г/см³. Разрушающее напряжение сжатия составляло 6,0-6,2 кг/см²; относительная деформация сжатия при разрушении – 43-45 %. Для характеристики адсорбционных свойств полученного угля были определены адсорбционная способность по йоду, которая составила 60-62 %, суммарный объем пор по воде – 3,4 - 3,7 см³/г, массовая доля золы – 2,5-3,0 %.

Полученные данные находятся на одном уровне с характеристиками штатных мелкодисперсных активных углей, применяемых для адсорбции примесей из водных сред в фильтрованных установках, очистки парового конденсата от масла и других примесей [1].

Предложенный способ позволяет из опилок, являющихся для многих производств отходами, получать активный уголь в виде блоков нужных размеров и форм, адсорбционные характеристики которого без дополнительной активации находятся на уровне характеристик промышленных активных углей.

Достоинством способа является сокращение времени и затрат энергии на основные операции получения активных углей – карбонизацию исходных материалов, активацию и отмывку карбонизованного остатка.

Способ защищен патентом Российской Федерации № 262303 от 02.02.96.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. ГОСТ - 6117-74. Уголь активный древесный дробленый. Технические условия.

ВЛИЯНИЕ ВСКРЫТИЯ ОБОЛОЧКИ ДИ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРЕПАДЫ ДАВЛЕНИЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

Марьяш В.И., Аверин В.С., Назаров А.А., Ильин В.В.

Федеральный научно-производственный центр "Алтай"

659322, г. Бийск-22, ул. Социалистическая, 1

тел. (3854) 305984, факс (3854) 226620

E-mail: root@ontinpo.altai.su

В энергетических установках (ЭУ) широко используются ДИ с прочным перфорированным корпусом, закрытым герметизирующей оболочкой из алюминиевых сплавов. В начальный период работы оболочка под действием внутреннего давления вскрывается и отделяется от корпуса ДИ. Геометрические параметры оболочек соизмеримы с проходными сечениями газового тракта ЭУ. Поэтому наличие оболочки в канале ЭУ приводит к частичному перекрытию проходных сечений и связанному с этим увеличению нестационарных перепадов давления в период выхода ЭУ на режим.

Степень влияния оболочки ДИ на перепады давления определяется соотношением геометрических параметров оболочки и канала, характером вскрытия и поведением оболочки после вскрытия.

Оценка поведения оболочки при вскрытии проведена с использованием результатов автономных испытаний ДИ в имитаторе и на открытом воздухе. На рис. 1 приведены типичные опытные зависимости давления от времени в корпусе ДИ. На этих зависимостях можно выделить три характерных участка изменения давления:

- 1) подъем давления, связанный со срабатыванием инициатора;
- 2) подъем давления, связанный со срабатыванием промежуточной навески ДИ;
- 3) участок устойчивого роста давления при срабатывании основной навески ДИ.

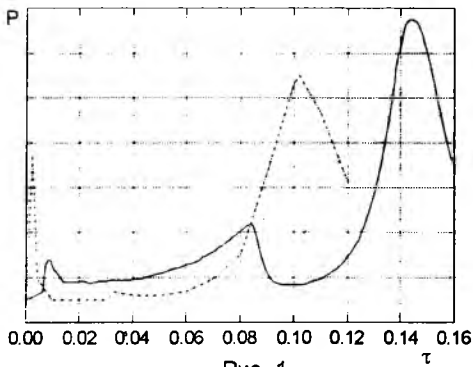


Рис. 1

Характер изменения давления в корпусе показывает, что вскрытие оболочки происходит до начала срабатывания основной навески. Киносъемка и показания разрывных датчиков при испытаниях на открытом воздухе подтвердили этот вывод. Кроме того, было установлено, что вскрытие оболочки может

происходить вследствие нарушения её крепления с корпусом или разрыва оболочки по образующей.

При разрушении по образующей и сохранении крепления с корпусом ДИ оболочка некоторое время будет находиться в районе расположения ДИ, при этом на неё будут воздействовать тепловые потоки $7...10 \text{ МВт/м}^2$ (по результатам расчета начального участка работы ЭУ). При таком уровне тепловых потоков время нагрева оболочки толщиной 0.5 мм до температуры плавления (660°C) составит $0.042...0.055 \text{ с}$, что соизмеримо со временем установления нестационарных перепадов давления в ЭУ.

При нарушении крепления с корпусом оболочка сходит с корпуса и движется в сторону выходного блока, перекрывая при этом проходные сечения в канале ЭУ.

Оценка влияния оболочки на перепады давления проведена численным моделированием выхода на режим крупногабаритного ЭУ, имеющего следующие основные конструктивные признаки:

- газодинамический тракт ЭУ включает круглый центральный канал, переднюю и заднюю заманжетные полости, ширина которых линейно увеличивается в зависимости от давления;
 - ДИ расположено в передней части канала и состоит из перфорированного корпуса, тонкостенной герметизирующей оболочки, промежуточной и основной навески таблетированного состава.
- Анализ рабочего процесса в ЭУ проводился в следующей постановке:

- течение продуктов сгорания (ПС) в канале рассматривается в одномерной газодинамической постановке. При этом ПС рассматриваются как химически не реагирующая смесь нескольких компонентов [2];
- процессы в корпусе ДИ рассматриваются в "нульмерной" (термодинамической) постановке [2];
- тепловые потоки от ПС в конденсированную систему и корпус определяются с использованием критериальных соотношений [3];
- прогрев поверхности определяется по моделям, приведенным в работе [4];
- газодинамические уравнения решаются численно методом С.К.Годунова [5].

Исходя из приведенных выше особенностей вскрытия оболочки рассмотрены следующие расчетные варианты:

1. Расчет начального участка со штатными проходными сечениями (без учета оболочки);

2. Оболочка "заморожена" в районе расположения ДИ (Прходные сечения у ДИ уменьшены на площадь мидела оболочки)
3. Оболочка отделяется от ДИ на этапе срабатывания промежуточной навески и движется в сторону выходного блока

При расчетах для третьего варианта совместно с решением уравнения газовой динамики, теплообмена и инициирования изделия было введено решение уравнений движения оболочки и связанное с этим изменение проходных сечений газодинамического тракта ЭУ

Движение оболочки учитывалось на основе следующей модели

- при отделении оболочки от корпуса ДИ за счет разности между давлением в корпусе и давлением в переднем объеме ЭУ оболочка с ускорением начинает движение в сторону выходного блока;
- при сходе оболочки с корпуса перепад давления исчезает, движение оболочки продолжается за счет аэродинамических сил.

Для описания движения оболочки использовалась система уравнений в виде:

$$M_{об} \cdot \frac{dV_{об}}{dt_{об}} = \left[\Delta P - C_t \cdot \frac{\rho \cdot (V_{об} - V_t)^2}{2} \right] \cdot S_{об} + M_{об} \cdot g$$

$$X_{об} = \int_0^t V_{об} dt$$

$$\Delta P = \begin{cases} \Delta P_0 - k_p \cdot t, & \text{при } X_{об} \leq L_{об} \\ 0, & \text{при } X_{об} > L_{об} \end{cases}$$

где: $X_{об}$ - текущая координата оболочки (по оси ЭУ);

$V_{об}$ - скорость оболочки ($V_0 = 0$);

$M_{об}$ - масса оболочки;

$S_{об}$ - площадь поперечного сечения оболочки;

$L_{об}$ - длина оболочки;

ΔP - перепад давления между объемом корпуса ДИ и объемом ЭУ;

ΔP_0 - перепад давления между объемом корпуса ДИ и объемом ЭУ в момент начала вскрытия оболочки;

k_p - скорость изменения давления в корпусе ДИ после начала движения оболочки;

ρ, V_t - плотность газа и скорость газа в канале ЭУ на координате $X_{об}$;

\tilde{N}_t - коэффициент сопротивления.

Постоянные коэффициенты ($\Delta P_0, k_p, \tilde{N}_t$) определяли по результатам автономных испытаний ДИ.

В ходе проведенного численного исследования выявлено, что для выбранного объекта моделирования до отношения площади мидела оболочки ($S_{об}$) к среднему проходному сечению канала ($S_{кан}$) $S_{об}/S_{кан} = 0,3$ оболочка не оказывает существенного влияния на перепады давления. При дальнейшем увеличении $S_{об}/S_{кан}$ степень влияния резко увеличивается. Результаты проведенных расчетов перепада между

давлением в районе расположения ДИ и давлением в районе выходного блока приведены на рис. 2:

- 1 - расчет без оболочки;
- 2 - оболочка "заморожена" у ДИ, $S_{об}/S_{кан} = 0,3$;
- 3 - оболочка "заморожена" у ДИ, $S_{об}/S_{кан} = 0,5$;
- 4 - оболочка движется в сторону выходного блока, $S_{об}/S_{кан} = 0,5$

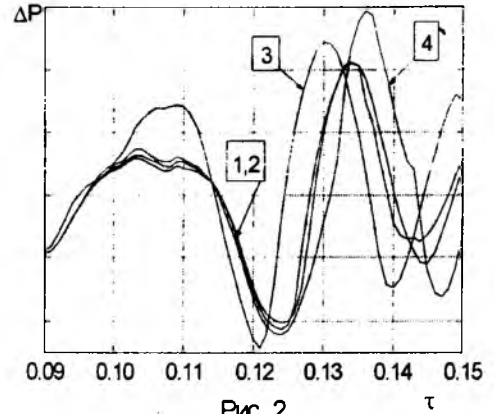


Рис. 2

ВЫВОДЫ:

1. Предложена методика оценки влияния вскрытия оболочки на нестационарные перепады давления;
2. Герметизирующая оболочка ДИ после вскрытия может оказать заметное влияние на перепады давления, что необходимо учитывать при проектировании ДИ и прогнозировании нестационарных перепадов давления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калинин В.В., Ковалев Ю.Н., Липанов А.М. Нестационарные процессы и методы проектирования узлов РДТТ. М.: Машиностроение, 1986. 216 с.
2. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справочное пособие М.: Энергоатомиздат, 1990. 367с.
3. Соркин Р.Е. Теория внутриканальных процессов в ракетных системах на твердом топливе: внутренняя баллистика. М.: Наука, 1983. 288с.
4. Годунов С.К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

СНИЖЕНИЕ НАГРУЗОК ПРИ ВЫХОДЕ НА РЕЖИМ ЭУ БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ

Марьяш В.И., Аверин В.С., Назаров А.А., Ильин В.В.

Федеральный научно-производственный центр "Алтай"

659322, г. Бийск-22, ул. Социалистическая, 1

тел (3854) 305984, факс (3854) 226620

E-mail: root@ontinpo.altai.su

Запуск энергетических установок (ЭУ) сопровождается волновыми газодинамическими процессами. В результате наполнитель и корпус подвергаются высоким динамическим нагрузкам. В ряде случаев это приводит к потере работоспособности ЭУ, систем управления и изделия в целом.

В докладе рассмотрена возможность снижения нагрузок путем оптимизации характеристик дополнительных изделий (ДИ) и заглушки выходного блока. Оценка возможности оптимизации проведена численным моделированием выхода на режим крупногабаритной ЭУ с последующей экспериментальной проверкой принятых конструкторских решений.

Анализ рабочего процесса в ЭУ проводился с использованием программы расчета параметров начального участка работы в следующей постановке:

- течение продуктов сгорания (ПС) в канале рассматривается в одномерной газодинамической постановке. ПС рассматриваются как химически не реагирующая смесь нескольких компонентов [1];
- процессы в корпусе ДИ рассматриваются в "нулевой" постановке [1];
- тепловые потоки от ПС в наполнитель и корпус определяются с использованием критериальных соотношений [2];
- для расчета нагрева поверхности интегрируется уравнение теплопроводности;
- уравнения газовой динамики решаются численно методом С.К.Годунова [3].

Методика проверена на достоверность результатов. Для этого использовались аналитические решения и экспериментальные данные.

Для проверки правильности счета в одномерных областях проведено сравнение результатов расчета с аналитическими решениями о движении ударной волны по каналу постоянного сечения и об отражении ударной волны от жесткой стенки.

Для проверки правильности описания процессов, происходящих при срабатывании ДИ, использовали результаты испытаний ДИ в имитаторах. По результатам проверки в программу расчета введены коэффициенты для учета вылета части таблеток из корпуса ДИ и постепенности подключения навески снаряджения.

Для проверки правильности расчета процессов, происходящих при запуске, использовали результаты испытаний ЭУ средней и большой длины, принципиальная схема которых приведена на рис. 1.

При проведении испытаний ЭУ большой длины измеряли давление в районе передней крышки. Характерная опытная зависимость градиентов давле-



Рис. 1

ния от времени для ЭУ большой длины приведена на рис. 2 (кривая 1). Зависимость имеет характер периодических колебаний переменной амплитуды. Расчетная зависимость удовлетворительно воспроизводит характер изменения и величину градиентов

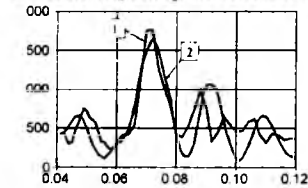


Рис. 2

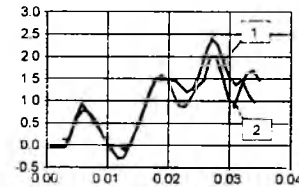


Рис. 3

колебательный характер, который удовлетворительно воспроизводится в расчете (рис. 3, кривая 2).

Таким образом, проведенная проверка показала возможность использования методики расчета для оценки нестационарных газодинамических нагрузок в период выхода на режим ЭУ средней и большой длины.

Вопрос снижения газодинамических нагрузок рассмотрен для ЭУ большой длины. При численном моделировании исследовали возможность снижения нагрузок за счет уменьшения текущего расхода из ДИ и изменения давления вскрытия заглушки.

Исследование влияния расходных характеристик ДИ показало, что с уменьшением текущего расхода снижаются максимальные градиенты давления (кривые 2, 3 рис. 4) и пиковые значения осевых перепадов давления (кривые 2, 3 рис. 5). Уменьшение текущего расхода ДИ моделировали снижением навески снаряджения. Зависимость уровня градиентов и перепадов давления от величины текущего расхода имеет монотонный характер.

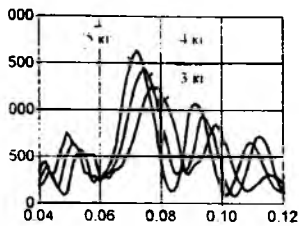


Рис. 4

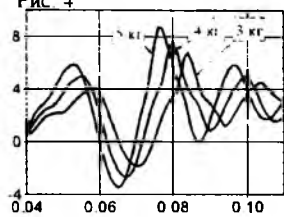


Рис. 5

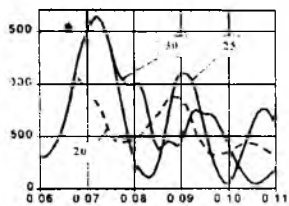


Рис. 6

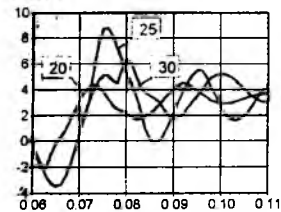


Рис. 7

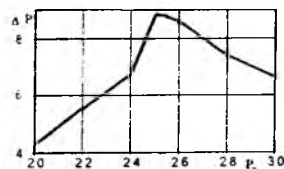


Рис. 8

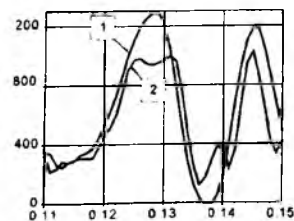


Рис. 9

ления (кривые 1, рис. 9, 10). При испытаниях ЭУ

Зависимость градиентов и перепадов давления от давления срабатывания заглушки имеет более сложный характер. С увеличением давления вскрытия заглушки максимальные градиенты сначала растут, затем стабилизируются на постоянном уровне (рис. 6).

Зависимость уровня второго пика перепада давления от давления срабатывания заглушки имеет немонотонный характер (рис. 7, 8). Характер зависимости объясняется тем, что на уровень перепада давления оказывает влияние фаза волнового процесса, при которой происходит вскрытие заглушки.

С использованием результатов исследований с целью снижения газодинамических нагрузок проведена оптимизация расходных характеристик ДИ и давления срабатывания заглушки выходного блока ЭУ большой длины. Снижение расходных характеристик ДИ обеспечили уменьшением навески. Давление срабатывания заглушки также было уменьшено. С использованием фактических характеристик ДИ, заглушки выходного блока перед испытанием был выполнен расчет ожидаемых параметров выхода на режим, в том числе градиентов и перепадов да-

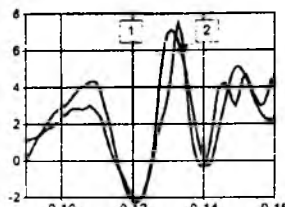


Рис. 10

проводились измерения давления у передней крышки, у заднего днища и у заглушки выходного блока, что позволило определить опытные осевые перепады давления. Проведенные при испытаниях

измерения подтвердили характер изменения и уровень расчетных градиентов и перепадов давления (кривые 2, рис. 9, 10). Отклонения расчетных и опытных параметров находятся в пределах погрешности измерений.

ВЫВОДЫ:

1. Проведена проверка методики расчета параметров начального участка ЭУ в одномерной газодинамической постановке. Проверка показала, что программу расчета можно использовать для численного моделирования процесса выхода на режим крупногабаритных ЭУ большой и средней длины.
2. Установлено, что расходные характеристики ДИ и давление срабатывания заглушки являются эффективными средствами для регулирования газодинамических нагрузок.
3. Зависимость уровня второго пика перепада давления от давления срабатывания заглушки имеет немонотонный характер. На уровень перепада давления оказывает влияние фаза волнового процесса, при которой происходит вскрытие заглушки.
4. С использованием результатов исследований проведена оптимизация характеристик ДИ и заглушки выходного блока натурного ЭУ большого удлинения. Результаты проведенных при испытаниях измерений подтвердили правильность принятых конструктивных решений и эффективность численного моделирования для решения задачи регулирования газодинамических нагрузок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калинин В.В., Ковалев Ю.Н., Липанов А.М. Нестационарные процессы и методы проектирования узлов РДТТ. М.: Машиностроение, 1986. 216 с.
2. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
3. С.К.Годунов и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

ВЛИЯНИЕ γ - ИЗЛУЧЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ ПРОВОДИМОСТЬ СМЕСЕВОГО ТОПЛИВА

Медведев Ю.И., Ревягин Л.Н., Скорик А.И.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822)410621

Известно, что ионизирующее излучение приводит к заметным изменениям физико-механических и баллистических свойств ракетных топлив. В зависимости от дозы облучения в той или иной степени меняются термостойкость, способность к воспламенению, прочностные характеристики, плотность и скорость горения.

Радиолиз полимеров состоит, как правило, из следующих процессов:

- 1) сшивки молекулярных цепей;
- 2) деструкции макромолекул;
- 3) окислительных реакций в присутствии кислорода;
- 4) изменении концентрации и характера двойных связей;
- 5) газовыделения.

В результате воздействия излучений на полимеры изменяются их физические свойства.

Наибольшей радиационной устойчивостью обладают полистирол, поливинил-карбазол, анилин-формальдегидная смола; минимальной - полиформальдегид, политетрафторэтилен.

Хорошей радиационной стойкостью обладает и широко применяемый в атомной технике поливинилхлорид.

Экспериментально изучалось влияние γ - излучения на величину действительной части акустической проводимости горячей поверхности топлива на основе перхлората аммония и полиэтиленимина с добавкой 17,5 % алюминия. Значение акустической проводимости по физическому смыслу представляет собой величину, пропорциональную отношению увеличению акустической энергии в камере сгорания на единицу площади горения топлива за период одного колебания. Для возрастания амплитуды колебаний давления необходимо иметь акустическую проводимость меньше нуля.

Топливо при комнатной температуре подвергалось воздействию γ - лучей в кобальтовой установке мощностью 360 рад/с.

Образцы исходного (контрольного) и облученного топлива сжигались в двухконцевой Т-камере при давлении 2,3 МПа и начальной температуре $T_0 = + 17^\circ\text{C}$ в диапазоне частот 0,5÷2,5 кГц и производилось сравнение результатов. Опытты показали, что заметное увеличение на 10÷15 % величины $|\alpha|$ начинается с дозы облучения порядка 10^6 рад и прогрессивно нарастает, увеличиваясь на 30÷40 % при

10^7 рад. При дозе облучения 4,2· 10^7 рад существенно изменяются физико-механические свойства топлива, образцы становятся пластичными, липкими и теряют первоначальную форму.

Измерения скорости горения топлива в приборе постоянного давления при давлении 2,3 МПа в атмосфере азота показали, что контрольный и облученные дозами 1,4· 10^6 и 1,4· 10^7 рад образцы не отличаются друг от друга. Отсюда делается вывод, что скорость горения не является определяющим фактором для величины $|\alpha|$, и что акустическая проводимость, более чувствительна к γ -лучам, чем скорость горения. Особенность влияния ионизирующих излучений на горение топлив состоит в заметном изменении превращений, имеющих место в к-фазе. Опытты по изучению термостойкости топлива и скорости его горения в вакууме при давлении 100 - 200 мм Нг подтверждают этот вывод.

Термостойкость топлива оценивалась по скорости изотермического разложения при температуре 218 °С весовым методом в атмосфере подаваемого в реактор сухого азота. Для облученных дозой 1,4· 10^7 рад образцов она оказалась меньше почти в два раза, а скорость горения в вакууме больше на 10÷15 %. Значит γ -излучение интенсифицирует процессы, протекающие в к-фазе при низких температурах и увеличивает глубину химического превращения. Учитывая, что γ -излучение не должно вызывать изменение газофазных реакций горения, приходим к принципиально важному выводу о существенном влиянии на акустическую неустойчивость процессов, протекающих в к-фазе смесевых топлив.

ВЫВОДЫ

1. В изученном диапазоне частот - излучение увеличивает акустическую неустойчивость горения топлива ТТП 19 - 17,5.
2. Величина более чувствительна к облучению, чем скорость горения при повышенных давлениях.
3. Интенсификация процессов в конденсированной фазе топлива на основе полиэтиленимина является причиной повышения действительной части акустической проводимости в горячей поверхности.

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ Т-КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ТРТ

Медведев Ю.И., Медведева Н.П., Ревягин Л.Н.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822)410621

В теории нестационарной скорости горения при описании высокочастотной (акустической) неустойчивости большую роль играет величина коэффициента усиления волн давления горящей поверхностью твердого топлива. Анализ волнового уравнения для распространения акустической волны в продольном направлении цилиндрической полости, на концах которой расположены топливные заряды в виде дисков, показывает, что константа усиления продольной моды колебаний состоит из двух составляющих, одна из которых описывает диссипативные потери в различных элементах системы α_d , другая же α_f описывает реакцию зоны горения топлива на колебания давления α_f , т.е. $\alpha_1 = \alpha_f + \alpha_d$.

Можно показать, что

$$\alpha = -\frac{c}{l} \operatorname{Re}[\rho c Y]$$

где c - скорость звука в продуктах сгорания.

ρ - плотность газа.

l - длина полости.

$Y = u/P_1$ - акустическая проводимость торцевой поверхности.

u , P_1 - скорость и давление в акустической волне.

Величина Y есть комплексная функция многих переменных. Ее безразмерная величина $\operatorname{Re}[\rho c Y]$ может быть найдена по формуле

$$\operatorname{Re}[\rho c Y] = \alpha = -1 - (\alpha_1 - \alpha_2)/(2c).$$

Можно показать, что $\alpha = -1 - (\alpha_1 - \alpha_d)/(4f)$.

где f - частота колебаний может быть определена с высокой степенью точности.

На стадии нарастания колебаний увеличение амплитуды описывается законом $P = P_0 \exp(\alpha_1 t)$.

После выгорания заряда колебания затухают по закону $P = P_0 \exp(\alpha_2 t)$. $\alpha_2 = \alpha_d < 0$, α_d - показатель демпфирования.

Таким образом, $\alpha = -1 - (\alpha_1 - \alpha_2)/(4f)$.

На основе разработанных способов экспериментального определения безразмерной удельной акустической проводимости горящей поверхности твердых топлив в опытах с двухконцевой Т-образной камерой сгорания Прайса-Хортон /1/ проведено исследование склонности твердых топлив к акустической неустойчивости горения. Опыты проводились на штатных баллистических и модельных смесевых топливах в диапазоне частот $f = 0,5-4$ кГц. Внутренний диаметр камеры 40 мм. Давление задавалось и поддерживалось ресиверами, заполненными воздухом от компрессора. Топливные образцы толщиной 10 мм приклеивались на торцы камеры. Вблизи горячей поверхности располагались высокочастотный датчик давления и пиропатроны. Основная инфор-

мация бралась от записи огибающей амплитуды колебаний давления и их частоты. Определялась зависимость $|\alpha|$ от давления, начальной температуры и частоты.

Анализ зависимостей $|\alpha|$ показывает их индивидуальность от типа топлива и его состава и позволяет сделать выводы:

1. Как для баллистических, так и для смесевых топлив при давлении 2,3-2,5 МПа наибольшее значение соответствует частотам 1-1,5 кГц.

2. Смещение $|\alpha|_{\max}$ в область повышенных частот с ростом давления находится в согласии с теорией Б.В. Новожилова /2/.

3. Топлива с мелкодисперсным окислителем ПХА горят более неустойчиво при повышенных частотах.

4. Повышение начальной температуры ведет, как правило, к увеличению $|\alpha|$ в области низких частот и давлений и не влияет заметно на частоту при $|\alpha|_{\max}$.

5. Перхлоратные СТТ на основе различных каучуков резко отличаются по характеру и числовым значениям $|\alpha|$ от f от топлив на основе полиэтиленмина и горят более устойчиво за счет большей термостойкости и малой активности связки на низкотемпературных стадиях горения. Введение в бутылкаучук катализаторов на основе меди увеличивает неустойчивость.

6. Стабилизирующее действие алюминия обязано пассивностью металла в низкотемпературной области горения. Подобное действие оказала и нейтральная добавка окиси алюминия.

7. Проведенные исследования указывают на главенствующую роль процессов, протекающих в к-фазе и прилегающих к ней слоях пародымогазовой зоны. При повышении частоты начинает сказываться перераспределение степени влияния различных стадий горения и намечается тенденция к появлению второго максимума проводимости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хортон М.Д. Применение одномерной Т-камеры для изучения вибрационного горения// Р.Т. и К. 1964, № 6. С. 65 - 69.
2. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. С. 80 - 110.

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА МАКСИМУМА ИНФОРМАЦИОННОЙ ЭНТРОПИИ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Медведев Г.Г.

ФЦДТ "Союз"

140056, г. Дзержинский МО, ул. Советская, д.6., тел.(095) 551-7473.

551-7053, факс (095) 551-1144, телетайп 206718

E-mail: fcddt@mega.ru

1 Развитие методов математического моделирования связано с расширением и углублением математических моделей, что приводит к увеличению количества параметров математической модели и необходимости количественного определения параметров для проведения расчетов с последующим уточнением параметров по экспериментальным данным.

Исчерпывающую информацию о параметрах математических моделей дают их законы распределения. Однако как в проектных расчетах, так и в экспериментальной отработке наиболее типичной является ситуация "информационного голода", когда имеющихся в распоряжении данных совершенно недостаточно для построения законов распределения параметров модели традиционными (классическими) методами математической статистики.

Существенно продвинуть решение проблемы получения (или восстановления) законов распределения параметров математической модели позволяет принцип максимума информационной энтропии.

В настоящей работе представлен эффективный метод уточнения параметров модели (включая законы распределения параметров) по результатам экспериментального измерения ограниченного количества переменных. Разработанный метод основан на вариационном принципе максимума информационной энтропии.

Развитие методов математического моделирования наталкивается на две принципиальные трудности:

1) Уточнение параметров модели требует проведения экспериментов, количество которых превосходит число уточняемых параметров.

2) Из-за ограниченной точности экспериментального определения параметров модели возникает проблема определения оптимальной сложности модели [1].

Предлагаемый подход снимает оба указанных ограничения. Подход позволяет производить эффективное уточнение любого количества параметров модели по ограниченному числу экспериментов, даже если число экспериментов много меньше числа параметров. Точность прогнозирования физических процессов (явлений) при этом подходе будет увеличиваться по мере более точного описания тонкостей физического процесса.

2. Задача оптимального уточнения параметров модели формулируется в виде следующего вариационного принципа, позволяющего определить наиболее вероятную плотность распределения параметров математической модели:

Плотность вероятностей распределения параметров математической модели, согласующаяся с имеющимися данными (экспериментальными и теоретическими), доставляет максимум информационной энтропии

Предлагаемый принцип основан на теореме о концентрации Э.Т. Джексона [2, 3], которую применительно к поставленной задаче можно сформулировать следующим образом:

Возможные распределения параметров математической модели сконцентрированы вблизи распределения максимальной энтропии;

иными словами, любое распределение с энтропией, значительно меньшей ее максимального значения, согласующееся с имеющимися данными, является нетипичным для класса согласованных с этими данными распределений.

Математически принцип формулируется следующим образом:

Дано теоретическое (расчетное) распределение вероятностей параметров модели $Q(x)$.

Требуется по результатам экспериментов найти такое распределение $P(x)$ параметров модели, согласующееся с данными экспериментов, при котором энтропия распределения вероятностей $P(x)$ относительно распределения вероятностей $Q(x)$ будет максимальной, что соответствует минимуму информационного расхождения $H^{P/Q}$.

Полная формулировка задачи:

1) Оптимизируемый функционал

$$H^{P/Q} = \int \frac{dP}{dQ}(x) P(dx) \quad (1)$$

2) Математическая модель.

3) Статистические ограничения, следующие из (2):

$$F_i \equiv \varphi_i(x) - y_i = 0, \quad (2)$$

$$i = 1, n,$$

$$\begin{aligned} M | F_i | &= 0, & M | F_i F_j | &= 0, \\ M | F_i F_j F_k | &= 0, & M | F_i F_j F_k F_l | &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$i=1, n, \quad j=1, n, \quad k=j, n, \quad l=k, n$$

Формулы (3) учитывают моменты распределений до 4-го включительно

4) Вспомогательный функционал

$$\Phi = H^* + \sum \lambda_i M | F_i | + \sum \lambda_{ij} M | F_i F_j | + \sum \lambda_{ijk} M | F_i F_j F_k | + \sum \lambda_{ijkl} M | F_i F_j F_k F_l | \quad (4)$$

5) Условия стационарности, дающие решение поставленной задачи

$$\frac{\delta \Phi}{\delta P} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_i} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_{ij}} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_{ijk}} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda_{ijkl}} = 0, \quad (6)$$

Условие (5) требует равенства нулю вариационной производной. Условия (6) необходимы для вычисления сопряженных множителей Лагранжа ($\lambda_i, \dots, \lambda_{ijkl}$).

3. Примеры расчета

3.1. Уточнение параметров математической модели по результатам опытного измерения максимального давления в двигательной установке ДУ1.

Восемь параметров математической модели, описывающей внутрикамерные процессы двигательной установки, уточнялись по результатам каждого опыта в процессе проведения четырнадцати испытаний

На рис 1 представлена динамика изменения уточняемого параметра x_1 , характеризующего отклонение площади горющей поверхности топлива от чертежного значения

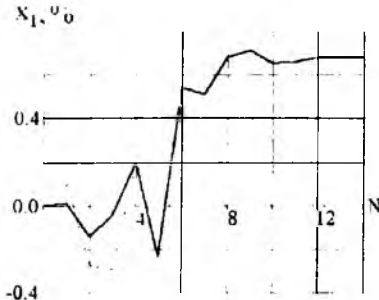


Рис.1.

На рис.2 представлена динамика изменения уточняемого параметра x_2 , характеризующего отклонение плотности топлива от паспортного значения.

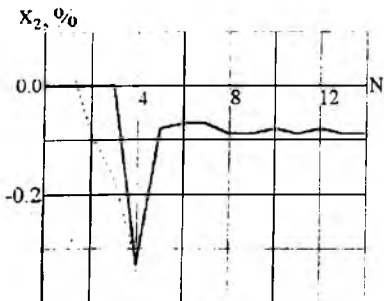


Рис.2.

Для анализа устойчивости алгоритма были проведены расчеты с увеличением весовых множителей для 3 из 8 параметров в 20, 70 и 3000 раз соответственно. Результаты представлены на рис 1.2 пунктирной линией. Как следует из рисунков, начиная с 4-го опыта, наблюдается полное совпадение результатов расчета. Проведенный анализ свидетельствует о высокой устойчивости процедуры уточнения параметров по методу максимума информационной энтропии.

Стабилизация уточняемых параметров наступила уже на 5-6-м опытах. Аналогичная ситуация имела место и для прочих 6 параметров. Таким образом, для уточнения параметров математической модели достаточно было бы проведения 6 опытов.

3.2. Уточнение параметров математической модели по результатам опытного измерения кривой давления в двигательной установке ДУ2.

Для ДУ2 в процессе проведения шести испытаний уточнялись двадцать параметров математической модели. Уточненные параметры модели использовались для прогноза контролируемых внутриваллистических характеристик: первого и второго максимумов давления, среднего давления и времени работы двигателя.

Сравнительный анализ эффективности стандартной методики и метода максимума информационной энтропии (МИЭ) представлен в таблице.

		Δm	α_2	D	σ
P_{max1} , кг/см ²	станд.	0.08	0.59	0.58	0.76
	МИЭ	0.00	0.29	0.29	0.54
P_{max2} , кг/см ²	станд.	-0.85	1.37	0.51	0.71
	МИЭ	0.00	0.11	0.10	0.33
P_{cp} , кг/см ²	станд.	-0.18	0.21	0.17	0.41
	МИЭ	0.00	0.06	0.06	0.24
$\tau_{дв}$, с	станд.	0.13	0.13	0.12	0.34
	МИЭ	0.00	0.05	0.05	0.22

Примечание. Размерность α_2 и D соответствует квадрату размерности измеряемой величины.

Анализ эффективности проводился по следующим показателям: Δm – среднее значение систематической погрешности; α_2 – второй начальный момент, характеризующий в целом "степень расхождения" расчетных и опытных значений; $D = \sigma^2$ – дисперсия отклонений, характеризующая "степень разбросанности" прогноза; σ – среднее квадратическое отклонение, характеризующее рассеивание прогнозных значений. Как следует из таблицы, предлагаемый метод максимума информационной энтропии существенно эффективней стандартного подхода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вентцель Е.С. Введение в исследование операций. М: Сов. радио. 1964.
2. Jaynes E.T. Information Theory and Statistical Mechanics// Physics Review. 1957. Vol. 106. P.620.
3. Jaynes E.T. Information Theory and Statistical Mechanics. Physics Review. 1957. Vol. 108. P. 171.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТВЕРДОТОПЛИВНОГО ГАЗОГЕНЕРАТОРА В СКВАЖИННЫХ УСЛОВИЯХ

Миныхов С.Л., Миныхова Н.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел.(3822) 410118, факс (3822) 410347
E-mail: smim@ftf.tsu.tomsk.su

При проведении работ по разрыву или прогреву пласта продуктами горения твердого топлива существуют температурные ограничения на глубину использования баллистического топлива, поэтому необходимо изучение его термостойкости, чтобы исключить возможность несанкционированного срабатывания газогенератора

Расчет температурного поля бескорпусного твердотопливного газогенератора (с возможным бронированием поверхности) при постепенном опускании его в скважину проводился на основе тепловой твердофазной модели [1]:

$$\frac{\partial T_k}{\partial t} = a_k \left[\frac{\partial^2 T_k}{\partial r^2} + \frac{\psi \partial T_k}{r \partial r} \right] + (1 - \eta_k) \frac{Q_k z_k}{c_k} \exp\left(-\frac{E_k}{R_v T_k}\right)$$

$$\frac{\partial \eta_k}{\partial t} = z_k (1 - \eta_k) \exp\left(-\frac{E_k}{R_v T_k}\right)$$

$$t = 0: T_1 = T_2 = T_e = T_0; \eta = 0;$$

$$r = 0: \partial T / \partial r = 0;$$

$$r = R: T_1 = T_2; -\lambda_1 \partial T_1 / \partial r = -\lambda_2 \partial T_2 / \partial r$$

$$r = R + \Delta: T_2 = T_e(t); T_0 = V_1 * I_1 * t$$

Здесь V_1 - скорость нарастания температуры с глубиной (задавалась постоянной 0,04 К/м), V_2 - скорость спуска газогенератора (варьировалась). Индексы: $k=1$ - топливо, $k=2$ - бронировка толщиной Δ . Остальные обозначения соответствуют общепринятым.

Исследовалось влияние скорости спуска, радиуса цилиндрической топливной шашки, толщины и свойств покрытия на процесс развития теплового взрыва для разных твердотопливных составов, приведенных в таблице.

Зависимости времени задержки воспламенения от глубины для разных составов твердого

Состав	$E \cdot 10^{-3}$, Дж/моль	$Q \cdot 10^{-4}$, Дж/кг	z , 1/с	Qz , Дж/кг·К	$a \cdot 10^{-7}$, м ² /с	λ , Дж/м·с·К	c , Дж/кг·К
1	1.21	3.56	$1.76 \cdot 10^{11}$	$6.28 \cdot 10^{17}$	0.70	0.150	1340
2	1.47	3.58	$7.00 \cdot 10^{13}$	$2.51 \cdot 10^{20}$	0.70	0.167	1490
3	1.59	2.55	$6.72 \cdot 10^{14}$	$1.72 \cdot 10^{21}$	0.83	0.210	1665

топлива и разных скоростях спуска ($a=1$ м/с, $b=0,5$ м/с) представлены на рис. 1. Прямая линия показывает характер нарастания температуры в скважине по мере увеличения глубины. Для каждого состава можно выделить область $H < H_0$, где газогенератор можно выдерживать долго (по крайней мере, до 6 ч) без опасения несанкционированного срабатывания

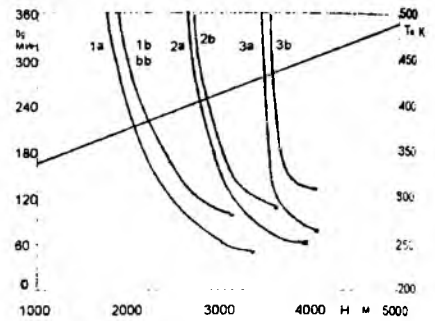


Рис. 1

Для состава 1 это глубины $H < 1750$ м, для состава 2 - $H < 2600$ м, для состава 3 - $H < 3400$ м. Видно, что с уменьшением глубины опускания газогенератора кривые воспламенения для разных скоростей стремятся друг к другу, а вместе - асимптотически к линии $H = H_0$, так что уровень "безопасных" глубин не зависит от скорости спуска. Под каждой кривой находится зона "условно безопасных" глубин $H_0 = H - H_c$. Воспламенение при спуске и выдержке газогенератора на этих глубинах рано или поздно произойдет, и из рисунка можно по заданной глубине определить время задержки для различных составов и различных скоростей спуска.

Критические точки (H_c, t_c), помеченные на рис. 1 звездочками, для состава 1 были перенесены на рис. 2 и дополнены новыми точками, полученными при исследовании спуска со скоростями, лежащими в диапазоне 0...5 м/с. Таким образом была получена кривая 1, которая делит область (t_c, H) на две части. Часть, лежащая ниже кривой 1, - это область изменения t_c и H_c , в которой возможна

выдержка газогенератора на определенной глубине с определенным временем задержки (конечной или бесконечной). Верхняя часть - это область "невозможных" значений t_c, H . Например, на глубине 3000 м невозможно достичь времени задержки более 100 мин.

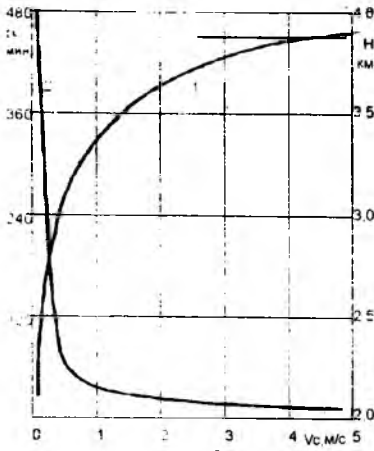


Рис. 2

Кривая 2 показывает зависимость времени задержки зажигания от скорости спуска при свободном спуске. Например, при спуске со скоростью 2 м/с тепловой взрыв наступит через 30 мин на глубине 3550 м, а со скоростью 0.1 м/с - через 6.25 ч на глубине 2440 м. Все возможные времена задержки для данного состава лежат ниже кривой 2.

В принципе для каждого топливного состава можно построить номограммы (H, V_c, t_i) и определять требуемое значение одной из величин по двум другим.

Исследование пространственно - временно го распределения температуры в твердом топливе при выдержке газогенератора в области "условно безопасных" глубин показало, что с течением времени в твердом топливе происходит тепловой взрыв (рис.3), причем область максимума температур с уменьшением глубин сдвигается вглубь топлива. Концентрация продуктов разложения конденсированной фазы при рассматриваемых режимах прогрева весьма мала и составляет ~ 4 %. Повышение концентрации до 10..18 % происходит лишь непо-

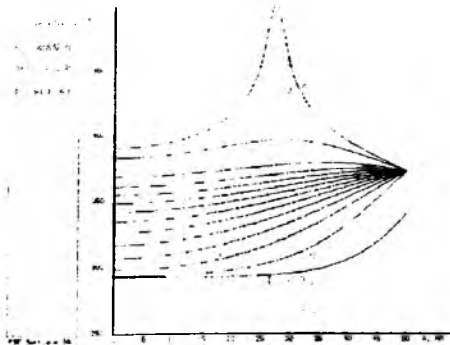


Рис.3

средственно перед зажиганием. Это находится в соответствии с картиной теплового взрыва при линейном нагреве, описанной в /2/.

Уменьшение диаметра заряда приводит к более интенсивному прогреву заряда, градиенты температур уменьшаются, и максимум температур сдвигается вглубь заряда, создавая условия для теп-

лового взрыва. Эта ситуация аналогична картине теплового взрыва при выдержке заряда на разных глубинах.

Были проведены экспериментальные исследования термостойкости твердотопливного образца. Образец твердого топлива (состав 1) выдерживался при температуре 373 К в течение 10 мин, а затем температура внешней среды увеличивалась со скоростью 0.12 К/с, что соответствует скорости спуска в скважине 3 м/с. В опыте воспламенение образца наступало в момент времени $t \sim 19$ мин. Эти же условия были смоделированы численно (рис.4).

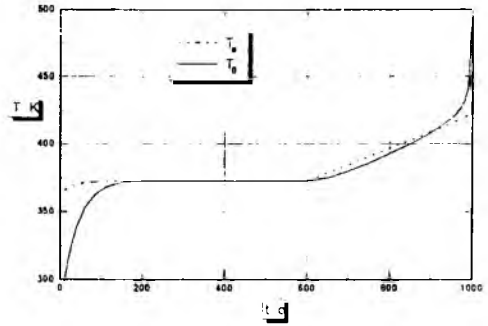


Рис.4

В численном эксперименте воспламенение произошло при $t \sim 17$ мин, что говорит о неплохом соответствии физико-математической модели и условий эксперимента.

Расчет прогрева газогенератора с забронированной внешней поверхностью в предположении инертности бронировки в условиях свободного спуска в скважину показал, что при одной и той же толщине покрытия лучший эффект (большие глубины и времена задержки) достигается, как это и следовало ожидать, в случае покрытия с меньшей температуропроводностью. Но сколько-нибудь радикального изменения критических глубин и времен задержки по сравнению с незабронированным вариантом не происходит, а увеличивать значительно толщину покрытия нерационально, во-первых, в силу габаритных ограничений; во-вторых, в силу экономической неэффективности.

Дополнительные исследования показали, что выбор активных ТЗП с меньшими энергиями активации и большими (по модулю) тепловыми эффектами реакций может привести к расширению диапазона использования газогенераторов на больших глубинах (более 4000 м), так же как и выбор топлив с высокими энергиями активации и коэффициентами температуропроводности, например, смешанного топлива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилонов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. 190 с.
2. Барзыкин В.В. Тепловой взрыв при линейном нагреве // Физика горения и взрыва. 1973. Т. 9. №1. С. 37-54.

РАКЕТНЫЕ СИСТЕМЫ ВЫВЕДЕНИЯ, ДОСТАВКИ И ПЕРЕХВАТА ОПАСНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Обухов Н.А.

Государственный ракетный центр "КБ им. академика В.П.Макуева"

456300, г.Миасс Челябинской обл., Тургожское шоссе, 1

т. (351-35) 2-63-70, факс (351-35) 5-22-91

E-mail: bitkin@mmz.miass.chel.su

Участники Международной конференции "Проблемы защиты Земли от столкновения с опасными космическими объектами (SPE-94)", состоявшейся в городе Снежинске в сентябре 1994 года констатировали

1. Опасные космические объекты (ОКО), такие как астероиды и кометы, орбиты которых пересекают орбиту Земли, представляют серьезную угрозу существованию человеческой цивилизации. Реальность этой опасности была наглядно продемонстрирована в июле 1994 года при падении фрагментов кометы Шумейкер-Леви 9 на Юпитер. Для Земли подобное столкновение означало бы конец существования человеческой цивилизации.

2. Накопленных знаний о поведении космических тел и их взаимодействии с планетами, а также знаний и опыта в области ракетно-космических, ядерных и общепромышленных технологий достаточно, чтобы приступить к разработке международного проекта создания системы защиты Земли (СЗЗ) от ОКО.

3. Важнейшей задачей на ближайший период является уточнение оценки последствий столкновения ОКО с Землей в зависимости от их размера и типа.

Облик и детальный состав СЗЗ от столкновения с ОКО необходимо определить в ходе дальнейших работ по созданию системы

Очевидно, что важнейшее место в создаваемой системе будут занимать ракетные системы выведения, доставки и перехвата ОКО. Ракетные системы будут обеспечивать:

1. Доставку орбитальных ударных модулей (ОУМ) с космическими перехватчиками (КП) к ОКО. При этом под КП понимается аппарат, оснащенный средствами воздействия на ОКО либо аппаратурой для его исследования.

2. Выведение космических аппаратов вспомогательных систем (системы обнаружения и наблюдения за ОКО, системы связи, навигации и т.д.).

Основные принципы, на основе которых необходимо создавать СЗЗ, следующие:

- эшелонированность СЗЗ, позволяющая обеспечить высокую надежность перехвата ОКО;
- исключение полностью или частично катастрофических последствий от встречи Земли с ОКО;
- использование разнотипных средств воздействия на ОКО, в том числе неядерных (кинетических, лазерных и др.);
- применение эффективных средств регистрации и контроля результатов воздействия на ОКО.

Эшелонированность СЗЗ можно осуществить на базе реализации дальнего и ближнего эшелонов перехвата:

а) дальний перехват используется для воздействия на ОКО, орбиты и физико-технические характеристики которых хорошо известны и столкновение их с Землей можно спрогнозировать с большим запасом времени;

б) ближний перехват применяется при угрозе столкновения Земли с ОКО относительно небольших размеров в условиях "дефицита" времени для организации перехвата ОКО.

В качестве возможных способов воздействия на ОКО можно использовать:

а) изменение параметров орбиты ОКО, в результате чего исключается столкновение их с Землей;

б) дробление ОКО на фрагменты, столкновение которых с Землей не приводит к катастрофическим последствиям.

Перевод ОКО на "безопасную" для Земли орбиту, не пересекающую сферу действия Земли, целесообразно применять при реализации дальнего перехвата. На рис. 1 приведена модель перехвата ОКО, где

A - точка столкновения Земли и ОКО;

V_1, V_2, V_3 - скорости ОКО, сближения и КП соответственно.

1 - первая точка перехвата: $V_1=29,7$ км/с, $V_2=31,2$ км/с, $V_3=31,1$ км/с (до столкновения 320 суток, время перелета КП - 440 суток);

2 - вторая точка перехвата: $V_1=8,8$ км/с, $V_2=10,0$ км/с, $V_3=18,1$ км/с (до столкновения 160 суток, время перелета КП - 450 суток);

3 - третья точка перехвата: $V_1=28,9$ км/с, $V_2=31,6$ км/с, $V_3=30,7$ км/с (до столкновения 5 суток, время перелета КП - 52 суток);

При ближнем перехвате наиболее вероятным способом воздействия будет дробление ОКО на фрагменты.

Анализ достигнутого в настоящее время уровня развития науки, техники и технологии подтверждает, что средства доставки и перехвата могут быть созданы на базе отработанных и используемых ракетно-ядерных технологий. Что касается системы наблюдения, то, как показывают исследования, перспективная спутниковая система обнаружения на базе оптико-электронных средств может обеспечить дальность обнаружения объектов до 30 млн. км (время упреждения 8-10 суток).

Зависимость требуемого приращения скорости астероида от времени движения до точки пересечения с орбитой Земли приведена на рис. 2.

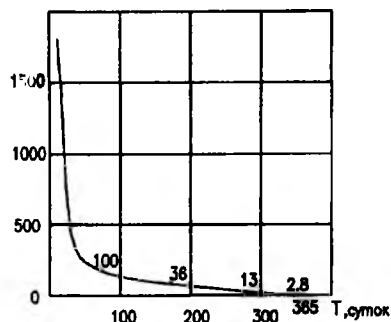
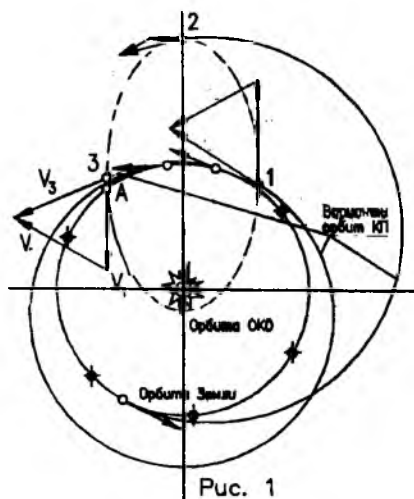


Рис. 2

Основные характеристики находящихся в эксплуатации или разрабатываемых ракет-носителей приведены в таблице.

Учитывая возможности существующих и перспективных средств обнаружения и характеристики ракетных средств доставки, можно полагать, что на начальном этапе создания СЗЗ наиболее оперативно могут быть развернуты средства ближнего эшелона перехвата ОКО. В качестве возможных прототипов РК ближнего эшелона перехвата, можно рассматривать боевые ракетные комплексы морского базирования, которые обладают по сравнению с космическими носителями, стартующими со стационарных космодромов, уникальными характеристиками, позволяющими улучшить баланс времени на перехват ОКО.

Энергетические возможности морских РК можно продемонстрировать на примере ракеты "Волна" (переоборудованная БРПЛ SS-N-18), хорошо зарекомендовавшей себя при проведении совместного российско-германского эксперимента с научной аппаратурой в условиях невесомости. Ракета "Волна" при полете по баллистической траектории способна обеспечить доставку полезной нагрузки массой от 100 до 1000 кг на высоту 4400-2400 км соответственно при времени полета до вершины траектории в пределах 30 минут.

Проблема защиты Земли от ОКО многим землянам кажется надуманной, а способы ее решения фантастическими. Тем не менее угроза земной цивилизации от столкновения Земли с ОКО весьма реальна, а создание СЗЗ уже в настоящее время возможно с помощью современных технических средств.

Тип ракеты-носителя	Энергия (Россия)	Энергия-М (Россия)	Протон (Россия)	Ангара (Россия)	Титан-М (США)	МТКК "Снейшпаттл"	Ариан-5 (ЕКА)
	Характеристика						
1. Стартовая масса, т	2400	1050	670		862	2019	725
2. Масса полезного груза на низкой орбите, т	100	34	21	до 25	17.7	30	21
3. Место космодрома	Байконур	Байконур	Байконур	Плесецк Свободный	м.Канаверал	м.Канаверал	Куру
4. Начало пусков, год	1987	по плану 1996	1967	по плану 2000	1986	1981	по плану 1996
5. Количество пусков в год *	2	2	13		8	10	5

* Приведены результаты экспертных оценок.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ПОРИСТОГО СЛОЯ

Прокофьев В.Г.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Характер фильтрации (вынужденный или естественный) обусловлен местом приложения силы, вызывающей движение газа в пористой среде. Естественная фильтрация имеет место при поглощении (выделении) активного компонента (продукта реакции) газового потока в ходе химической реакции. В этом случае скорость фильтрации непосредственно связана с массовой скоростью горения [1]. В работе рассматривается вынужденная фильтрация высокотемпературной газовой смеси, содержащей окислитель, в плоском пористом слое толщиной L под действием перепада давления на внешних границах слоя $\Delta P = P_0 - P_1$. Пористая среда включает горючее и инертный каркас. Химическое превращение вызвано гетерогенной экзотермической реакцией на внутренней поверхности пор с образованием твердого и газообразного продуктов. Предполагается, что реакция идет без изменения объема. Коэффициенты расхода окислителя и горючего совпадают соответственно с коэффициентами образования газообразного и конденсированного продуктов реакции. Кондуктивный теплообмен и диффузионный перенос газового компонента не учитываются по сравнению с конвективным переносом энергии и вещества. Коэффициенты межфазного теплообмена постоянные.

Фильтрационное горение с учетом сделанных допущений описывается следующей системой уравнений, отражающей основные законы сохранения:

$$c_k \rho_k \frac{\partial T_k}{\partial t} = \lambda_k \frac{\partial^2 T_k}{\partial x^2} - \frac{\alpha m}{1-m} (T_k - T_g) + q(1-\eta)ak_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_k}\right); \quad (1)$$

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = -c_g \rho_g v \frac{\partial T_g}{\partial x} + \alpha (T_k - T_g); \quad (2)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -v \frac{\partial a}{\partial x} - \mu_g (1-\eta)ak_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_k}\right); \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \mu_k (1-\eta)ak_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_k}\right); \quad (4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0; \quad (5)$$

$$v = -\frac{k}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x}; \quad (6)$$

$$mP = \rho RT; \quad (7)$$

Систему уравнений (1)-(7) замыкают следующие краевые условия:

$$x = 0 \quad \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial x} = \alpha (T_k - T_0), T_g = T_0, a = 1, P = P_0;$$

$$x = L \quad \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial x} = \alpha (T_n - T_k), P = P_n; \quad (8)$$

$$t = 0 \quad T_k = T_g = T_n, \eta = 0, a = 0, P = P_n.$$

Система уравнений (1)-(7) с условиями (8), приведенная к безразмерному виду, решалась численно. Особенность зажигания пористых систем конечного размера при вынужденной фильтрации высокотемпературного окислителя проявляется в существовании двух режимов: 1) инертного прогрева слоя теплоносителем; 2) зажигания с определенным периодом индукции τ , и последующим переходом в горение с полным выгоранием горючего в пористом слое. Время зажигания τ , определялось как время формирования немоного профиля температуры в k -фазе $T_k > T_0$. Зависимость τ от критерия Пекле $Re_\phi = (k c_k \rho_k P_0) / (\mu \lambda_k)$ в интервале значений $10 < Re_\phi < 150$ близка к линейной. Аналогичной является зависимость τ от ΔP . Для малых значений Пекле $Re \sim 1$ режим зажигания с формированием волны горения не реализуется.

Поперечный размер слоя L на время зажигания влияние не оказывает. Исключение представляют значения $L \sim \chi$, где χ - характерный тепловой масштаб k -фазы. Часть окислителя за время τ , успевает проскочить за фронт горения. Поэтому в начальной стадии горения протекает в кинетическом режиме с высокой скоростью распространения фронта. Движение фронта вглубь слоя сопровождается расходом избытка окислителя и переходом горения в фильтрационный режим. Окислитель во фронте горения потребляется полностью. Температура горения при спутной фильтрации превышает адиабатическую температуру и постоянно возрастает по мере движения фронта. Однако явление инверсии тепловой волны [1] - изменение порядка чередования холодной и нагретой зон - не наблюдалось. Зона реакций соответствовала максимумам температуры и функции тепловыделения. Зависимость скорости горения u от времени состоит из трех характерных участков:

- 1) уменьшения скорости горения, обусловленного переходом кинетического в фильтрационный режим горения.
- 2) установления стационарной скорости распространения фронта (для достаточно больших значений L).
- 3) роста скорости горения при приближении к правой границе пористого слоя (свободное истечение через границу) и резкого падения скорости вблизи самой границы, вызванного стоком тепла на границе.

Зависимость скорости горения $u(t)$ при $L=100x$ приведена на рис 1

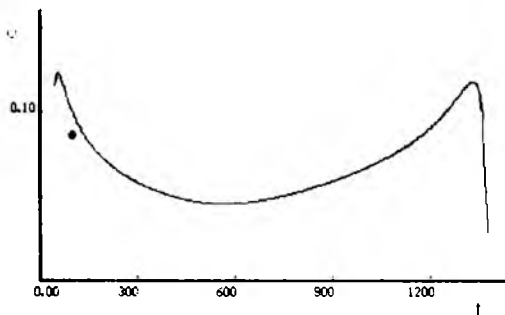


Рис 1

Высокие скорости горения на заключительной стадии горения образца соответствуют максимальным температурам вследствие эффекта регенерации тепла. Установление стационарной скорости горения на определенном участке пористого слоя происходит для $L \geq 100x$ при меньших значениях L режим фильтрационного горения по всей толщине слоя - нестационарный. Увеличение $L \sim 1000x$ приводит к тому, что большая часть слоя сгорает стационарно. Стационарная скорость горения определяется установившимся значением градиента давления в процессе стационарной фильтрации окислителя.

В работе показана некорректность использования в задачах зажигания пористых систем уравнения нестационарной фильтрации [2]:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{k}{\pi \mu} \frac{1}{P} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} \quad (9)$$

где $P = P^{n+1/n}$, n - показатель политропы. Уравнение (9) получено для изэнтропийного течения. Однако аналогичный подход применен в [3] для исследования зажигания пористых взрывчатых веществ. Уравнение нестационарной фильтрации можно преобразовать с учетом уравнений состояния и неразрывности для неизэнтропийных процессов

Градиенты давления $\partial P / \partial x$, рассчитанные с использованием уравнения (9) и по уравнениям (5), (7) на интервале времени t , отличаются для оп-

ределенных значений параметров задачи вдвое и более. Распределения плотности газа внутри пор отражают существование двух волн рис.2: волны сжатия (волны фильтрации) и волны расширения (волна горения). Плотность фильтрующегося окислителя на рисунке выше плотности, заполняющего в начальный момент времени внутрипоровое пространство газа и газовой среды на границе $x = L$. Максимум плотности соответствует быстрому охлаждению газа на входе в пористый слой. В случае противоположного начального распределения плотности газа порядок чередования волн сжатия и расширения сохраняется. Минимум плотности соответствует волне горения, т.к. в ходе реакции (допущение) не образуются новые молекулы газа.

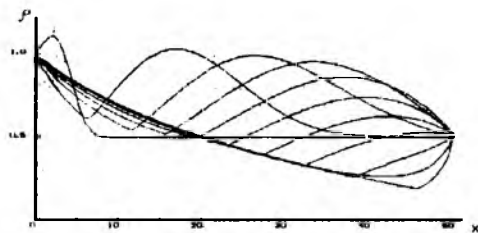


Рис.2

Таким образом, предложенная одномерная модель фильтрационного горения позволяет определять времена зажигания и стационарные скорости горения при вынужденной фильтрации окислителя. В модели может быть учтена более реальная кинетика химического превращения и неизохоричность процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алдушин А.П., Мержанов А.Г. Теория фильтрационного горения: общие представления и состояние исследований // Распространение тепловых волн в гетерогенных средах. Новосибирск, 1988. С. 9-52.
2. Лейбензон Л.С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.: Гостоптехиздат, 1947. 340 с.
3. Беляев А.Ф., Боболев В.К., Коротков А.И. и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.

К РАЗРЕШЕНИЮ ПАРАДОКСА Л.Д. ЛАНДАУ О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАМЕНИ

Сабленов К.О.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634 050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Гидродинамическая абсолютная неустойчивость ламинарного пламени по отношению ко всем волновым числам, предсказанная Даррье и Ландау [1-3] и находящаяся в противоречии с экспериментом, является парадоксом физики горения. Существующие попытки разрешения данного парадокса сводились к учету эффектов, стабилизирующих пламя: влияние силы тяжести, а также вязкости, теплопроводности и диффузии газа - и не привели к успеху.

Выяснение причины устойчивости наблюдаемого пламени позволило бы лучше разобраться в причинах, механизмах возникновения и развития турбулентного пламени. На первый взгляд кажется, что в линейной теории устойчивости строго физически и математически учтены все возможные стабилизирующие эффекты. Но общепринятая в настоящее время теория Маркштейна [2,3], как и сама постановка задачи Ландау-Даррье вызывает большие сомнения. Имеются в виду граничные условия во фронте пламени:

$$p_1 = p_2, \quad v_{1x} + V_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} = v_{2x} + V_2 \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad (1)$$

$$v_{1x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0, \quad v_{2x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Здесь v_{1x}, v_{2x} - возмущения скорости газа;

ρ_1, ρ_2 - плотности перед и за фронтом пламени;

p_1, p_2 - возмущения давления; ξ - малое смещение поверхности горения; $V_1 = u, V_2$ - стационарные значения скорости газа.

В условии (2), выражающем постоянство нормальной скорости пламени, Маркштейн феноменологически предположил зависящим нормальную скорость пламени от кривизны фронта

$$u = u_0 \left(1 - \frac{s}{u_0} \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right), \quad (3)$$

где u_0 - скорость плоского пламени; $s \sim \kappa \approx D$, D - коэффициент диффузии химически реагирующего газа). С применением (3) условия (2) заменяются на следующие:

$$v_{1x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} + s \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = 0, \quad v_{2x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} + sn \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} = 0, \quad (4)$$

$$n = \rho_1 / \rho_2.$$

В (4) параметр s физически и математически ясно не определен и не обоснован. По этой причине уравнения (4) (являющиеся следствием (3)), так же сомнительны, как и (2). Для правильной формулировки условий на границе $x \approx 0$ (во фронте пла-

мени) необходимо детально рассмотреть процессы как в зоне прогрева, так и в зоне химических реакции.

По физическому смыслу анализа гидродинамической устойчивости пламени нам необходимо найти уравнения для распределения температуры и концентрации реагирующего газа при малой деформации плоской поверхности горения. Предположим, что при такой деформации, вызванной малым возмущением скорости газа, скорость нормального распространения пламени не меняется. Зону химических реакции считаем бесконечно тонкой. В уравнениях

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V_1 \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right),$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} + V_1 \frac{\partial a}{\partial x} = D \left(\frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} \right)$$

где T, a - температура и концентрация, перейдем к безразмерным переменным θ и b :

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_s - T_0}, \quad b = \frac{a_0 - a}{a_0}$$

Здесь $T_s = T_0 + Q a_0 / c_p$; a_0, T_0 - начальные значения концентрации и температуры; Q - тепловой эффект химических реакций; c_p - теплоемкость при постоянном давлении.

Распределения температуры и концентрации при наличии смещения $\xi(t, y) \ll 1$ фронта при стационарных решениях, соответствующих плоскому фронту пламени:

$$\theta = \exp\left(\frac{u_0}{\kappa} x\right), \quad b = \exp\left(\frac{u_0}{D} x\right), \quad x < 0$$

$$\theta = b = 1, \quad x > 0$$

системы

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \theta}{\partial x} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + V_1 \frac{\partial b}{\partial x} = D \left(\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial y^2} \right)$$

будут иметь вид:

$$\theta(t, x, y) = \exp\left[\frac{u_0}{\kappa}(x + \xi)\right] \approx \left(1 + \frac{u_0}{\kappa} \xi\right) \exp\left(\frac{u_0}{\kappa} x\right), \quad (6)$$

$$b(t, x, y) = \exp\left[\frac{u_0}{D}(x + \xi)\right] \approx \left(1 + \frac{u_0}{D} \xi\right) \exp\left(\frac{u_0}{D} x\right),$$

Соответственно $V_1 = u_0 - v_{1x}$, $|v_{1x} / u_0| \ll 1$. Подставив (6) в (5) и удерживая только линейные члены, получим

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - v_{1s} = \kappa \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} - v_{1s} = D \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \quad (7)$$

Так как в газах $\kappa \approx D$, то полученные уравнения есть не что иное, как первое условие в (4). Но при выводе (7) мы считали скорость пламени постоянной, а вторые производные в (7) описывают расплывание неоднородности поверхности пламени за счет теплопроводности и диффузии. Следовательно, физический смысл поправки Маркштейна (где он полагает $\kappa \approx D$) не заключается в учете зависимости скорости нормального распространения u от кривизны фронта пламени. Но как же тогда учесть влияние кривизны фронта пламени на значение u ? Дадим ответ на поставленный вопрос.

Для простоты записи будем считать, что при деформации фронта скорость газа остается постоянной, но меняется скорость пламени. Тогда в (5) достаточно заменить $V_1 \rightarrow u_0(1 + \delta)$, $|\delta| \ll 1$, а в (6): $v_{1s} \rightarrow -\delta u_0$. Знак минус здесь выбран из соображения удобства. В полученных таким образом уравнениях

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \delta u_0 = \kappa \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial t} - \delta u_0 = D \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \quad (8)$$

имеющих теперь другой физический смысл в отличие от (7), необходимо искать δ как собственную функцию. Этого требует теория ламинарного пламени Зельдовича — Франк-Каменецкого.

Сложив уравнения (8), одно из которых предварительно умножив на -1 , находим $\xi = 0$. Тогда и $\delta = 0$. Полученный результат не зависит от того, что $\kappa < D$ или $\kappa > D$. Следовательно, $\xi = \delta = 0$ и при $\kappa = D$. Значит, фронт пламени с бесконечно тонкой зоной химических реакции недеформируем и пламя абсолютно устойчиво к гидродинамическим возмущениям.

Дальнейший анализ показывает, что гидродинамическая неустойчивость пламени теоретически все же существует. Причина того заключается в конечности толщины зоны химических реакции.

При малой (порядка $\beta = RT_s / E \ll 1$, где R - газовая постоянная, E - энергия активации), но конечной толщине зоны химических реакций, возмущения температуры и концентрации, вызванные деформацией фронта, будут отличаться. Величина отличия будет порядка β . Тогда уравнения (7) следует записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_1}{\partial t} - \delta u_0 &= \kappa \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial \xi_2}{\partial t} - \delta u_0 &= D \frac{\partial^2 \xi_2}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (9)$$

с дополнительным условием $\xi_2 / \xi_1 = \chi \approx (1 + \beta f + o(\beta^2)) \approx 1$, где f - неизвестная функция числа Льюиса $Le = D/\kappa$ и порядка m реакции. Под-

ставив отсюда ξ_2 во второе из (9) и вычитая затем второе из первого, найдем

$$\delta u = -\frac{\chi(D-\kappa)}{\chi-1} \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2} = -\left(\frac{D-\kappa}{\beta f} + D-\kappa\right) \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2}$$

Подставим это выражение в первое из (9):

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} = D_* \frac{\partial^2 \xi_1}{\partial y^2}, \quad D_* = D + \frac{D-\kappa}{\beta f} \quad (10)$$

Уравнение (10), как было сказано выше, при $\kappa = D$ (и независимо от знака разности $\kappa - D$) и $\beta \rightarrow 0$ должно давать $\xi_1 = 0$ при заданных начальных условиях на ξ_1 . Значит, f должен иметь вид: $f = (Le - 1) / C(Le, m)$, где $C(Le, m) > 0$ - функция своих аргументов, но имеющая числовой порядок 1, причем $C \neq 0$ и $C \neq \infty$ при $Le = 1$. Под $C(Le, m)$ в дальнейшем будем подразумевать феноменологический коэффициент, который может зависеть еще от ряда других параметров (вязкости и т.д.). С учетом сказанного приведем окончательный вид зависимости скорости распространения пламени от кривизны фронта:

$$u = u_0 \left(1 - C \frac{\kappa}{\beta u_0} \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right)$$

В данную формулу в явном виде входит только κ . Это связано с сильной зависимостью скорости химических реакций от температуры.

В системе координат, движущейся со скоростью u_0 , уравнения для ξ_1, ξ_2 с переменной скоростью газа совпадают с первым граничным условием в (4).

Приведем численные оценки устойчивого минимального размера L_* пламени. Для этого достаточно воспользоваться известной формулой Маркштейна [2,3], в которую необходимо внести множитель $1/\beta$:

$$L_* = C \frac{n}{n-1} \frac{4\pi\kappa}{\beta u_0} \quad (11)$$

Считая $Cn/(n-1) \approx 1$, $\beta \approx 0,1$, $\kappa \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $u_0 \approx 0,1 \text{ м/с}$, находим $L_* \approx 0,01 \text{ м}$, что согласуется с экспериментально наблюдаемым значением устойчивого пламени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д. К теории медленного горения //ЖЭТФ. 1944. Т.14, №6. С.240-244.
2. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
3. Нестационарное распространение пламени/ Под ред. Дж.Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.

ГОРЕНИЕ ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ С НИЗКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ОКИСЛИТЕЛЯ

Савельева Л.А., Скорик А.И.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
Тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347. E-mail pavlov@iprmm.tsu.ru

В работе рассмотрено горение топливных композиций на основе растительных материалов типа древесных опилок, торфа, низкосортного каменного угля (угольной крошки) и нитрата аммония с коэффициентом избытка окислителя (0,15-0,30).

Исследовано влияние содержания твердого окислителя, способа его введения в состав топливной массы, природы горючего, плотности образцов, добавок катализатора горения на устойчивость, физическую картину и скорость горения, состав и характер продуктов сгорания.

Опыты проводили на образцах, изготовленных из топливной массы заданного состава методом глубокого прессования в виде цилиндров диаметром 20-40 мм, весом 1-50 г, в атмосфере воздуха при комнатной температуре.

Установлено, что физическая картина устойчивого горения исследуемых составов практически не зависит от природы растительных материалов и заключается в следующем

Факел пламени, образовавшийся в месте зажигания топлива, распространяется по поверхности образца до ее полного охвата. Затем пламя постепенно сдвигается в нижнюю часть образца. Верхняя обуглероженная часть образца остается вне пламени

Достигнув нижнего края образца, пламя исчезает. Дальнейшее горение осуществляется в режиме тления. При этом происходит выгорание обуглероженной топливной массы до термостойких минеральных веществ, входящих в состав растительных материалов.

Весовая скорость пламенного горения топлива в начале растет, достигает максимума и начи-

нает уменьшаться. К моменту исчезновения пламени образец теряет 70-80 % исходного веса.

При переходе к тлеющему горению весовая скорость горения уменьшается в несколько раз. Общая потеря веса составляет 98-99 % от исходного

Полученная картина горения совпадает с [1].

Природа горючих материалов и их предварительная термообработка, количество твердого окислителя в топливной массе, плотность образцов, введение каталитических добавок влияют на скорость горения в пламенной фазе и не оказывают влияния на скорость беспламенного горения.

Исследование природы горения топливных композиций с низким содержанием окислителя позволило разработать до 30 составов топливных брикетов различного хозяйственного назначения, характеризующихся калорийностью на уровне исходных растительных материалов, экологически чистыми продуктами сгорания, минимальным содержанием твердых веществ в продуктах сгорания и стабильным горением в пламенной фазе.

При влажности окружающего воздуха 60-70 % механические свойства разработанных топливных брикетов сохраняются в течение 4-6 месяцев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Конев Э.В. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, СО. 1977. 240 с.

АНАЛИЗ СВЕРХВЫСОКОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТЕЛ

Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т., Трушков В.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел.(3822) 410560 Факс (3822) 410347 e-mail: svetl@niipmm.tsu.tomsk.su

Введение В связи с существованием космических объектов, опасных с точки зрения возможного соударения с Землей, большой интерес представляет моделирование процесса взаимодействия метеоритов с поверхностью Земли и защитными конструкциями

В данной работе рассматриваются задачи о высокоскоростном ударном взаимодействии крупного метеорита с полупространством горной породы и метеоритной частицы со стальной пластиной в рамках модели упругопластической пористой среды с учетом разрушения, плавления и испарения веществ. Прочность материалов учитывается как при высоких, так и сверхвысоких скоростях удара, так как она определяет, во-первых, скорость затухания ударной волны, во-вторых, связанный с этим конечный размер кратера. Из-за математической сложности подобной задачи даже при сильных упрощающих предположениях допускается лишь численный анализ [1]. Такой подход принят и в настоящей работе.

Для численного решения используется эйлеровская методика [2, 3]. Термодинамические параметры взаимодействующих сред определяются с помощью широкодиапазонного уравнения состояния [4]. При моделировании разрушения материала учитываются два механизма повреждения тел, отрывной и сдвиговой, реализующиеся путем накопления микроповреждений за счет роста пор и работы пластических деформаций. Энергия плавления определяется с помощью критерия Линденманна.

Удар крупного метеорита по поверхности суши. Рассматривается контактное взаимодействие железного метеорита в форме шара с плоским полупространством гранита при скорости удара 30 и 15 км/с. Диаметр ударника равен 10 м, характерное время процесса составляет 1 мс. Влияние масштабного фактора при расчете кинетического процесса разрушения среды, характерное время которого укладывается в микросекундный диапазон, сказывается таким образом, что накопление повреждений относительно 1 мс происходит практически мгновенно.

На рис.1 приведена хронограмма процесса проникания железного метеорита в гранит для скорости удара 30 км/с. В правой полуплоскости дано поле скоростей ($u_{\text{max}}=30$ км/с), в левой - поле давлений, где обозначено: (-) $P<0,01$ ГПа; (.) $P=5...20$ ГПа; (+) $P=20...50$ ГПа; (x) $P=50...100$ ГПа; (*) $P>100$ ГПа.

Наблюдаемая в расчете возмущенная зона представляет собой эллипсоид, расширяющийся вглубь пространства со скоростью ударной волны. Разрушение гранита происходит при нагрузке 1...2 ГПа. Термодинамическое состояние разрушенного материала таково, что он плавится и испаряется. Мате-

риал ударника почти по всему объему находится в газообразном состоянии и расширяется, несмотря на сильное противодействие со стороны сжатых продуктов гранита.

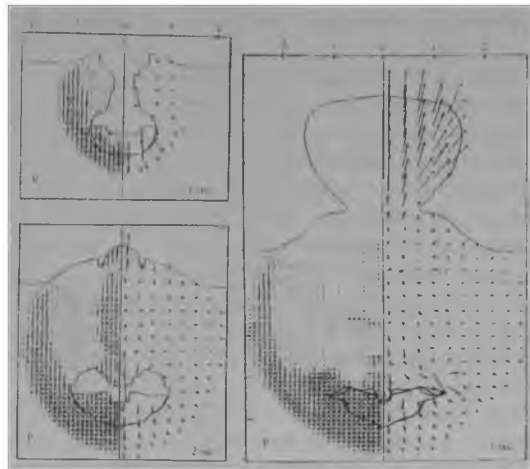


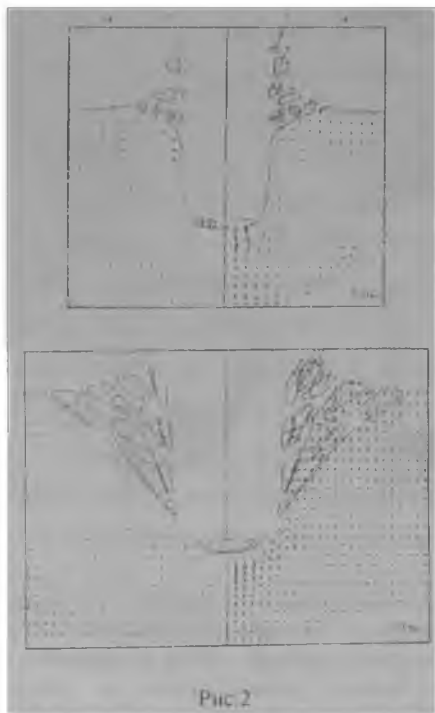
Рис.1

В результате лицевого выброса над поверхностью преграды формируется высокотемпературное, порядка 10000...40000 К, облако газообразных продуктов гранита, расширяющееся со скоростью 25...28 км/с. Ударник при этом движется вглубь преграды со скоростью порядка 9 км/с, и его термодинамические параметры имеют следующие значения: давление равно 50...130 ГПа, температура - 40000...50000 К.

Данный расчет охватывает сложную фазу проникания, когда сформировано течение, ответственное за выброс материала и дальнейшее движение ударника вглубь преграды. По этим результатам с большой достоверностью можно сказать, что величина воронки определяется не глубиной проникания метеорита, а количеством выброшенного из кратера материала. При этом конденсированные остатки метеорита будут находиться ниже дна кратера.

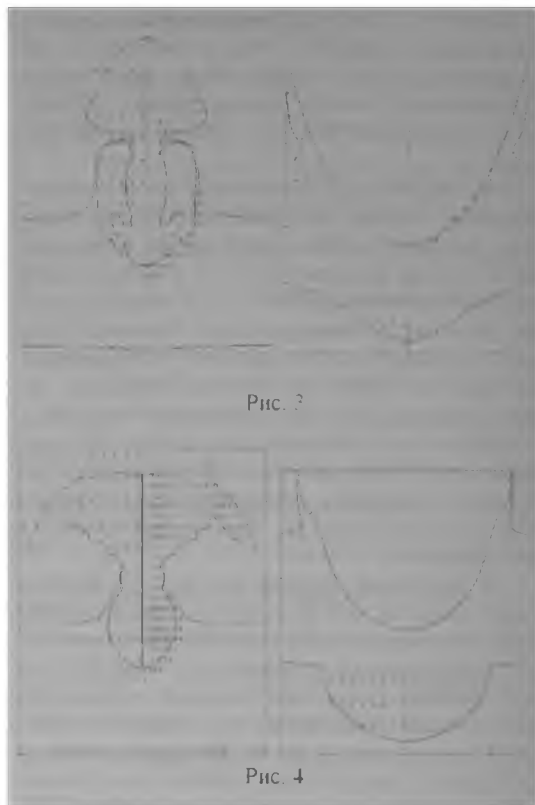
На рис.2 приведены результаты проникания метеорита в гранит при скорости удара 15 км/с для 8 и 50 мс. В левой полуплоскости введены обозначения зон разрушения: (-) отрыв, (+) сдвиг, (x) дробление по сдвигу, (*) плавление. В правой - поле скоростей ($u_{\text{max}}=2,7$ км/с и 0,5 км/с для 8 и 50 мс соответственно). Данный расчет проведен до полного торможения метеорита, хотя это не говорит о завершении процесса кратерообразования. В представленных результатах наблюдается качественно другая картина проникания, чем при скорости 30 км/с. На первом этапе внедрения метеорит вытесняет

горную породу. Вслед за ударной волной распространяется зона сдвигового разрушения. Позже (5, 10 мкс) вдоль лицевой поверхности гранитного полупространства возникают растягивающие напряжения, приводящие к отрывному разрушению и разлету осколков со скоростью порядка 0,2 начальной скорости. При данной скорости удара наблюдается плавление метеорита и гранита вдоль поверхности контакта



точку удара пространстве. Пористая метеоритная частица (а именно такая по свойствам приближена к реальным космическим объектам) наносит более значительный ущерб защитной конструкции.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 98-01-00293).



Удар метеоритной частицы по защитной пластине Рассматривается задача о соударении со скоростью 30 км/с компактного стального цилиндра диаметром 3 мм и равного ему по массе и диаметру цилиндра с относительным содержанием пустот 64%, имитирующими метеоритную частицу, со стальной пластиной толщиной 30 мм. В [5] приводится сравнительный анализ такого взаимодействия для скорости удара 3,69 км/с, где показано, что от удара пористым цилиндром глубина кратера на 67% глубже кратера от монолитного при близости их диаметров.

На рис.3 представлена картина проникания монолитного цилиндра через 4,75 мкс ($u_{max}=11,14$ км/с) и 36,24 мкс ($u_{max}=0,59$ км/с) после соударения, на рис.4 - пористого через 2,75 мкс ($u_{max}=19,58$ км/с) и 41,75 мкс ($u_{max}=0,49$ км/с). На рисунках отмечены зона разрушения (x), плавления (■), испарения (□) и двухфазная смесь жидкость - пар (+). Глубина кратера от пористого ударника на 13% больше. В обоих случаях над преградой выбрасывается высокотемпературное и высокоскоростное облако из жидких и парообразных продуктов ударника и преграды, которое может быть опасным в окружающем

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. // Изв. РАН. МТТ. 1997. №4. С.77-85.
2. Ефремова Л.В., Корнесв А.И., Трушков В.Г. // ФГВ. 1987. Т.23. №2. С.110-115.
3. Хабибуллин М.В. // ВАНТ. Сер: Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18-24.
4. Жуков А.А. // Механика деформируемого твердого тела. Томск: ТГУ, 1987. С.70-79.
5. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Козорезов К.И. и др. // ДАН. 1997. Т.355. №2. С.192-195.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕРМОСИЛОВОГО НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ В ДВУ- И ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКАХ

Барашков В.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822) 410529, факс (3822) 234847

Математическая постановка задачи о деформировании упругого тела в самом общем случае выражается в виде вариационных принципов теории упругости. Эти принципы заключают в себя некоторые основные теоремы в форме интегральных равенств связывающие напряжения, деформации и перемещения во всем объеме деформируемого тела. Из этих принципов выводятся все основные уравнения теории упругости - геометрические, физические, равновесия и совместности. Вариационные принципы представляют собой теоретическую основу современных численных методов (МКЭ, ВРМ), позволяющих находить эффективные решения задач в тех случаях, когда аналитическое интегрирование уравнений теории упругости не представляется возможным. Благодаря этому задача определения напряженно-деформированного состояния (НДС) упругого тела может быть сведена к вариационной задаче.

Для решения термоупругопластической задачи используется вариационный принцип Лагранжа для функционала полной потенциальной энергии системы "тело-нагрузка". Этот принцип является экстремальным, ибо для действительно НДС функционал полной потенциальной энергии достигает минимума по сравнению с другими возможными состояниями упругого тела. Уравнения равновесия и статические граничные условия служат уравнениями Эйлера для функционала энергии. Поэтому при решении задачи термоупругопластичности в вариационной постановке нет необходимости заранее удовлетворять граничным условиям в напряжениях.

Анализ НДС проводится вариационно-разностным методом (ВРМ) [1,2]. Метод сводит проблему к отысканию экстремума функции многих переменных - компонент вектора перемещений в узлах конечно-разностной сетки, нанесенной соответствующим образом на исследуемое тело. При этом для представления пространственных производных используются так называемые естественные аппроксимации. При дискретизации задачи традиционно применяются трех- и четырехугольные ячейки. Если тело состоит из материалов с различными физико-механическими характеристиками (ФМХ), то сетка наносится так, чтобы они не терпели разрывов в пределах ячейки. Приближенное конечно-разностное выражение полной потенциальной энергии системы по-

лучается в предположении, что все функции и их производные остаются постоянными в пределах каждой ячейки.

Для решения упругопластической задачи используется деформационная теория пластичности А.А. Ильюшина. В общем случае функционал энергии является неквадратичным и решение физически нелинейной задачи сводится к последовательной минимизации квадратичных функционалов с уточняемыми в каждом приближении параметрами нелинейности. Нахождение минимума функции энергии возможно проводить непосредственно, либо используя необходимое условие экстремума. Последний способ приводит к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), реализация которой проводится либо прямыми, либо итерационными методами. Опыт решения двумерных осесимметричных упругопластических задач показывает, что метод исключения Гаусса для решения СЛАУ по времени счета оказывается предпочтительнее итерационных методов.

С помощью созданного варианта вариационно-разностного метода был решен целый ряд задач термоупругопластичности в статической и квазистатической постановках для существенно неоднородных тел вращения в двух- и трехмерной постановках.

Теоретико-экспериментальное исследование НДС элементов конструкций, выполненных из порошковых материалов, представлено в работе [3]. Сделан вывод о необходимости определения ФМХ порошковых материалов непосредственно на изготовленных из них деталях, поскольку свойства материала формируются в процессе их изготовления. Для исследованного порошкового материала при расчете НДС использовалась модель упругопластического тела с линейным упрочнением, ибо при всех структурных и физических отличиях порошковый материал при механическом квазистатическом нагружении феноменологически ведет себя аналогично большинству традиционных конструкционных материалов. Рассмотрено решение контактных задач типа посадки с натягом цилиндрических тел с наполнителем в упругопластической постановке, где итерационным методом реализуется геометрически линейное и нелинейное деформирование.

Вопросы надежности химического производства имеют большую значимость в силу уже-

сточения гребований экологической безопасности. В работе [4] представлена методика определения упругопластического НДС конструктивных элементов химических аппаратов при термосиловом нагружении и приведены конкретные примеры расчета. Анализ причин аварийного разрушения емкости химического аппарата, имевшего место на ТНХК, представлен в работе [5]. Решение термосиловой задачи показало, что нарушение технологии изготовления обечайки емкости (лист стали другой марки) привело к разрушению материала в районе сварного шва. Наличие температурных напряжений учитывалось с помощью метода устранения деформаций. Проводился анализ поведения элементов и корпуса транспортно-технологического контейнера для транспортировки химических веществ в аварийных ситуациях, и давались рекомендации по конструктивному выполнению отдельных узлов.

Разработанный вариант ВРМ и созданная методика позволяют решать некоторые задачи динамики в том случае, когда время нарастания нагрузки достаточно велико. Было проведено исследование НДС, выполненных из материалов с различными ФМХ поддонов сложной конфигурации при высокоскоростном метании элементов различной формы [6]. При этом вводились дополнительные массовые силы, которые являются следствием сведения нестационарной задачи к квазистатическому решению, и что следует из принципа Даламбера.

При разработке методики расчета трехмерной пространственной задачи теории упругости для аппроксимации деформаций, которые берутся в виде соотношений Коши, использовались выражения для пространственных производных от скалярной функции через интеграл по замкнутой поверхности. Тестирование разработанного алгоритма проводилось решением задач: 1) о деформировании трубы под давлением (задача Ламэ); 2) о растяжении прямоугольной пластины с круговым отверстием [7]. На примере решения задачи о деформировании тела, представляющего собой часть цилиндра с отверстием, исследовано влияние граничных условий на размерность задачи (одномерная, двумерная, трехмерная), а также рассмотрены достоинства и недостатки прямого и итерационных методов реализации СЛАУ при решении трехмерной задачи теории упругости и пластичности [8].

Использование быстродействующего метода Гаусса для решения СЛАУ позволило создать алгоритм прочностного рационального проектирования осесимметричных упругопластических конструкций [9]. Суть его состоит в перераспределении материала по конструкции в соответствии с заданными ограничениями геометрического и прочностного характера: происходит уменьшение объема материала конструкции по сравнению с исходным проектом, если последний взят с за-

пасом по прочности и увеличение веса в противном случае.

Итак, разработанный вариант ВРМ и методики являются достаточно простым и надежным инструментом реализации задач пространственного термоупругопластического деформирования и рационального проектирования машиностроительных конструкций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гриффин Д.С., Келлог Р.Б. Численное решение осесимметричных и плоских задач теории упругости // Механика. Период. сб. переводов иностр. статей. М.: Мир, 1968. № 2. С.111-125.
2. Барашков В.Н. К расчету упругопластических осесимметричных деформаций тел вращения // Теория упругости и пластичности. Томск: Изд-во ТГУ, 1978. С.3-10.
3. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Теоретико-экспериментальное исследование НДС элементов конструкций, изготовленных из порошковых материалов // Изв. вузов. Машиностроение. 1987. № 1. С.7-11.
4. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Численная оценка напряженно-деформированного состояния аппаратов химического производства с позиций механики деформируемого твердого тела // Хим. промышленность. 1996. № 2 (121). С.54 (120)-59 (125).
5. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Анализ НДС в окрестности сварного шва при термосиловом нагружении сосуда давления // Изв. вузов. Машиностроение. -1993. № 7-9. С.15-20.
6. Барашков В.Н. Математическое моделирование деформирования метаемых поддонов // Межд. конф. "Весиб. чтения по математ. и механ.". Тезисы докладов. Т.2: Механика. Томск, ТГУ, 1997. С.183-184.
7. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Алгоритм реализации трехмерной задачи теории упругости и пластичности // Моделирование в механике. Новосибирск. 1993. Т.7 (24). № 4. С.10-25.
8. Барашков В.Н. Анализ методов реализации системы линейных алгебраических уравнений при решении трехмерных задач теории упругости и пластичности // Межд. конф. "Математ. модели и числ. методы механ. сплошных сред". Тезисы докл. Новосибирск. 1996. С.146-148.
9. Барашков В.Н., Люкшин Б.А. Алгоритм прочностного проектирования осесимметричных упругопластических конструкций с использованием вариационно-разностного метода // Прикл. пробл. прочн. и пласт. Анализ и оптимизация деформируемых систем: Всес. межвуз. сб. Горький: Изд-во ГГУ, 1988. С. 91-97.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНИКОВ СО СЛОИСТО-РАЗНЕСЕННЫМИ КОНСТРУКЦИЯМИ

Белов Н.Н., Югов Н.Т., Хабибуллин М.В., Афанасьева С.А.,

Христенко Ю.Ф., Валуйская Л.А., Мельникова Н.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822) 410560, факс (3822) 410347, e-mail: svetl@niipmm.tsu.tomsk.su

В [1] предложена методика расчета последствий ударного взаимодействия метеоритной частицы с элементами защиты космических летательных аппаратов. Создан комплекс программ для ПЭВМ, позволяющий проводить решение задач высокоскоростного удара в двумерной и трехмерной постановках. В основу этого комплекса положена математическая модель [2, 3], описывающая поведение сред сложной структуры с учетом больших деформаций, неупругих эффектов, фазовых превращений (в том числе полиморфных) и разрушения. Отрывное разрушение в материале рассматривается как процесс роста и слияния пор под действием изотропного растягивающего напряжения. Моментом завершения локального макроскопического разрушения конденсированного материала является достижение относительным объемом микропустот критической величины. Пороговым пределом для развития сдвигового разрушения является критическая величина удельной работы пластических деформаций. Считается, что при достижении данной величины образуется ортогонально максимальному главному сжимающему напряжению трещина сдвига, раскрытие которой происходит под действием растягивающих напряжений, возникающих в результате интерференции встречных волн разрежения. Поведение поврежденного трещиной материала описывается приведением напряженного состояния к такому виду, при котором отсутствуют нормальные напряжения поперек трещины. Локальным критерием разрушения элемента материала и в этом случае является предельная величина относительного объема микропустот. Разрушенный материал перестает сопротивляться растяжению и описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений.

Проведение экспериментальных исследований одновременно с расчетами процессов высокоскоростного удара на ПЭВМ позволяет глубже понять результаты эксперимента и дать им верную физическую интерпретацию. Кроме того, вычислительный эксперимент дает возможность прогнозировать поведение материалов и элементов конструкций из них в области скоростей удара, недоступной натурному или лабораторному эксперименту.

Применение методики, изложенной в [1], позволило исследовать в диапазоне скоростей удара 2–30 км/с процесс соударения метеоритной частицы с двумя расположенными друг за другом экранами. В данной работе рассматривается задача об ударном

взаимодействии частицы с защитной конструкцией, состоящей из трех расположенных на некотором расстоянии друг от друга экранов. При этом экраны могут быть как однолистовыми, так и многолистовыми, то есть состоящими из нескольких слоев материалов с различными физико-механическими характеристиками.

Система разнесенных экранов наиболее эффективна при высоких скоростях удара, когда осколочный поток, образованный при пробитии первого экрана, расширяясь в поперечном направлении, взаимодействует со вторым экраном по гораздо большей площади. В результате интенсивность нагружения второго экрана резко падает. Практика показывает, что наибольшую опасность представляют частицы, имеющие скорость 2–3 км/с.

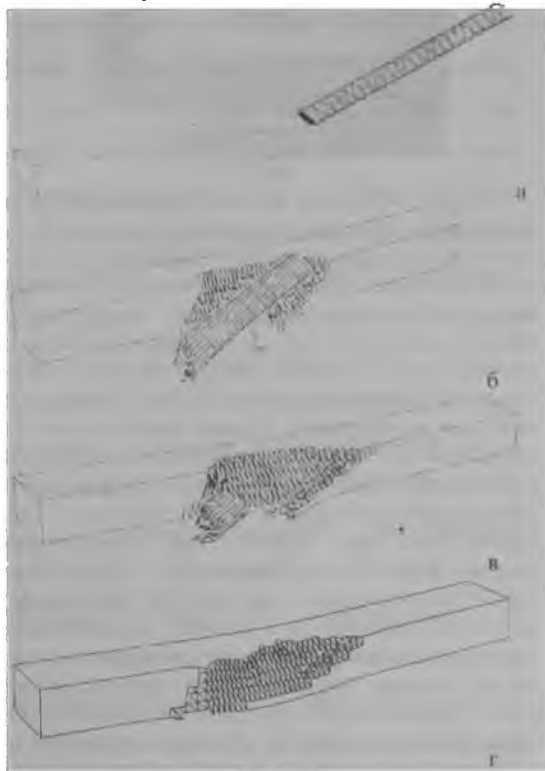


Рис. 1

На рис. 1 представлены результаты математического моделирования ударного взаимодействия цилиндрического стержня из вольфрамового сплава диаметром 6 мм и высотой 60 мм с системой из трех пространственно разнесенных стальных экранов

толщиной 10мм. Расстояние между экранами 10мм, скорость удара 2.1км/с. Вектор скорости стержня совпадает с его осью симметрии и образует с внутренней нормалью экрана угол 60°. Задача решалась численным методом конечных элементов, основные соотношения которого для случая трех пространственных координат приведены в [4].

Пробивание первого экрана заканчивается примерно через 20мкс. Происходит частичное разрушение головной части стержня (рис. 1.б. $t=32\text{мкс}$). При $t=35\text{мкс}$ начинается взаимодействие ударника со вторым экраном. Картина деформирования и разрушения второго экрана и стержня представлена на рис. 1 в ($t=67\text{мкс}$). В процессе пробивания ударник сильно срабатывается, однако оставшаяся часть обладает достаточной кинетической энергией для пробивания и третьего экрана (рис. 1.г. $t=120\text{мкс}$).



На рис.2 приведена картина деформирования и разрушения защитной конструкции, состоящей из многослойных экранов, расположенных друг от друга на расстоянии 50мм, при ударе по ней частицей весом 0.47г со скоростью 8.01км/с. Частица представляет собой составной цилиндр диаметром 8мм и высотой 5мм. С лицевой стороны ударника расположен стальной слой толщиной 0,5мм. Второй слой выполнен из графилона. Первый экран состоит из теплозащитного покрытия (асботекстолит $h_1=8\text{мм}$) и алюминиевой подложки ($h_2=4,8\text{мм}$). Второй экран трехслойный (алюминий $h_3=4,8\text{мм}$, свинец $h_4=5\text{мм}$, ПММА $h_5=2,7\text{мм}$). Третий вновь двухслойный (алюминий $h_6=4,8\text{мм}$, асботекстолит $h_7=20\text{мм}$). При данной скорости удара, как видно из фотографии, произошло пробитие двух экранов. Компьютерное моделирование рассматриваемого эксперимента позволяет детально проанализировать процесс соударения. Решение задачи проведено в двумерной осесимметричной постановке численным методом [5].

На рис.3 представлены картины деформирования и разрушения первого и второго экранов и поля массовых скоростей в них. Области разрушенного материала отмечены точками. Пробитие первого экрана происходит к моменту времени 7,8мкс. Ударник полностью срабатывается. Алюминиевый слой разрушается по сдвиговому механизму с образованием

пробки. Относительный объем микродефектов в материале пробки не превышает 5%. В области разрушения образуются радиальные трещины. Максимальная величина массовой скорости в пробке равна 1.9км/с. В области разрушения слоя теплозащитного покрытия над пробкой относительный объем пустот достигает 80%.

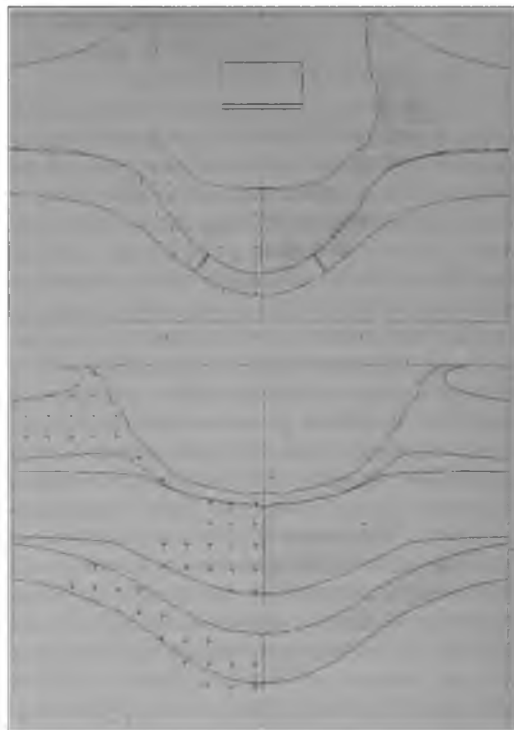


Рис.3

Пробитие второго экрана происходит к моменту времени 16,4мкс с начала ударного взаимодействия осколочного потока с ним. Максимальная скорость частиц ПММА достигает 390м/с, свинца - 190м/с. Свинцовый слой разрушается по отрывному механизму. Образующийся при этом поток осколков не приводит к существенному деформированию и разрушению третьего экрана.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Югов Н.Т. и др. // Космические исследования. 1997. Т.35. №5. С.480-486.
2. Белов Н.Н., Коняев А.А., Стуканов А.Л. и др. // Изв. РАН. МТТ. 1997. №1. С.64-70.
3. Белов Н.Н., Демидов В.Н., Ефремова Л.В. и др. // Изв. вузов. Физика. 1992. №8. С.5-48.
4. Югов Н.Т. // Изв. АН СССР. МТТ. 1990. №1. С.112-117.
5. Хабибуллин М.В. // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18-24.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЗОСТРУКТУРЫ НА РАЗРУШЕНИЕ СТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Герасимов А.В.*, Кректулева Р.А.**

*НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410529, fax: (3822) 410347, e-mail: ger@niipmm.tsu.tomsk.su

**ИФГМ СО РАН
634021, г. Томск, пр. Академический, 2/1
Тел. (3822) 286876, fax: (3822) 259576
E-mail: ispms@ispms.tomsk.su

В последнее десятилетие в развитии физики и механики сплошных сред намечилось качественно новое направление, связанное с изучением влияния внутренней структуры материала на изменение его свойств под нагрузкой [1,2]. Существенный толчок в развитии этого направления оказала теория мезоскопических масштабных уровней академика В.Е. Панина [3]. Кратко суть данной теории в приложении к деформированию материала состоит в том, что при нагружении в материалах происходят самосогласованные процессы трансформации внутренней энергии на самых разных масштабных уровнях: микро, мезо и макро. Каждый из этих уровней вносит свой вклад в конечное состояние материала.

В настоящей работе на основе модельных представлений, развиваемых авторами [4,5], исследуются механизмы деформации и разрушения в стальных образцах с различной формой внутренних включений из железокремниевой керамики. При этом реализована идея совместного решения двух взаимосвязанных задач: моделирование материалов с произвольным распределением физико-механических свойств и расчета процессов деформирования и разрушения, протекающих в этих материалах при различных скоростях динамического нагружения. Процесс нагружения моделировался высокоскоростным

взаимодействием компактного цилиндрического ударника с цилиндрической пластиной конечных размеров. Скорость удара варьировалась в пределах 500-1500 м/с. Для описания напряженно-деформированного состояния и разрушения материала ударника и пластины использовалась модель идеальной упругопластической среды. Определяющие соотношения задавались в форме Прандтля-Рейса с условием текучести Мизеса. Расчет термомеханических свойств стального образца с включениями осуществлялся по специально разработанным уравнениям состояния многокомпонентных сред. Основная система уравнений, базирующаяся на законах сохранения массы, импульса и энергии, дополнялась кинетическим уравнением, описывающим разрушение как процесс образования, роста и сжатия пор. Математическая постановка и метод численного решения сформулированной таким образом задачи изложены в работах [4,5].

Приведем результаты выполненных численных экспериментов. Ограничимся рассмотрением включений, представленных на рис.1. Нетрудно заметить, что геометрия включений задавалась двух типов: пластинчатые (их площадь в горизонтальном сечении превышает начальную площадь действия приложенной нагрузки) и мелкозернистые (их горизонтальные площадки меньше, чем площадь действующей нагрузки). Расположение включений

варьировалось по глубине. Кроме того, мелкие включения смешались и по радиальной составляющей.

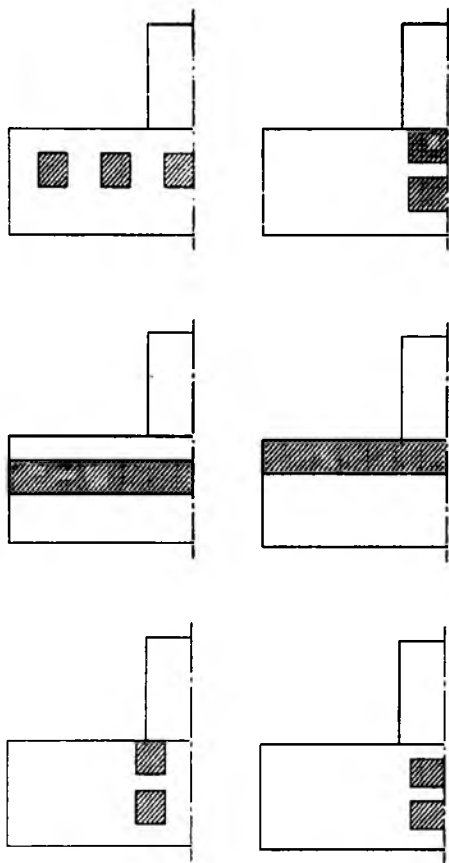


Рис. 1. Варианты распределения железокремниевых керамических включений в стальной матрице

В расчетах рассматривались мягкая (предел текучести 200 МПа) и прочная (предел текучести 640 МПа) стали, а также железокремниевая керамика состава: Fe—82,2%, Si—19,8% с пределом текучести 950 МПа.

Выполненные исследования показали, что наличие прочных включений в мягкой стали практически не защищает ее от разрушения. Это связано с тем, что сами включения являются дополнительными кон-

центраторами напряжений по границам контакта с матрицей. Включения керамики в прочной стали могут в 2 раза и более повышать прочность стали к ударным нагрузкам (в зависимости от расположения включений и отношения их общего объема к общему объему матрицы). Упрочняющее воздействие мезоскопических включений связано с тем, что рассмотренный тип керамики обладает повышенной объемной скоростью звука и, следовательно, повышенной скоростью распространения деформации по сравнению с материалом матрицы. Энергия деформационного возмущения успевает равномерно распространяться по всему объему материала за короткий промежуток времени, не вызывая повышенных очагов напряжения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: В 2-х т. //Под ред. В.Е. Панина. Новосибирск: Наука, 1995. 297 и 320 с.
2. Конструирование новых материалов и упрочняющих технологий //Под ред. В. Е. Панина. Новосибирск: Наука, 1996. 140 с.
3. Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985. 229с.
4. Кректулева Р.А., Герасимов А.В. Пространственное распространение ударного импульса в конденсированных градиентных средах //Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Труды XIII Межресп. конф.// Под ред. В.М. Фомина. Новосибирск, 1995. 104-108 с.
5. Герасимов А.В., Кректулева Р.А. Поведение материалов с градиентными упрочняющими покрытиями при интенсивных динамических нагрузках // Перспективные материалы. 1997. №6. С. 13-18.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПРОНИКАНИЯ УДАРНИКОВ И ПРОБИТИЯ ПРЕГРАД

Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Ольшанская Г.Г., Зайцев М.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410569, факс (3822) 234847

E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.tomsk.su

В работе представлена численная модель процесса соударения твердых тел в широком диапазоне скорости взаимодействия в двумерной постановке для случая осевой симметрии.

В соответствии с общим подходом к математическому моделированию процесса ударного взаимодействия твердых деформируемых тел в работе используются основная система уравнений механики сплошной среды и определяющие соотношения, описывающие поведение рассматриваемых материалов в рамках сжимаемой упругопластической модели с учетом разрушения. Уравнение состояния выбрано в форме Уолша. Константы этого уравнения известны для многих материалов, в случае отсутствия они определяются по ударной адиабате. Компоненты деватора тензора напряжений находятся по модели упругопластического течения, основанной на уравнениях Прандтля-Рейса, ассоциированных с условием текучести Мизеса [1, 2].

Процесс разрушения описывается моделью, учитывающей степень поврежденности материала по кинетике усредненного поведения микроповреждений в виде микропор сферической формы. Кроме того, используется критерий разрушения по величине энергии пластической деформации.

Если в рассматриваемой конструкции присутствует ВВ, то для вычисления момента времени инициирования с переходом в детонацию применяется критерий по минимальному инициирующему импульсу, выраженный через массовую скорость [3]. Критерий такого типа позволяет правильно описать опыты для конкретного ВВ в широком интервале плотностей.

Начальные условия соответствуют невозмущенной среде для всей расчетной области, за исключением массовой скорости в ударнике, которая равна начальной скорости удара. Граничные условия задают равным нулю вектор напряжений на свободных поверхностях и скольжение без трения на контактных поверхностях.

Поставленная таким образом краевая задача решается численным лагранжевым методом Джонсона, обобщенным на случай больших деформаций и разрушения материала на фракции посредством введения в модель механизмов расщепления расчетных узлов и разрушения расчетных элементов на контактных поверхностях [4], что позволяет моделировать глубокое проникание и пробитие преград. Применение такого подхода сохраняет присущую лагранжевым методам высокую экономичность и точ-

ность отслеживания контактных и свободных поверхностей.

Достоверность результатов численного моделирования устанавливалась путем решения ряда тестовых задач: о расчете амплитуд и скоростей ударных волн, о соударении двух одинаковых цилиндров, об ударе цилиндра и полый оболочки по жесткой стенке, о пробитии стальным шариком слабопрочной преграды.

Возможности разработанной численной модели проиллюстрированы решением ряда задач.

Так, расчетным путем смоделирован процесс пробития слоисто-разнесенных преград комбинированным ударником. Ударник выполнен из стали и вольфрама, заключенных в медную оболочку, а преграда - из алюминия и стали. Скорость удара задавалась в диапазоне до 3 км/с. Несмотря на сложную конструкцию ударника и преграды, расчет вариантов проведен практически до конца [4, 5].

Результаты расчетов показали, что вследствие интенсивных нагрузок элементы ударника и преград претерпевают значительные деформации и разрушаются на отдельные фрагменты.

Полученные для различных моментов времени результаты расчетов согласуются с общими физическими представлениями о процессе [6].

Следующей решена задача проникания сплошных и сегментированных стержней в толстые стальные плиты. Для сплошного стального стержня задавалось удлинение, равное пяти. Сегментированный стержень получается из разрезанного на пять равных частей сплошного стержня с разнесением, равным диаметру. Проведенные расчеты показали, что для сегментированных стержней наблюдается большая глубина и меньший диаметр кратера, чем для сплошных стержней, а процесс внедрения сплошных стержней короче по времени и сопровождается менее интенсивной волновой картиной. При рассмотрении изолиний давления хорошо виден цуг волн в плите, вызванных ударным действием сегментов стержня, в отличие от равномерного распределения давления при внедрении стержня.

Повышенная концентрация микроповреждений в обоих случаях наблюдается в приповерхностном слое, где возможен лицевой откол. Конечные значения рассчитанных параметров процесса соответствуют данным других авторов.

Для исследования зависимости момента инициирования конденсированного ВВ от параметров, характеризующих процессы ударного нагружения,

была выбрана система, состоящая из таблетки ВВ и пластинки ударника, выполненной из конкретного материала (ВНЖ, сталь, титан, алюминий, резина, полиэтилен). В качестве ВВ взято достаточно хорошо описанное в литературе вещество - РВХ-9404. Проведенными расчетами [5-7] установлена зависимость времени начала инициирования ВВ от скорости и материала ударника. Получены минимальные значения скорости ударников из различных материалов, при которых ударно-волновое нагружение вызывает инициирование, например: ВНЖ - 150,3 м/с; сталь - 162,6 м/с; титан - 171,9 м/с; алюминий - 187,8 м/с; резина - 1459,0 м/с; полиэтилен - 539,0 м/с.

Зависимость времени инициации от величины предела текучести материала ударника сильно ослабевает с увеличением начальной скорости ударника. Для ряда материалов зависимости времени инициирования от параметров, характеризующих материал ударника и динамику процесса, записаны в виде аппроксимирующих выражений и таблиц, удобных при проведении расчетов.

В настоящее время совершенно недостаточно исследованы вопросы динамики деформирования ударников с наполнителями при пробитии преград, что обусловлено прежде всего трудностями описания контактных и свободных поверхностей, число которых растет при разрушении материала. В связи с этим решена задача о пробитии преграды ударником в виде стальной оболочки цилиндрической формы, заполненной взрывчатым веществом РВХ-9094 [8,9].

Расчеты проводились в диапазоне скорости соударения от 200 до 1000 м/с. Установлено, что в первые моменты времени происходит как бы осадка цилиндра, обусловленная ударно-волновой деформацией, а преграда прогибается под действием ударника. При выполнении критерия по энергии пластической деформации преграда пробивается по механизму выбивания "пробки". За этот период скорость ударника снижается приблизительно на 0,9 V_0 . Пластическое выпучивание оболочки в радиальном направлении и ее взаимодействие с краями пробоины также вносят вклад в торможение ударника. Анализ напряженно-деформированного состояния оболочки ударника показывает, что характер ее разрушения соответствует появлению продольных (вдоль оси ударника) трещин. При увеличении начальной скорости соударения разрушение ударника и преграды начинается в более ранние моменты времени, появляется эффект отслоения оболочки от наполнителя в месте ее выпучивания, происходит более сильное загибание краев пробоины и большее укорочение ударника, в более ранний момент времени происходит самодетонация наполнителя.

С целью определения влияния размеров соударяющихся тел проведены расчеты для ударника и преграды, имеющих вдвое большие размеры

[10]. Сравнение полученных результатов показало, что основные параметры процесса качественно имеют тот же вид, а конечные значения их практически совпадают до скорости 700 м/с. При дальнейшем увеличении начальной скорости наблюдается некоторое расхождение, вызванное возрастающей ролью ударно-волнового деформирования.

Таким образом, результаты решения вышеприведенных задач позволяют рекомендовать представленную модель для широкого использования при описании процессов ударно-волнового взаимодействия твердых тел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704с.
2. Механика деформируемого твердого тела: Сб. статей / Под ред. В.П. Глазырина. Томск: ТГУ, 1992. 156с.
3. Детонация и взрывчатые вещества. / Под ред. А.А. Борисова. М.: Мир, 1981. 392с.
4. Глазырин В.П., Орлов Ю.Н. Моделирование процессов проникания ударников и пробития преград // Межд. конф. " Всесибирские чтения по математике и механике ". Тезисы докл. Т.2, Механика. Томск: ТГУ, 1997. С.195-196.
5. Глазырин В.П., Ольшанская Г.Г., Орлов Ю.Н., Зайцев М.В. Численное моделирование взаимодействия ударников с контейнерами, содержащими экологически опасные вещества // Межд. конф. " Сопряженные задачи механики и экологии ". Материалы. Томск: Изд-во ТГУ, 1996. С.14-15.
6. Глазырин В.П., Платова Т.М. О релаксации напряжения в металлах при ударном нагружении // Физика горения и взрыва. М.: Наука, 1988. № 1. С.79-83.
7. Глазырин В.П., Зайцев М.В. Численное исследование времени инициирования, конденсированного ВВ в процессах ударного нагружения // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики: Сб. статей / Под ред. И.Б. Богоряда. Томск: ТГУ, 1997. С.100-106.
8. Глазырин В.П., Дульнев А.И., Никифоров Г.Л., Орлов Ю.Н., Ольшанская Г.Г., Положенцева Л.П. Ударное взаимодействие неоднородного осесимметричного ударника с преградой // Межд. конф. по судостроению. С.-Петербург: ЦНИИ им. А.Н.Крылова, 1994. С.135-142.
9. Глазырин В.П., Дульнев А.И., Ольшанская Г.Г., Орлов Ю.Н. Расчет пробития тонких преград ударниками с наполнителями // Межд. конф. " Всесибирские чтения по математике и механике ". Тезисы докл. Т.2, Механика. Томск: ТГУ, 1997. С.196-197.
10. Зуев К.В., Ольшанская Г.Г. Численное исследование процесса пробития преграды по нормали симметричными ударниками // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики: Сб. статей / Под ред. И.Б. Богоряда. Томск: ТГУ, 1997. С.106-108.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОНИКАНИЯ СТЕРЖНЕЙ В МНОГОСЛОЙНЫЕ ПРЕГРАДЫ С НАПОЛНИТЕЛЯМИ

Григорян В.А., Белобородько А.Н., Хабибуллин М.В., Белов Н.Н., Югов Н.Т.,
Толкачев В.Ф., Афанасьева С.А., Назаров А.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822) 410560, факс (3822) 410347, E-mail: svetl@niipmm.tsu.tomsk.su

ОАО НИИ Стали

127411, г. Москва, ул. Дубнинская, 81*

тел.(095) 4846244, факс (095) 4854395, E-mail: nsteel@dol.ru

Для повышения стойкости защиты бронетанковой техники против кумулятивной струи широко используются конструкции, состоящие из тонкого противоосколочного и основного стальных листов, между которыми располагается слой наполнителя с малой плотностью. В работе расчетно-экспериментальным методом [1] проведены исследования влияния физико-механических свойств наполнителя на проникающую способность стержней из высокоплотных материалов в подобные конструкции.

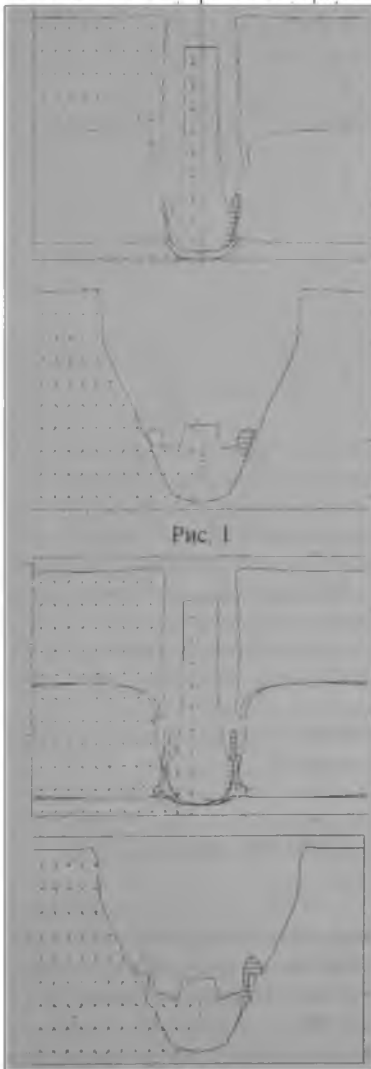


Рис. 2

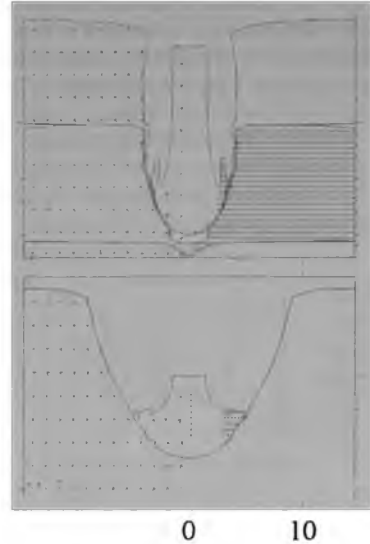


Рис. 3

На рис.1-3 представлены данные расчетов взаимодействия со скоростью 1600м/с ударника из ВНЖ-90 длиной 30см и диаметром 3см с тремя типами мишеней. Первая мишень состоит из стального листа толщиной 10см, воздушной прослойки той же толщины и полубесконечного стального слоя (тип 1). Во второй воздушная прослойка заменена слоем ПММА (тип 2), в третьей - слоем керамики АД-85 (тип 3). Рисунки иллюстрируют картины деформации и разрушения (•) ударника и мишеней в момент времени 210 мкс и в момент окончания расчета.

Таблица 1

Тип	l_1 , см	U_1 , м/с	T_2 , мкс	l_k , см	b_k , см
1	18,0	1240	660,0	6,6	39,8
2	17,9	1220	640,6	6,3	39,5
3	16,8	1160	640,8	7,0	36,7

В табл.1 приведены следующие обозначения: l_1 , U_1 - длина ударника и скорость его центра масс в момент времени $T_1=210$ мкс; l_k , b_k - окончательная длина ударника и глубина его проникания в момент времени T_2 . Глубина проникания отсчитывается от лицевой поверхности первого слоя. Из таблицы видно, что глубины проникания в разнесенную мишень и мишень с малопрочным наполнителем ПММА практически равны. Наибольшие потерю скорости и деформацию при пробитии двух слоев испытывает ударник при взаимодействии с мишенью, содержа-

шей керамику. К моменту пробития первого слоя керамика полностью разрушается и ударник проникает через разрушенный материал (среда типа песка). В этой мишени наблюдается наименьшая глубина проникания.

Лабораторные испытания проводились со стержнями из сплава ВНЖ-90 удлинением свыше 10 калибров и защитой двух видов - слоистой и разнесенной. Слоистая конструкция состояла из лицевой стальной пластины, промежуточного слоя из текстолита либо ПММА и стального блока. В разнесенной конструкции отсутствовал промежуточный слой. В опытах варьировалась толщина слоев с соблюдением геометрического подобия относительно длины ударника. Скорость удара изменялась в диапазоне 1-2 км/с.

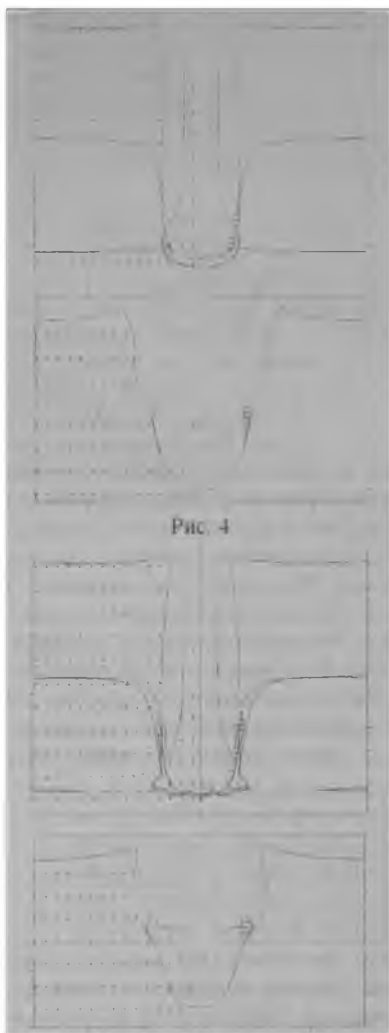


Рис. 4

Рис. 5

На рис. 4, 5 и в табл. 2 приведены данные расчетов и экспериментов по взаимодействию со скоростью 1380 м/с ударника из ВНЖ-90 длиной $l_0=6$ см и диаметром 0,6 см с разнесенной и слоистой конструкциями. Разнесенная мишень состоит из стального листа толщиной 2 см, воздушной прослойки той же

толщины и стального полубесконечного слоя (тип 1). Во второй мишени воздушный промежуток заменен слоем ПММА (тип 2).

Таблица 2

Тип	Расчет					Эксперим.	
	l_1 , см	U_1 , м/с	T_2 , мкс	l_k , см	b_k , см	l_k , см	b_k , см
1	3,5	1030	135	1,2	6,92	-	6,85
2	3,4	1020	125	0,9	6,56	0,8	6,60

Приведенные данные показывают хорошее согласование расчета с экспериментом по глубине проникания и остаточной длине стержней ($T_1=50$ мкс).

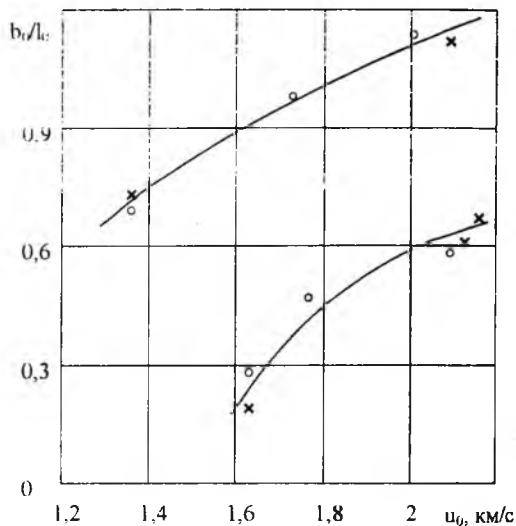


Рис. 6

На рис. 6 представлены экспериментальные зависимости безразмерной глубины проникания, приведенной к стальному эквиваленту, в слоистые и разнесенные конструкции от скорости удара. Кружочками отмечены значения для разнесенной конструкции, крестиками - для слоистой. Верхняя зависимость соответствует удару под углом 0° от нормали к лицевой поверхности мишени, нижняя - удару под углом 60° . Результаты экспериментов свидетельствуют о том, что в пределах погрешности измерения, глубина проникания высокоплотных стержней в рассматриваемые конструкции оценивается одним и тем же размером для фиксированной скорости удара.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 98-01-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Югов Н.Т., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В. и др. // Избранные доклады международной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. Т. 2. Ч. 2. С. 161-166.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ПО СИСТЕМЕ ТЕЛ

Гулидов А.И

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
тел. (3832)354279, факс (3832) 352268
E-mail: gai@itam.nsc.ru

Курлаев Н.В., Мишуков А.В.

Новосибирский государственный технический университет
630087, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20
тел. (3832)460609

В работах [1-2] теоретически и экспериментально было исследовано явление отскока коротких осесимметричных стержней из материала, подчиняющегося модели упругопластической среды, при ударе по жесткой преграде. До некоторой скорости удара, характерной для каждого материала, время контакта таких стержней с преградой, при одинаковых геометрических размерах, остается постоянным. Данный режим соответствует упругому поведению среды. При дальнейшем повышении скорости удара появляются пластические деформации и изменение времени контакта становится существенно зависимым от скорости удара. Критерием, определяющим время контакта, выбиралось условие отделения всех точек границы тела от преграды.

В данном случае рассматривается задача о распространении упругих волн по телам простой формы (стержень, усеченный конус, шар) и по системе, состоящей из таких тел. Характерный размер тел связан с диаметром шара $D=2\text{мм}$. Диаметр цилиндра равен высоте $d=h=D$. Материал тел - алюминий. Задача решается численно в двумерной постановке в случае осевой симметрии или плоского деформированного состояния с использованием программного комплекса KRUG24.

В качестве математической модели среды используется модель идеального упругопластического материала. Источником возмущений служит удар тела или системы тел по абсолютно твердой преграде. При малых скоростях удара или при выборе «завышенного» предела текучести материала реализуется упругий режим деформирования. Факт постоянства времени контакта для цилиндрических тел (линия 1), или близких к ним по форме (усеченные конуса, линии 2-3) подтверждается в широком диапазоне скоростей и показан на рис. 1. В данном случае это соответствует постоянству «средней» скорости распространения возмущений по телам такой формы. Здесь следует отметить, что время контакта для усеченных конусов зависит от того, каким торцом происходит удар по преграде. Время контакта больше при ударе узким торцом.

Из теории Сен-Венана следует, что время контакта длинных цилиндрических стержней с преградой должно равняться времени двойного пробега упругой волны со стержневой скоростью по длине стержня. В нашем случае это выполняется и для относительно коротких (длина больше трех калибров)

стержней. Поэтому при известном времени контакта и длине стержня можно определить среднюю скорость распространения возмущений по телу. Из графиков на рис. 1 следует, что средняя скорость упругих волн для тел, отличающихся от цилиндра, зависит от их формы. Следует отметить, что эта скорость не зависит от характерного размера тел ($D=h$), так как при изменении последнего пропорционально увеличивается время контакта.

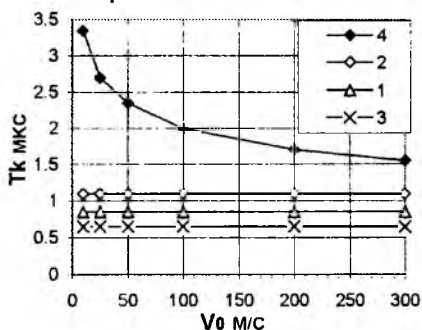


Рис. 1

Влияние формы тела на время контакта в значительной мере проявляется для шара (кривая 4). Здесь эта зависимость определяется скоростью удара. Данный факт достаточно хорошо известен из анализа задачи об ударе шара с использованием теории Герца и не неоднократно проверялся экспериментально [3]. Общий вид формулы: $T_k = \frac{AD}{\sqrt[5]{V_0}}$,

где A - константа, зависящая от прочностных свойств материала, D - диаметр шара, V_0 - скорость удара. Однако при этом волновые процессы в теле не рассматриваются, а исследуются только деформации в приконтактной области с использованием гипотезы Герца о виде зависимости силы от этих деформаций. Полученная в численных расчетах задачи в полной постановке зависимость времени контакта (рис. 1) упругого шара от скорости удара достаточно хорошо согласуется как с этой теорией, так и с экспериментом.

Далее рассмотрим случай составных тел. Экспериментально и теоретически распространение упругих волн в такого рода системах, составленных из шаров, детально исследовалось в работе [4]. При этом шары предполагались не деформируемыми, а условие взаимодействия между ними выбиралось из

теории Герца, которое в терминах напряженно-деформации имеет вид $\sigma = A \epsilon^2$, где A - константа материала [4].

Были проведены расчеты удара нескольких вариантов цепочек из пяти тел простой формы (представленных выше) по абсолютно жесткой преграде. Скорость удара $V_0 = 100 \text{ м/с}$. Сопоставление проводилось с однородным цилиндром той же длины. Диаметры у всех тел одинаковы. На рис. 2 представлены траектории движения переднего фронта волны сжатия вдоль каждой из системы тел. В качестве положения, определяющего положение фронта волны, выбиралась точка, где отклонение массовой скорости на оси симметрии в материале отличалось от исходной скорости удара на 1-2 процента.

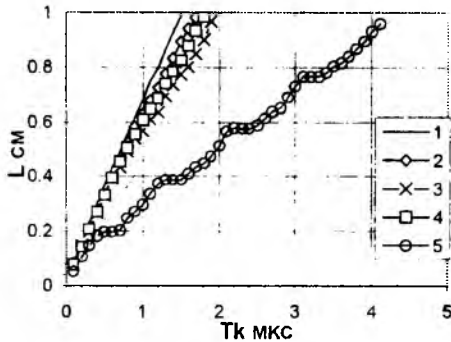


Рис. 2

Самая левая сплошная линия (1) соответствует траектории волны сжатия в однородном цилиндре. Как и следовало ожидать, скорость распространения волны по такому телу максимальна и близка к скорости стержневой скорости звука $C_E = \sqrt{E/\rho}$, где E - модуль Юнга, а ρ - плотность материала.

Далее следуют три траектории для системы тел, составленных из усеченных конусов (2-4). Крайние из них соответствуют вариантам, когда усеченные конусы составлены в виде «ёлочки» с вершиной вверх или вниз. Промежуточная траектория для случая, когда положение усеченных конусов в цепочке чередуется. Получаемая таким образом система тел аналогична стержню с переменным сечением, у которого боковая поверхность свободна от напряжений. Скорость распространения волны сжатия по такой системе тел меньше, чем в сплошном цилиндре, но отличается незначительно, хотя и зависит от вида функции, описывающей границу боковой поверхности.

Наиболее интересный результат получается, если цепочка тел составлена из шаров (кривая 5). Здесь можно отметить две характерные особенности. Во-первых, средняя скорость упругой волны сжатия значительно меньше стержневой скорости. Во-вторых, скорость распространения имеет существенно нелинейный характер, что и подчеркивается

различным наклоном полученной траектории к оси времени. На начальной стадии процесса волна движется по первому шару, контактирующему с преградой. Наклон траектории (прерывистая линия, обозначенная буквой а), характеризует скорость в шаре для исходной скорости удара. Затем следует резкое уменьшение наклона (скорости) волны, связанное с прохождением ею через границу контакта первого и второго шаров. Такое замедление проявляется и при прохождении волны через последующие контактные поверхности. Из теории соударения известно, что при соударении тел из одного и того же материала массовая скорость границы контакта равна половине скорости удара. С этой точки зрения в момент взаимодействия второго шара с первым реализуется аналогичный процесс и он отличается от удара первого шара по жесткой преграде, где скорость на границе контакта равна нулю. Поэтому скорость распространения упругой волны по последующим шарам отличается от скорости по первому. Это можно увидеть по наклону штриховых линий, проведенных через последующие точки траектории движения фронта волны сжатия. Анализ профиля массовой скорости во времени при переходе волны через границу между шарами показывает, что замедление происходит в результате малой площади контакта. В начале процесса эта площадь вообще равна нулю, так как в силу геометрии эта площадь вырождается в точку. Поэтому для прохождения волны через контактную поверхность необходимо определенное время, за которое площадь контакта достигнет необходимого размера и волна напряжений сможет «пройти» через неё. Расчеты с большим количеством тел в цепочке показали, что кривые, приведенные на рис. 2, продолжают без всяких изменений.

Таким образом, из приведенных результатов следует, что даже в случае упругих свойств материала скорость распространения возмущений по системе тел существенно зависит от геометрической формы этих тел.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гулидов А.И., Фомин В.М. Численное моделирование отскока осесимметричных стержней от твердой преграды//ПМТФ. -1980. N3. С.126-132.
2. Бойко В.М., Гулидов А.И., Папырин А.Н. и др. Экспериментально-теоретическое исследование отскока коротких стержней от твердой преграды//ПМТФ. 1982. N5. С.129-133.
3. Кильчевский Н.А. Теория соударения твердых тел. Киев: Наукова думка, 1969. 247с.
4. Нестеренко В.Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск: Наука, 1992. 200с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ПО РАЗНЕСЕННЫМ ПРЕГРАДАМ КОМПАКТНЫМ ТЕЛОМ

Гулидов А.И., Шабалин И.И.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1
тел. (3832)354279, факс (3832) 352268
E-mail: gai @ itam.nsc.ru

Для защиты космических аппаратов от удара частиц техногенного мусора и мелких метеоритов применяются тонкие однослойные и многослойные экраны, при столкновении с которыми налетающая частица, выбивая часть материала из преграды, разрушается и превращается в облако фрагментов. Взаимодействие высокоскоростной частицы с однородным экраном удастся описать в рамках инженерного подхода, однако оценить воздействие облака на защищаемый объект или пробитие разнесенной сплошной преграды довольно трудно. Поэтому возникает необходимость численного решения задач такого класса. В настоящей работе рассматриваются решения задач о пробитии однослойных и двухслойных разнесенных тонких преград сферической частицей в диапазоне скоростей встречи 2-5 км/с, полученные с использованием программного комплекса KRUG24. Проводится сравнение с экспериментальными данными по форме запреградного облака, скоростям движения осколков в головной части облака и диаметру выбиваемого отверстия в преграде. Получено удовлетворительное соответствие результатов расчета с данными эксперимента.

В сплошной среде под действием внешних динамических нагрузок возникают деформации, которые могут быть определены из уравнений движения и процесса Лагранжев подход обеспечивает отслеживание движения каждой материальной частицы, по координатам которых вычисляется напряженно-деформированное состояние среды. При значительных деформациях материала формируются нарушения сплошности среды и развивается процесс разрушения. Уравнение упругопластической модели Прандтля-Рейсса и математическая постановка задачи динамического взаимодействия деформируемых тел подробно рассматривались в работах [1-5].

Остановимся на критериях разрушения, дополняющих систему уравнений и описывающих процесс повреждения материалов. Реальные материалы обладают конечной прочностью на растяжение и сдвиг, что можно отразить с помощью неравенств на деформации

$$\varepsilon_i \leq \varepsilon_i^*, |\varepsilon_{\tau}| \leq \varepsilon_{\tau}^*,$$

при нарушении которых сплошной материал теряет сопротивляемость растягивающим и сдвиговым нагрузкам, здесь $\varepsilon_i, \varepsilon_{\tau}$ - максимальные деформации растяжения и сдвига.

При выполнении одного из критериев в ячейке материал считается разрушенным и в дальнейшем может быть заменен дискретным. Для описания процесса образования дискретных частиц конечного размера, моделирующих разрушенный материал, вводится параметр разрыхления $\chi = (1 - \rho / \rho_0)$. Если χ становится меньше критического значения χ^* , то поврежденный материал фрагментируется и заменяется дискретной средой.

Верификация метода расчета

Для иллюстрации работоспособности метода рассмотрим нагружение массивных преград по нормали цилиндрическими ударниками диаметром 8 мм и длиной $l=20$ мм, как это сделано в работе [6]. Один изготовлен из мягкой стали (динамическая твердость $H_d = 167$ кг/мм²), другой - из отожженной меди (динамическая твердость $H_d = 65$ кг/мм²). В качестве преград использовались массивные блоки диаметром 60 мм из дюралюминия (динамическая твердость $H_d = 67$ кг/мм²) и отожженного алюминия (динамическая твердость $H_d = 26$ кг/мм²).

Скорости удара равнялись 1380 м/с и 870 м/с, соответственно, для стального ударника в дюралюминий и медного в отожженный алюминий. Следуя [6], первый опыт будем называть "оригинальным", а второй - "модельным".

Глубина проникновения в обоих опытах равнялась 35.5 ± 0.5 мм. В расчете получены значения 36 и 37.4 мм, которые отличаются от экспериментальных данных на 1.4 и 5.4%. Хорошее соответствие получено не только для конечной глубины пробития, но и для всего процесса проникания.

Пробитие тонких преград

Рассмотрим задачу о высокоскоростном соударении стальной сферической частицы с тонкой стальной преградой в диапазоне скоростей встречи 2-5 км/с, геометрические параметры которых взяты из [7]. При выходе ударной волны на тыльную поверхность преграды формируется волна разгрузки, взаимодействие которой с боковыми волнами разгрузки приводит к возникновению области сильных растягивающих напряжений, вызывающих разрушение материалов частицы и выбиваемой части преграды. За преградой образуется облако дискретных частиц, моделирующих разрушенный материал. Однако данные частицы не являются реальными ос-

котками возникающими в реальном процессе разрушения. Тем не менее данная модель описывает основные черты формирующегося запреградного облака (рис. 1) где приведено сравнение форм расчетного и экспериментального [7] облаков. Начальные параметры стальной частицы и преграды были следующие: $d=10\text{ мм}$, $h=2\text{ мм}$, $V_p=3.73\text{ км/с}$, $t=13\text{ мкс}$

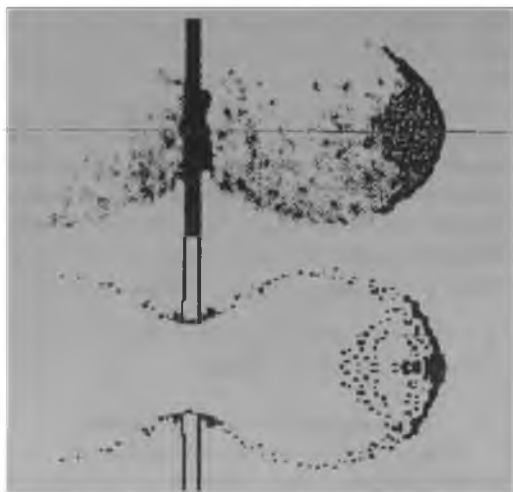


Рис. 1

На рис. 2. показано сравнение расчетных скоростей осколков в головной части облака с данными эксперимента [7], величины которых достаточно хорошо соответствуют экспериментальным скоростям.

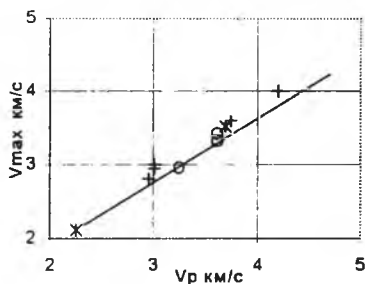


Рис. 2

Различными значками на рис. 2 показаны экспериментальные значения скоростей осколков головной части облака для $h/d=0.2$, при $d=3, 7$ и 10 мм в зависимости от скорости налетающей частицы V_p . Сплошная линия - результаты расчетов по программе KRUG24. Расчетные значения диаметров выбиваемого отверстия в преграде несколько завышены (порядка 10%) по сравнению с экспериментальными.

Пробитие двухслойной разнесенной преграды

Проведены расчеты соударения высокоскоростной частицы с двухслойной разнесенной преградой (пространственное разнесение $S = (0.5d, d, 2d, 3d)$). С увеличением разнесения изменяется структура облака за второй преградой, однако диаметр выбиваемого отверстия во второй преграде практически остается постоянным, т.е. головная часть запреградно-

го облака, сформированного после пробития первой преграды, на таких расстояниях сильно не изменяется, а движется достаточно компактно.

На рис. 3 приведен пример расчета пробития сферической стальной частицей стальной преграды из двух разнесенных слоев на момент времени $t=10\text{ мкс}$. Начальные данные задачи: $d=3\text{ мм}$, $h_1=h_2=0.6\text{ мм}$, $S=d$, $V_p=4\text{ км/с}$

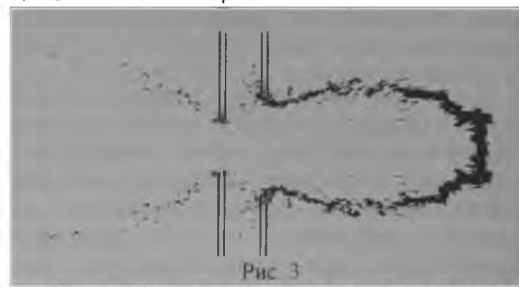


Рис. 3

Таким образом, показана применимость комплекса программ KRUG24 для решения задач в диапазоне скоростей 2-5 км/с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-01-01824).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гладышев А.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. и др. Применение принципов дискретно-континуального представления среды в задачах высокоскоростного взаимодействия тел// Моделирование в механике. Новосибирск, 1993. Т.7. N4. С.36-51.
2. Гулидов А.И., Шабалин И.И. Метод свободных элементов. Приложение к решению задач разрушения упругопластических тел. Новосибирск, 1994. С.32 (Препринт/РАН. Сиб. отд-ние. ИТПМ: N10-94).
3. Гулидов А.И., Шабалин И.И. Численная реализация граничных условий в динамических контактных задачах. Новосибирск, 1997. С.37 (Препринт/АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ: N12-87).
4. Гулидов А.И. Организация вычислительного процесса и структура данных при численном решении динамических задач механики деформируемых сред// Моделирование в механике. Новосибирск, 1991. N3. С.127-141.
5. Гулидов А.И., Шабалин И.И. Моделирование разрушенного материала дискретными частицами конечного размера// ПМТФ. 1997. Т.38. №3. С.14-19.
6. Беляков Л.В., Витман Ф.Ф., Златин Н.А. О процессе соударения деформируемых тел и его моделировании// ЖТФ. 1964. Т.34. С.519-522.
7. Stalp A.J., Hohler V., Schneider E. et. al. Debris Cloud Expansion Studies// Int. J. Impact Engng. 1990. V.10. P.543-553.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТРЕНИИ

Кривошеина М.Н.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН
634021, г.Томск, пр.Академический, 2/1
тел. (3822) 286885, факс (3822) 259576
E-mail: ispins @ ispins.tomsk.su

Уже 30-35 лет совершенствуются полимерные композиционные подшипники скольжения, содержащие политетрафторэтилен (ПТФЭ) [1-2]. Достоинствами таких подшипников являются, низкая стоимость, выигрыш в размерах и массе в 10-15 раз, бесшумность, слабая чувствительность к ударам, немагнитность, работа в агрессивных средах, низкий коэффициент трения при достаточной износостойкости, отсутствие растрескивания, работа в отсутствии смазки, наименьшая адгезионная способность. Из-за хладотекучести ПТФЭ в подшипниках скольжения используются композиции этого материала с графитом, стекловолокном, комплексами солей, различными каркасами. Наполнители ПТФЭ увеличивают износостойкость, теплопроводность, уменьшают хладотекучесть и линейное расширение композиции. Вследствие механохимических процессов, протекающих при трении, меняется природа поверхностных слоев тел. В контакте образуется "третье тело", свойства которого определяются режимами трения. Два контактирующих тела и окружающая среда являются исходными продуктами, формирующими "третье тело". На процесс его образования оказывает влияние множество явлений: оплавление полимеров, ориентация, термическая и окислительная деградация, а также перенос частиц металла.

При разрушении на отдельных участках "третьего тела" начинается трение наполнителя (каркаса) о металлическую поверхность вала. Коэффициент трения на этом участке увеличивается, происходит локальный нагрев. Из-за более высокого коэффициента термического линейного расширения ПТФЭ происходит самовосстановление "третьего тела".

Т.к. при внешнем трении скольжения взаимодействие твердых тел обусловлено процессами, происходящими в тонких (менее 10 мкм, реже - 20 мкм) поверхностных слоях этих тел, при численном моделировании рассматривается деформирование слоя толщиной 100 мкм.

В последние годы в области трибологии сформулированы и введены в рассмотрение три последовательных и взаимосвязанных этапа процесса трения: взаимодействие поверхностей, изменение поверхностных слоев в результате взаимодействия и разрушения поверхностей вследствие воздействия двух предыдущих этапов, т.е. износ. Эта триада И.В. Крагель-

ского [3-4] легла в основу многих последующих динамических моделей при решении отдельных частных задач.

Задача повышения долговечности узлов трения весьма сложная т.к. тенденция развития техники и технологии производства ведет к ужесточению режима работы машин, а значит и узлов трения по нагрузкам, скоростям, температурам, диссипируемым энергиям, вибрации, условиям воздействия различных газов и сред. Стремление к уменьшению габаритов узлов трения еще больше усложняет задачу. Вследствие развития новых направлений техники возникают новые виды ускоренного износа не известные ранее.

В данном случае рассматривается работа подшипника скольжения при скорости вращения вала 9000 об/мин, в глубинном насосе при наличии воды и частиц абразива.

При моделировании процесса деформирования поверхностных слоев узлов трения следует учесть, что трение является нестабильным граничным условием, обусловленным процессами физико-химической механики на поверхностях трения. В инженерной практике к расчетам на трение и износ предъявляются высокие требования по точности и надежности, в отдельных случаях значительно более высокие, чем требования к расчетам на прочность в задачах механики, где используются значительно большие значения коэффициента запаса [5].

При физическом и математическом моделировании этого процесса существенными считались следующие факторы: физическая нелинейность поведения материалов, составляющих композицию, большие деформации, возникающие в поверхностных слоях, зависимость процесса от времени, точный учет геометрических параметров (класс обработки материалов, наличие абразива между валом и подшипником).

Поэтому при численной реализации задачи используется МКЭ, модифицированный для динамических задач, который позволяет учесть все эти факторы, а также зависимость коэффициентов трения и других ФМХ полимеров, составляющих композицию, от времени и величины нагрузки.

Не рассматриваются эффекты, связанные с объемом подшипника скольжения, и задача реализована в двумерной постановке

Основные уравнения, описывающие поведение сжимаемого твердого материала для плоского случая, имеют следующий вид [6]:

$$\rho = -\rho(u_z + v_x)$$

$$\rho u = S_{xx} + S_{xz} - p_x$$

$$\rho v = S_{xz} + S_{zz} - p_z$$

$$\rho E = \frac{\rho \rho}{\rho} + S_{zz} v_z + S_{xx} u_x + S_{zz} (u_x + v_x)$$

$$2G \left(v_z + \frac{\rho}{3\rho} \right) = S_{zz}^\nabla + \lambda S_{zz}$$

$$2G \left(u_x + \frac{\rho}{3\rho} \right) = S_{xx}^\nabla + \lambda S_{xx}$$

$$G(u_x + v_x) = S_{xz}^\nabla + \lambda S_{xz}$$

где x, z - координаты, S_{zz}, S_{xx}, S_{xz} - компоненты дивергента напряжений, u, v - компоненты вектора скорости, ρ - плотность, E - удельная внутренняя энергия, G - модуль сдвига, λ - параметр, тождественно равный нулю при упругой деформации; верхний индекс ∇ означает производную по Яману. Шаровая часть тензора напряжений рассчитывается через модуль всестороннего сжатия. При нарушении условия текучести Мизеса

$$S_{ij} < 2/3 Y^2$$

каждая компонента дивергента напряжений умножается на корректирующий множитель

$$\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \frac{Y}{\sqrt{S_{ij} S_{ij}}}$$

где Y - предел текучести материала.

На рис.1 схематично показаны: А - поверхность недеформируемого вала, имеющего 9-й класс шероховатости, В - частицы абразива, С - часть поверхностного слоя композиционного подшипника скольжения, имеющего 6-й класс шероховатости

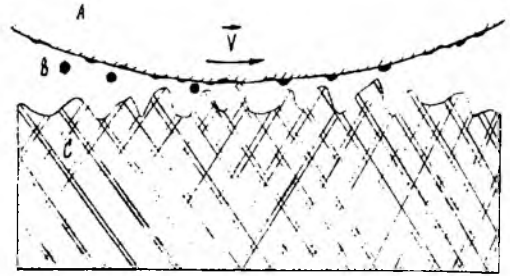


Рис.1

В настоящее время другими авторами численно решаются задачи по определению НДС полимерных подшипников скольжения в целом с помощью прикладных пакетов программ типа [7], в статической постановке и без учета различных ФМХ материалов, составляющих композицию. В данной работе сделана попытка проанализировать детально именно деформирование поверхностного слоя и процесс образования "третьего тела" в паре трения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Воронков Б.Д., Киричек Б.И. Антифрикционные коррозионно-стойкие материалы на основе фторопласта-40 "П". Л. 1968.
2. Попов Э.Н. Исследование долговечности фторопластсодержащих полиамидных подшипников скольжения при трении по стали без смазки: Канд. дис. Новочеркасск, 1968.
3. Крагельский И.В., Добычич М.Н., Комбалов В.С. Основы расчетов на трение и износ. М.: Машиностроение, 1977. 526 с.
4. Крагельский И.В., Михин И.М. Узлы трения машин. М.: Машиностроение. 1984. 277 с.
5. Воронков В.Д. Подшипники сухого трения. М.: Машиностроение. 1979. 224 с.
6. Джонсон Г. Р. Динамическое поведение осесимметричных тел под действием удара и вращения// Ракетная техника и космонавтика. 1979. Т. 17, № 9. С. 58-64.
7. ANSYS Revision 5.0 A. Users Manual 1-4 п/ж (1994). Программа конечно-элементного анализа.

ЗАДАЧА О ТЕПЛОМ УДАРЕ С УЧЕТОМ СВЯЗАННОСТИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ И ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Демидов В.Н.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН

634021, г. Томск, пр. Академический, 2/1

тел.(3822) 286876, факс (3822) 259576

E-mail: demidov@white.ispms.tomsk.su

Проблема теплового удара впервые была рассмотрена В.И. Даниловской в 1950 году в рамках так называемой теории температурных напряжений. Это наиболее простая постановка задачи, позволяющая получить аналитическое решение. В данной работе задача о тепловом ударе рассматривается в обобщенной постановке с учетом связанности тепловых и механических процессов. В этом случае учитывается взаимное влияние эффектов, обусловленных: 1) теплопроводностью, 2) динамическими (инерционными) членами, входящими в уравнения движения, 3) связанностью полей деформации и температуры, 4) тепловой инерцией (конечной скоростью распространения тепла) и 5) диссипативными процессами вследствие пластичности.

Классический закон Фурье

$$q_k(t, x) = -\lambda \nabla_k T(t, x) \quad (1)$$

приводит, как известно, к параболическому уравнению теплопроводности, описывающему распространение термических возмущений с физически нереальной (бесконечно большой) скоростью. Поэтому здесь мы рассматриваем обобщенный закон

$$q_k + \left(\frac{\partial q_k}{\partial t} + u_m \nabla_m q_k \right) = -\lambda \nabla_k T, \quad (2)$$

получающийся добавлением к левой части равенства (1) члена, учитывающего тепловую инерцию. С физической точки зрения отличие уравнений (1) и (2) заключается в том, что последнее учитывает "эффект запаздывания", обусловленный релаксацией системы к локальному термодинамическому равновесию. Уравнение (2) вместе с уравнением теплопереноса

$$\rho c_t \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_k \nabla_k T \right) = -\nabla_k q_k - 3KT\alpha \nabla_k u_k + s_{kn} e_{kn}^p, \quad (3)$$

описывает "тепловую часть" задачи. Отдельные слагаемые в правой части (3) ответственны за диссипацию энергии вследствие теплопроводности, эффекта связанности и пластического деформирования соответственно. Помимо уравнений (2), (3) математическая модель включает уравнения движения, неразрывности и определяющие соотношения, связывающие напряжения и деформации.

Задача о тепловом ударе заключается в расчете нестационарного волнового течения в полупространстве $x \geq 0$, граница которого при $t=0$ внезапно подвергается тепловому воздействию, в результате которого температура поверхности $x=0$ мгновенно повышается от начальной температуры полупространства T_0 до значения \hat{T} , и далее может изме-

няться по определенному закону $\hat{T} = \hat{T}(t)$.

Если пренебречь деформациями, сопровождающими процесс теплового удара, то задача сводится к решению уравнений (2), (3) при $u_k = 0$. В рассматриваемом здесь одномерном случае они легко интегрируются. Для начальных и граничных условий

$$T(0, x) = T_0, \quad \frac{\partial T(0, x)}{\partial t} = 0, \quad T|_{x=0} = \hat{T}(t)$$

аналитическое решение имеет вид

$$T(t, x) = T_0 + H(\xi) \left\{ \hat{T}(\xi) \exp\left(-\frac{x}{2a_T \tau}\right) + \frac{x}{2a_T \tau} \int_0^{\xi} \hat{T}(\eta) \frac{1}{\sqrt{\chi}} I_1\left[(2\tau)^{-1} \sqrt{\chi}\right] \exp\left(-\frac{t-\eta}{2\tau}\right) d\eta \right\} \quad (4)$$

где

$$\xi = t - xa_T^{-1}, \quad \chi = (t - \tau)^2 - x^2 a_T^{-2}, \quad a_T = \lambda(\rho c_t \tau)^{-1},$$

I_1 - функция Бесселя первого рода мнимого аргумента, H - единичная функция Хевисайда.

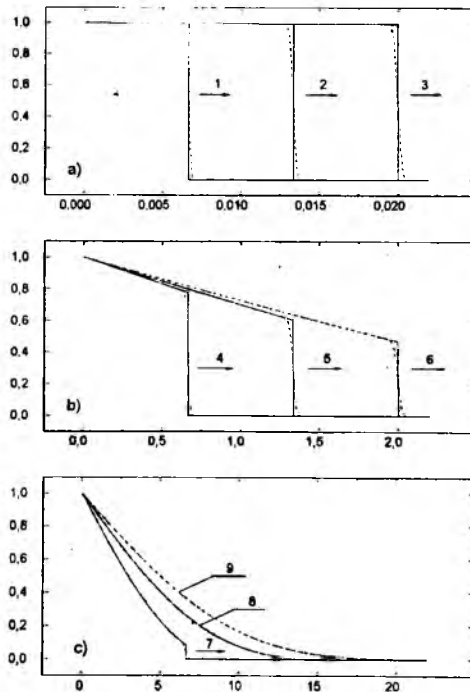


Рис. 1

Функция (4) описывает нестационарную тепловую волну, распространяющуюся в положительном

направлении оси x . На рис. 1 сплошной линией показано аналитическое решение, пунктиром - численное. По горизонтальной оси отложено расстояние от плоскости $x=0$, по вертикальной - значение безразмерной температуры $(T - T_0) \hat{T}^{-1}$. Численное решение получено с помощью метода С.К. Годунова. Кривые 1-9 соответствуют следующим значениям безразмерного времени $t' = t / \tau$:

0.005; 0.010; 0.015; 0.5; 1.0; 1.5; 5.0; 10.0; 15.0.

При $t \ll \tau$ тепловая волна выглядит как ударная волна, движущаяся с постоянной скоростью a_T , однако со временем скачок температуры в этой волне непрерывно уменьшается, стремясь к нулю. Решение, показанное на рис. 1, существенно отличается от решения классического (параболического) уравнения теплопроводности: но при $t \rightarrow \infty$ эти решения асимптотически сближаются. Отметим хорошее совпадение аналитического и численного решений на всех этапах распространения тепловой волны.

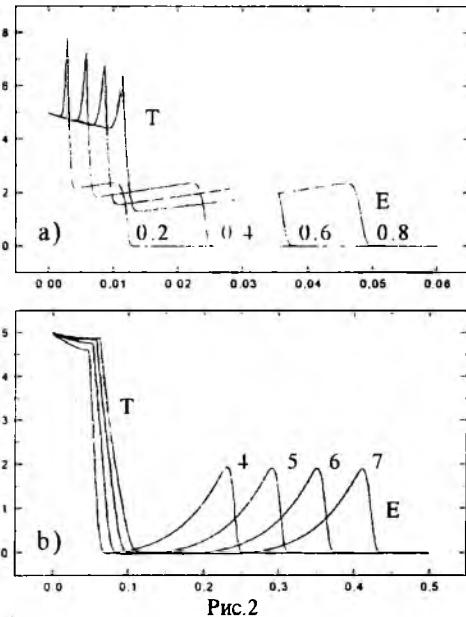


Рис. 2

Рассмотрим теперь задачу о тепловом ударе в "полной постановке". В этом случае в дополнение к тепловым граничным условиям необходимо задать еще механические условия. Мы рассматривали два типа таких условий: 1) граница $x=0$ свободна от напряжений и 2) она жестко закреплена. Результаты, соответствующие этим вариантам граничных условий, проиллюстрированы соответственно на рис. 2, 3, где показаны профили давления (Кбар), а цифры у кривых означают моменты времени $t' = t / \tau$. Распределение температуры в обоих случаях имеет вид, подобный показанному на рис. 1. Эффекты "связанности" и тип механических граничных условий сказываются слабо и лишь незначительно видоизменяют поле температуры, однако на поведение параметров напряженного состояния, эти факторы влияют очень существенно, приводя не только к количест-

венному, но и к качественному изменению решения.

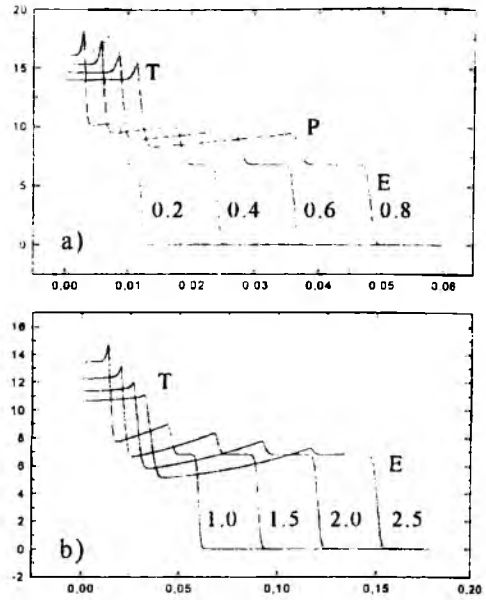


Рис. 3

Обратимся сначала к рис. 2. Упругопластическая волна, инициированная тепловым ударом, имеет несколько характерных участков: впереди распространяется со скоростью продольных упругих волн быстрая термоупругая волна (Е-волна), затем идет медленная Т-волна со скоростью a_T . Состояние среды в этих волнах меняется скачком. За Т-волной наблюдается интенсивное тепловое расширение материала, сопровождающееся уменьшением давления p , что приводит к образованию характерного пика. Затем p выходит на равновесное значение, соответствующее заданным граничным условиям $\sigma_{xx} \equiv \sigma_{xx} - p = 0$. Пик давления в Т-волне сохраняется до тех пор, пока существует конечный скачок температуры в этой волне (кривые 1-7 на рис. 1). Между Е- и Т-скачками содержится область непрерывного течения, соответствующая волне разгрузки. С течением времени эта волна снимает давление до нулевого (рис. 2, b): далее Т- и Е-волны выглядят изолированными. Однако между ними все время продолжается взаимодействие, и развивающиеся в Т-волне процессы существенно влияют на затухание Е-волны.

Если граница $x=0$ закреплена (рис. 3), то на графике давления появляется дополнительный скачок (Р-волна). В этом случае материал уже за Е-волной находится в пластическом состоянии, а в Р- и Т-волнах испытывает дополнительную деформацию. Волна разгрузки приводит сначала к исчезновению Р-волны (рис. 3, b), а затем - к затуханию Е-волны.

В заключение отметим, что полученное здесь решение (в отличие от известного в термоупругости) содержит ряд качественно новых эффектов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА

Коняев А.А., Платова Т.М., Толкачев В.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410560, факс (3822) 410347

E-mail: svetl@nppmmn.tsu.tomsk.su

Источником многопараметрической информации при проведении в НИИ ПММ фундаментальных и прикладных исследований проблем высокоскоростного соударения твердых деформируемых тел служат разработанные экспериментальные средства и методы измерений. Данные исследования, проводимые в лаборатории на различных моделях ударников и преград, сохраняют актуальность в последнее время в связи с необходимостью решения сложных задач оптимизации характеристик ударников и поиска принципиально новых эффективных схем защитных конструкций.

Экспериментальные средства и методы лабораторного моделирования включают баллистические стенды, датчики, преобразовательную и регистрирующую аппаратуру для регистрации требуемых параметров, а также созданные на основе экспериментальных данных эмпирические модели прогноза последствий ударного нагружения и методики переноса результатов модельных испытаний на натуру. Диапазон исследуемых скоростей соударения в экспериментах составляет 0,1...4,0 км/с, массы ударников различной формы варьируются в пределах 1...200 г. Диапазон изменения масштабного коэффициента при исследовании влияния абсолютных размеров моделей составляет 1,0...6,5.

Сложность экспериментального моделирования высокоскоростного пробития ударником элементов слоисто-разнесенной конструкции связана с многообразием процессов высокоскоростного деформирования и разрушения, протекающих в трех пространственных координатах в милли- и микросекундных интервалах времени. Вследствие этого существующие технические средства измерений позволяют в модельных лабораторных экспериментах регистрировать лишь параметры кинематической обстановки, возникающей в процессе деформирования и разрушения элементов конструкций, в то время как перечень необходимых динамических характеристик остается недоступным измерению. К регистрируемым параметрам относятся поле массовых скоростей в ударнике и преграде, траектории и углы разлета частиц в запреградных потоках. В число регистрируемых интегральных величин, характеризующих картину завершеного макроразрушения, входят предельная скорость сквозного пробития, предельно пробиваемая толщина листа, глубина проникания, характерные размеры кратеров, отверстий, зон разрушения.

Нахождение количественных взаимосвязей этих величин, построение эмпирических методов расчета параметров разрушения и критериев подобия оказалось возможным осуществить на основе измерений в специально поставленных экспериментах комплекса упруго-пластических и прочностных характеристик исследуемых материалов - модулей упругости, статического и динамического пределов текучести, твердости, ударной вязкости, откольной прочности.

Результатом выполненных широкодиапазонных экспериментальных программ явилось создание базы данных, включающих перечисленные характеристики, установление системы параметров, определяющих наблюдаемые механизмы разрушения, нахождение границ автоматических областей и создание эмпирических алгоритмов повреждения конструкций. В качестве критерия подобия начального, ударноволнового этапа соударения предложено использовать критерий Коши, включающий объемный модуль упругости материала преграды [1]. Анализ закономерностей распространения неоднородных и нестационарных волн нагружений дал возможность найти область автомодельности и построить зависимость затухания волн напряжений в твердых телах, описывающую известные отечественные и зарубежные экспериментальные данные в диапазоне скоростей соударения до 7,6 км/с. Глубина проникания, как следует из результатов модельных экспериментов, определяется в основных чертах критерием Эйлера, содержащим величину динамической твердости материала листа, а деформирование ударника - динамическим пределом текучести.

Определяющие параметры сквозного пробития и запреградного потока тесно связаны с реализуемым механизмом разрушения пластины. Критерий хрупкого разрушения керамики содержит гогииевский предел упругости, характеризующий реакцию материала на сжатие. Преобладающее сдвиговое разрушение, как следует из сопоставления результатов модельных экспериментов и численных расчетов, определяется предельной величиной удельной работы либо интенсивности пластических деформаций [2]. Зарождение откольных микротрещин определяется откольной прочностью материала, а завершающая стадия отрыва связана с удельной работой данного вида разрушения. Экспериментальные результаты аппроксимируются в обобщенных координатах соотношениями, содержащими требуемые характеристики материалов,

определяющие данный механизм разрушения. Относительные диаметр и толщина осесимметричного откола в пластинах, выполненных из конструкционных сталей различной твердости, титановых и алюминиевых сплавов, меди, свинца, связаны в области скоростей удара 2-4 км/с с интенсивностью нагрузок уравнениями регрессии

$$h = a + b(\sigma \cdot \eta \cdot \sigma^*)$$

где $\eta = H/d$, H - толщина пластины, d - диаметр ударника, σ - амплитуда волны напряжений, σ^* - откольная прочность материала, a, b - коэффициенты являющиеся функцией геометрического параметра η . Точность оценок по экспериментальным моделирующим зависимостям связана с погрешностью задания параметров напряженно-деформированного состояния материала и его физико-механических характеристик. В пределах среднеквадратичной погрешности нахождения моделирующего параметра $\sigma/\sigma^* \cdot \eta$ доверительный интервал для относительного диаметра откола при уровне надежности 0,9 составляет 8-12%.

При переходе к сложным конструкциям защиты, таким как экранированные, многослойные, слоисто-разнесенные, возникает необходимость включения значительного числа новых технологических определяющих параметров [3-5]. К ним относятся величина разнесения, порядок чередования и относительная толщина слоев, угол подхода. Механизм повреждения слоисто-разнесенной конструкции зависит от скорости соударения. При скоростях встречи до 3 км/с в опытах наблюдается последовательное сквозное проникание деформированного ударника, при более высоких скоростях вероятность сквозного повреждения снижается за счет его интенсивного дробления на первых элементах конструкции. Эпюра, характеризующая проникающую способность стержней из вольфрамового сплава в монолитные, разнесенные и экранированные преграды, приведена на рис. 1, где цифрами обозначено: 1 - монолитные, 2 - разнесенные, 3 - экранированные преграды, 4 - соударение под углом 60° .

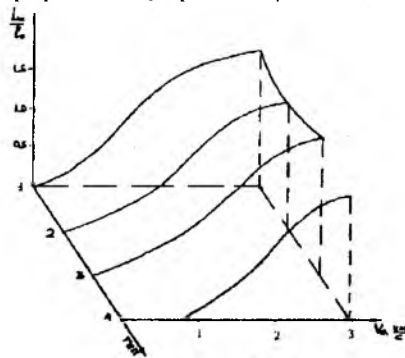


Рис. 1

Проникающая способность удлиненных ударников определяется наряду с прочностными свойствами материалов также и типом конструкции, с которой он взаимодействует, что усложняет анализ данных экспериментов в обобщенных пере-

менных. В данной ситуации актуальным становится создание инженерных методов прогнозирования, основанных на применении тех или иных эмпирических моделей проникания с минимальным количеством подгоночных констант.

Одним из успешно развиваемых методов является расчет глубины пробивания удлиненным ударником, основанный на гидродинамической модели проникания и ее эмпирических модификациях. Согласно данной модели глубина проникания определяется длиной струи и отношением плотностей соударяющихся тел, то есть не зависит от прочностных характеристик и скорости соударения. Как показывают эксперименты, при скоростях взаимодействия выше 3 км/с, глубина проникания превышает гидродинамический предел, а при низких скоростях зависит от скорости и прочностных свойств преграды. Модифицированные же гидродинамические модели, учитывающие прочностные характеристики материалов, дают удовлетворительные оценки глубины проникания при скоростях соударения до 2 км/с, а дополнительный учет пластических деформаций ударника и преграды расширяет диапазон их применимости до 3,5 км/с. Единственный параметр согласования подбирается по одной экспериментальной точке, что делает данные модели эффективным средством анализа результатов лабораторного моделирования.

Сопоставление величин, характеризующих проникающую способность ударяющего тела с весовыми и габаритными параметрами слоисто-разнесенных элементов конструкций, позволяет оценивать эффективность разрабатываемых новых защитных схем. В сочетании с разрабатываемыми критериями подобия и эмпирическими моделями проводимые лабораторные эксперименты служат основой для построения достаточно простых и надежных методик инженерных расчетов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 098-01-00293)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коняев А.А., Хорев И.Е., Чернышев С.А. //4-е Всесоюзное совещание по детонации. Доклады. ОИХФ АН СССР. Черногоровка, 1988. С.166-169.
2. Белов Н.Н., Коняев А.А., Стуканов А.Л., Симоненко В.Г., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т. //Изв. РАН. Механика твердого тела. 1997. №1. С.64-70.
3. Толкачев В.Ф., Коняев А.А., Назаров А.Г., Хорев И.Е. //Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. Томск: Изд-во ТГУ, 1997. С.70-75.
4. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. //Химическая физика 1993. Т.12. №2. С.170-174.
5. Белов Н.Н., Платова Т.М., Югов Н.Т., Хабибуллин М.В., Коняев А.А., Старенченко С.В., Суворина Л.А. // Всесибирские чтения по математике и механике. 1997. Механика. Т.2. С.37-41.

ВЫБОР ОБЪЕМА ВОЛОКНИСТОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ОЦЕНКИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

Лейцин В.Н., Сидоренко Ю.Н.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 415745

E-mail: leitsin@ftf.tsu.ru, sid@ftf.tsu.ru

Механическое поведение стохастических композитов определяется различными процессами, протекающими на уровне элементов структуры. Механическое состояние таких материалов при длинноволновом нагружении может быть описано случайными тензорными полями [1]. Поле случайного тензора задается совокупностью локальных значений параметров механического состояния среды, определенных в случайно выбранных точках наблюдения. Такой подход делает актуальным развитие методов выбора объемов материала, усредненная реакция которых на нагружение позволит оценить локальные механические свойства. На основе данных о функциях распределения локальных эффективных характеристик методами статистической механики может быть сделана оценка макроскопических эффективных свойств стохастических многокомпонентных материалов. В соответствии с теорией эффективных свойств микрообъем композита отождествляется с эффективной средой, обладающей приведенными упругими и другими физико-механическими свойствами [2]. Механические состояния микрообъема композита и материальной точки эффективной среды полагаются эквивалентными, если при заданных параметрах воздействия совпадают их механические реакции.

В рамках вычислительного эксперимента рассматривается модельный композиционный материал сечения дискретных компонент которого являются эллиптическими. Полагается, что модельный материал соответствует реальному композиту с теми же стереологическими характеристиками структуры и механическими свойствами компонент при приня-

тых допущениях о форме элементов дискретных фаз. Модельная структура формируется с помощью генераторов случайных чисел по параметрам распределений размеров и ориентаций включений структуры реального материала.

Микрообъем, механические параметры которого приписываются материальной точке эквивалентной композиту среды, выбирается в пределах модельной структуры случайным образом. Формулируется критерий представительности микрообъема, обеспечивающий необходимые условия для адекватного

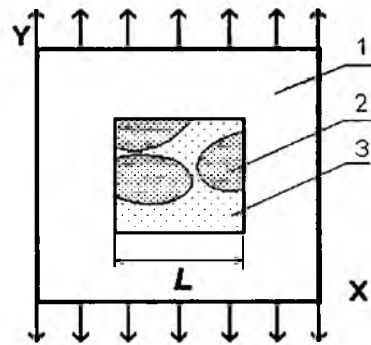


Рис. 2

представления локальных механических свойств. С этой целью исследуется зависимость дисперсии объемного соотношения компонент и параметров распределений механических свойств от характерного размера на случайным образом сформированной выборке микрообъемов.

Для определения параметров механической реакции микрообъема материала в однородном поле внешних воздействий используется трехфазная модель композита [3]. Задача решена в плоской постановке методом конечных элементов применительно к оценке упругих свойств композита при нагружении поперек направления волокон. На рис. 1 и 2 представлены модельная структура такого материала и расчетная схема определения эффективных параметров микрообъема. Отношение полуосей эллиптических включений $B/A = 0.57$, относительный характерный размер исследуемого фрагмента структуры модельного материала $D/B = 50$. Относительные размеры микрообъемов L/B варьировались в пределах 1,5-7,5.

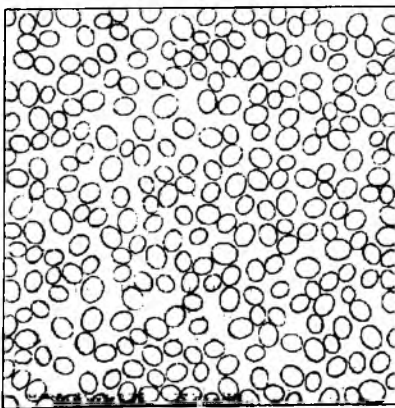


Рис. 1

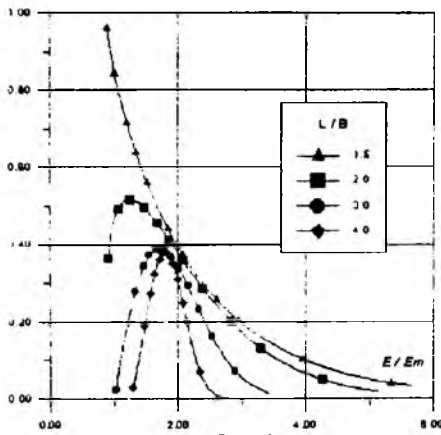


Рис. 3а

На рис. 3а, 3б представлены функции плотностей распределения относительных упругих модулей E/E_m , G/G_m для выборок микрообъемов различных размеров (E , G - эффективные модули Юнга и сдвига микрообъема, E_m , G_m - модули матрицы, относительные модули упругости включений $E/E_m = 6,2$, $G/G_m = 6,2$). Для аппроксимации распределения эффективных упругих модулей микрообъемов использовано трехпараметрическое распределение Вейбулла

$$F(X) = 1 - e^{-\left(\frac{X-X_0}{\beta}\right)^\alpha}$$

где X_0 , α , β - параметры распределения.

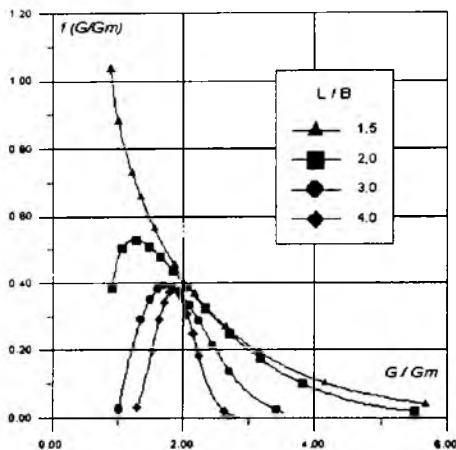


Рис. 3б

Адекватная оценка эффективных механических свойств материала может быть сделана с учетом функций распределения его локальных свойств [4]. Представленные на рис. 3а, 3б функции плотности распределения относительных упругих модулей свидетельствуют о наличии сильной зависимости результатов численной оценки механических свойств микрообъема от его размеров. Приведенные кривые позволяют говорить о подобии полученных резуль-

татов, начиная со значений относительных размеров микрообъемов $L/B \geq 3,0$.

Зависимость среднеквадратичной дисперсии σ^2 объемного соотношения компонент от величины L/B приведена на рис. 4. Из рис. 4 видно, что существует характерный интервал размеров микрообъемов структуры ($L_0 < L/B < L_1$), которому соответствует область резкого изменения характера зависимости

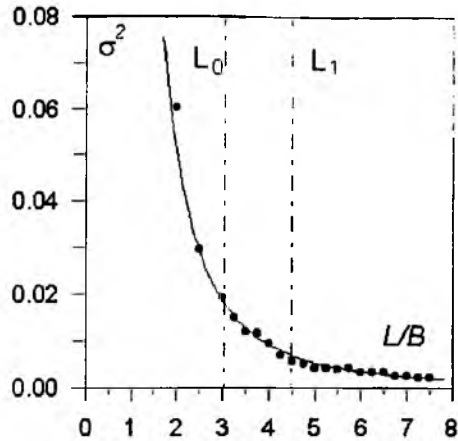


Рис. 4

$\sigma^2(L/B)$. Отмеченное выше условие подобия функций плотности распределения относительных упругих модулей ($L/B \geq 3,0$) попадает в интервал размеров (L_0, L_1), что позволяет сформулировать критерий представительности микрообъема в виде ограничения на его размеры.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Существует минимальный размер микрообъемов, позволяющий проводить адекватную оценку локальной механической реакции композитного материала на нагружение с учетом элементов структуры.
2. Предварительная оценка представительности микрообъема композита может быть сделана на основе анализа зависимости дисперсии объемного соотношения компонент σ^2 от относительного размера L/B .
3. Результаты осреднения реакций микрообъема, удовлетворяющего критерию представительности, определяют локальные эффективные параметры композитного материала, соотношенные с характеристиками материальной точки эффективной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ломакин В.А. Статистические задачи механики твердых деформируемых тел. М.: Наука, 1970. 139с.
2. Ванин Г.А. Микромеханика композитных материалов. Киев: Наук. думка, 1985. 304с.
3. Кристенсен Р. Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. 334с.
4. Победря Б.Е. Принципы вычислительной механики композитов // Механика композитных материалов. 1996. №6. С. 729-746.

ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ

Лужанская Н.И.

Томский государственный университет

634034. г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410621

E-mail: nil@ftf.tsu.tomsk.su

Напряженно-деформированное состояние (НДС) упруго-пластического цилиндрического элемента при действии на один торец нестационарного давления рассчитывается с использованием различных динамических моделей.

Уравнения движения цилиндрического тела при осесимметричном деформировании имеют вид

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{r\phi}}{\partial \phi} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\phi\phi}}{r} + R_r = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2};$$

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{x\phi}}{\partial \phi} + \frac{\sigma_{r\phi}}{r} + R_x = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2},$$

где r, x и ϕ - цилиндрические координаты, u, w - радиальное и осевое перемещения, $\sigma_{rr}, \sigma_{xx}, \sigma_{\phi\phi}$ - радиальное, осевое и окружное нормальные, а $\sigma_{r\phi}$ - касательное напряжения, R_r, R_x - массовые силы, ρ - плотность материала элемента.

Для определения деформаций используются соотношения Коши

$$\epsilon_{rr} = \frac{\partial u}{\partial r}; \epsilon_{\phi\phi} = \frac{u}{r}; \epsilon_{xx} = \frac{\partial w}{\partial x}; \epsilon_{r\phi} = \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{\partial w}{\partial r}.$$

Здесь $\epsilon_{rr}, \epsilon_{\phi\phi}, \epsilon_{xx}, \epsilon_{r\phi}$ - радиальная, окружная, осевая сдвиговая деформации.

Физические соотношения взяты в соответствии с деформационной теорией А.А. Ильюшина [1]

$$\sigma_{xx} = 3Ke + 2G[1 - \omega(\epsilon_i)](\epsilon_{xx} - e);$$

$$\sigma_{rr} = 3Ke + 2G[1 - \omega(\epsilon_i)](\epsilon_{rr} - e);$$

$$\sigma_{\phi\phi} = 3Ke + 2G[1 - \omega(\epsilon_i)](\epsilon_{\phi\phi} - e);$$

$$\sigma_{r\phi} = G[1 - \omega(\epsilon_i)]\epsilon_{r\phi},$$

где $e = 1/3(\epsilon_{rr} + \epsilon_{xx} + \epsilon_{\phi\phi})$;

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)}; \quad G = \frac{E}{2(1-\nu)};$$

$$\omega(\epsilon_i) = \begin{cases} 0, & \epsilon_i \leq \epsilon_1; \\ (1 - E_1/E)(1 - \epsilon_i/\epsilon_1); & \epsilon_i > \epsilon_1; \end{cases}$$

$$\epsilon_i = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\epsilon_{rr} - \epsilon_{xx})^2 + (\epsilon_{rr} - \epsilon_{\phi\phi})^2 + (\epsilon_{\phi\phi} - \epsilon_{xx})^2} + \frac{3}{2} \epsilon_1^2;$$

E - модуль Юнга; E_1 - модуль упрочнения; ν - коэффициент Пуассона; ϵ_1 - предел текучести; $\omega(\epsilon_i)$ - функция пластичности Ильюшина для модели упруго-пластического тела с линейным упрочнением.

Начальные условия соответствуют ненапряженному и недеформированному состоянию тела в момент приложения нагрузки

$$\sigma_{ij}(r, x, 0) = \epsilon_{ij}(r, x, 0) = 0, \quad (i, j = r, x, \phi);$$

$$u(r, x, 0) = w(r, x, 0) = 0;$$

$$\dot{u}(r, x, 0) = \dot{w}(r, x, 0) = 0$$

для всех $0 \leq x \leq l, \quad 0 \leq r \leq R$, где R - радиус, l - длина цилиндра.

Граничные условия записываются для случая, когда торец $x = 0$ находится под действием равномерного давления $\sigma_{xx}(r, x, 0) = P(r, t) = P(t) = P_{max} f(t)$, где P_{max} - амплитудное значение давления, $f(t)$ - закон изменения нагрузки во времени вида

$$f(t) = \begin{cases} t/T_1, & 0 \leq t \leq T_1; \\ 1, & T_1 < t < T_2; \\ (T_3 - t)/(T_3 - T_2), & T_2 \leq t \leq T_3; \\ 0, & t > T_3. \end{cases}$$

Остальные поверхности элемента свободны от напряжений.

При расчетах рассматривается половина осевого сечения, поэтому для $r = 0$ используются условия симметрии

$$u(0, x, t) = 0, \quad \frac{\partial w(0, x, t)}{\partial r} = 0.$$

Задача решается численно с использованием нецентральной разностной схемы второго порядка точности относительно шагов по пространственным координатам $\Delta x, \Delta r$ и времени Δt [2].

Решение проводится в системе координат, начало которой связано с нагруженным торцом элемента. Это позволяет на этом торце поставить условие $w(r, 0, t) = 0$, но тогда в силу неизменяемости системы координат в осевом направлении необходимо ввести массовые силы $R_x = -\rho N_e f(t)$, где N_e - максимальное значение перегрузки, соответствующее P_{max} . Массовыми силами в радиальном направлении пренебрегаем $R_r = 0$.

Численный расчет проведен для цилиндрического тела при следующих исходных данных: $l = 2,4$ см, $R = 1,2$ см, характеристики материала соответствуют полистилену высокого давления.

$$E = 0,07 \text{ Мбар}, \quad E_1 = E / 10, \quad \nu = 0,39,$$

$$\varepsilon = 0,005, \rho = 1 \text{ г / см}^3, N_R = 0,00001 \text{ см / мкс}^2,$$

$$T_1 = 50 \text{ мкс}, \quad T_2 = (T_1 + 50) \text{ мкс},$$

$$T_3 = (T_2 + 1) \text{ мкс}.$$

Из численного эксперимента по оценке устойчивости счета и достоверности получаемых результатов определены параметры сетки и шаг по времени Δt : число узлов по длине 28, по радиусу - 14, $\Delta t = 0,1 \text{ мкс}$.

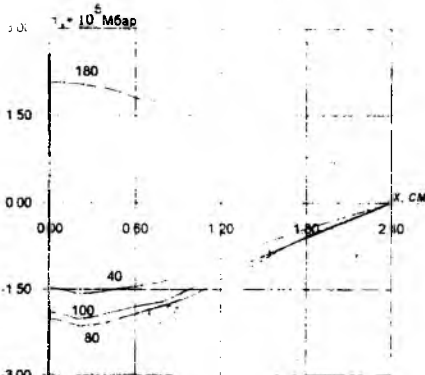


Рис.1

Величины T_1, T_2, T_3 выбраны в микросекундном интервале за счет 'сжатия' импульса во времени. С этой целью при линейном законе нарастания нагрузки определялась такая скорость её изменения, что параметры НДС меняются в фазе с нагрузкой, т.е. увеличение длительности импульса практически не меняет результаты при одинаковых уровнях нагрузки.

На рис.1 представлены распределения осевых напряжений по длине элемента в различные моменты времени (цифры около кривых, мкс) при $r = R$.

$N_R = 0,00001 \text{ см / мкс}^2$. Анализ результатов расчета показывает, что они практически не зависят от радиуса, а касатель-

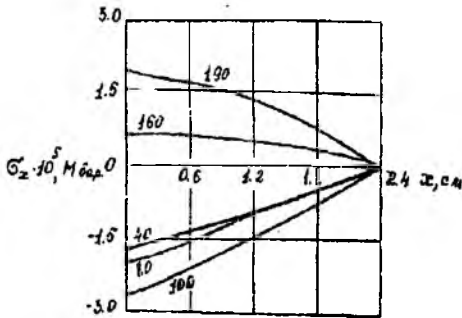


Рис.2

ные напряжения σ_{rx} малы по сравнению с σ_{xx}, σ_{rr} ,

$\sigma_{\theta\theta}$. Поэтому для оценки НДС была опробована упрощенная динамическая модель [3]. В её основе в виде допущений лежат отмеченные эффекты.

Результаты, полученные по этой модели, представлены на рис.2

На рис.3 представлены результаты расчетов при $N_R = 0,00005 \text{ см / мкс}^2, r = R$ по упрощенной (сплошные линии) и $r = 0$ полной (штриховые линии) моделям. В первом случае был просчитан временной интервал 2(х) мкс, во втором - 100. На графике представлены кривые с максимальными значениями напряжений и некоторые промежуточные

Анализ показывает, что упрощенная динамическая модель с достаточной для практики точностью позволяет оценить НДС при значительной экономии ресурсов ЭВМ. При решении задач типа оптимизационных это позволяет сузить область поиска решения по характеристикам материала, по геометрии элемента для заданного закона нагружения.

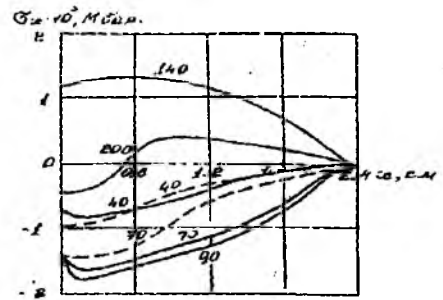


Рис.3

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильюшин А. А. // Пластичность. М.:Л: Гостехиздат, 1948. С. 376.
2. Уорминг Р.Ф., Кутлер П., Ломакс Х. // Нецентральные разностные второго и третьего порядков точности для решения нелинейных уравнений гиперболического типа. // Ракетная техника и космонавтика. 1973. Т. II, №2. С.76-85.
3. Люкшин Б. А., Потейко В.Г. // Анализ некоторых моделей численного решения задач динамики оболочек вращения с заполнителем. // Прикладная механика, 1981. Т. 17, №9. С. 52-56.

О ДЕФОРМАЦИИ НЕКОТОРЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ II РОДА

Матолыгин А.А., Скрипняк В.А.

Томский государственный университет

634045 г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410501

E-mail: and@ftf.tsu.ru

Прогнозирование деформации порошковых тел в процессе жидкофазного спекания остается одной из актуальных проблем порошковой металлургии. Деформация порошковых тел при жидкофазном спекании [1] является результатом совокупности процессов, обусловленных тепломассопереносом и фазовыми переходами. Цель работы состоит в оценке объемной деформации двухкомпонентных реагирующих гетерогенных пористых систем при образовании жидкой фазы и диффузионноконтролируемых твердофазных реакциях образования твердых растворов и интерметаллидов.

Рассмотрена система, представляющая собой пористую механическую смесь сферических частиц двухкомпонентного состава типа Cu-Al, Ti-Al и т.п. В результате предварительного разогрева до температуры плавления эвтектики заданной пары компонентов или более высоких температур в системе образуется жидкая фаза. Диффузионное взаимодействие между твердой и жидкой фазами происходит благодаря диффузии атомов из жидкой фазы в твердую [2]. На поверхности последней образуется слой первичных продуктов. При этом коэффициенты диффузии жидкого компонента, оцененные по скорости нарастания слоя первичных продуктов и его ширине, на несколько порядков превышают известные значения для массивных биметаллических образцов. Преимущественный поток атомов из жидкой фазы в твердую вызывает увеличение геометрических размеров частиц твердофазного скелета системы. Целостность системы и ее деформация связаны исключительно с изменениями геометрии твердофазных частиц, их деформационными изменениями и взаимодействием друг с другом. Жидкая фаза растекается по поверхности твердофазных частиц системы за счет капиллярных сил, тем самым увеличивая площадь диффузионного обмена. Увеличение площади контакта жидкое-твердое ускоряет "разбухание" твердофазных частиц системы, что приводит к увеличению положительных объемных деформаций гетерогенной пористой системы. На деформацию гетерогенной пористой системы влияют диффузионные процессы на границе контакта твердофазных частиц. Скорость диффузии на этой границе значительно меньше, чем при контакте с жидкой фазой.

Рассмотрен элемент объема гетерогенной пористой системы, представляющий собой в начальный момент времени регулярную структуру сферических частиц радиуса R_0 различного компонентного

состава. Процесс разогрева до температуры T_0 исключался из рассмотрения. Температура T всей системы остается неизменной во времени, что соответствует условиям изотермического спекания:

$$T(x, y, z, t) = T_0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_S = 0, \quad (1)$$

где n - нормаль к ограничивающей рассматриваемый объем поверхности, S - ограничивающая поверхность.

Диффузионное взаимодействие между частицами описывается первым законом Фика:

$$J_i = -D_i \text{grad}(C_i), \quad (2)$$

где J_i - поток атомов компонента i за единицу времени через единицу площади; C_i - концентрация атомов сорта i .

Коэффициент диффузии i компонента является функцией температуры:

$$D_i = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (3)$$

где Q - энергия активации данного компонента;

R - универсальная газовая постоянная;

D_0 - константа данного компонента.

В модели использовалось уравнение перехода в жидкое состояние критерияльного типа:

$$C \geq C_L(T), \quad (4)$$

где C - концентрация легкоплавкого компонента; C_L - уравнение линии ликвидус на диаграмме состояния заданных компонентов. Это же условие применимо для перехода из жидкой фазы в твердую, только с обратным знаком. Кинетика перехода из твердой фазы в жидкую и обратно из рассмотрения исключалась.

Конденсированные фазы, твердая и жидкая, рассматриваются в рамках подхода механики сплошной среды. Предполагается, что деформация объема гетерогенной пористой системы обеспечивается исключительно твердофазной частью системы. Для описания деформации системы решается уравнение Ламэ для статики в каждый момент времени:

$$(\lambda + \mu)\text{grad div } \vec{U} + \mu \Delta \vec{U} = 0, \quad (5)$$

где \vec{U} - вектор перемещения.

Деформации описываются симметричным тензором:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (\nabla_i U_j + \nabla_j U_i), \quad (6)$$

где λ , μ - коэффициенты Ламэ; U_i - компоненты вектора перемещения

Граничные условия соответствуют взаимодействию соседних твердофазных частиц на контактной поверхности и на внешних границах порошковой смеси. На внешних границах рассматриваемого объема поверхности свободны от нагрузок и только на плоскости $z=0$ задается условие отсутствия перемещений вдоль оси OZ

$$\sigma_{zz}|_z=0 = 0 \quad U_z|_z=0 = 0 \quad (7)$$

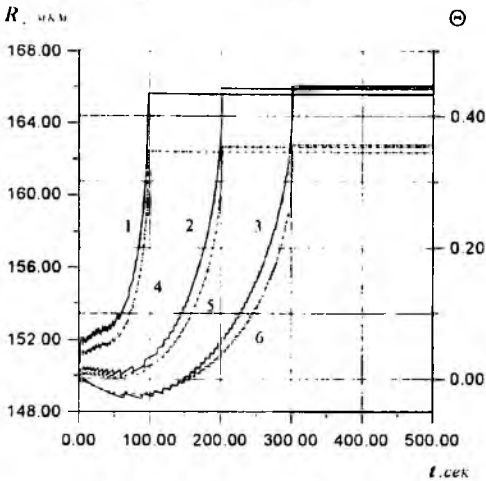


Рис.1. Изменение во времени среднего радиуса твердофазной частицы R_s спекаемой порошковой системы Cu-Al. Начальный диаметр медных частиц $D=300$ мкм. Температура спекания $T=1273$ К. Линия 1 соответствует $D_{Al}/D_{Cu}=10$; 2- $D_{Al}/D_{Cu}=1$; 3- $D_{Al}/D_{Cu}=0.7$ (равенство потоков атомов алюминия и меди). Значения объемной деформации Θ во времени линии 4,5,6, которые соответствуют условиям к графикам 1,2,3.

Для оценки объемных деформаций гетерогенной пористой системы решалась задача о диффузионном взаимодействии твердое-жидкое со следующей геометрической конфигурацией твердой и жидкой фаз. Сферическая твердофазная частица в начальный момент времени состоящая из атомов тугоплавкого компонента, радиуса R_0 окружена равномерным слоем жидкой фазы, в начальный момент времени состоящей из атомов легкоплавкого компонента. Толщина слоя определяется пропорциями компонентного состава порошковой смеси. Преимущественный поток атомов из жидкой фазы в твердую задавался увеличением отношения коэффициентов диффузии $D_1/D_2=const$, то есть варьировалось значение парциальных коэффициентов диффузии при неизменном эффективном коэффициенте

$D = D_1 v + D_2 (1 - v)$ для заданной пары компонентов, где v - количество 1-го компонента в порошковой смеси. Значение эффективного коэффициента определялось из уравнения (3) с параметрами $D_0 = 7.2 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $Q = 164$ кДж. Решая численно задачу (1)-(4) для одной частицы с Г.У. в виде отсутствия потока атомов из системы сферическая частица и жидкофазный слой, получили функцию отклика: изменение радиуса твердофазной сферы во времени. Результаты численного моделирования приведены на рис.1 (линии 1, 2, 3). Объемная деформация частицы определялась как

$$\Theta = R_s^3 / R_0^3 - 1 \quad (8)$$

Результаты расчетов приведены на рис.1 (линии 4,5,6).

Объемная деформация рассматриваемой системы сферических частиц описывается как:

$$\Theta = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3) = 3 \left(\frac{R_s}{R_0} - 1 \right). \quad (9)$$

Результаты показаны на рис.2. Кривые 1-3 соответствуют начальным данным к линиям 1-3 рис.1.

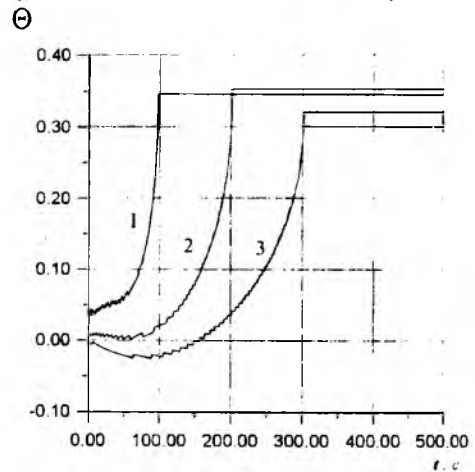


Рис.2

Для данной модели участки кривых до $\Theta \approx 0.34$ соответствуют жидкофазному спеканию. Переход к твердофазному спеканию сопровождается резким уменьшением скорости объемных изменений системы. Увеличение отношения парциальных коэффициентов диффузии компонентов вызывает увеличение скорости деформации гетерогенной пористой системы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савицкий А.П. Жидкофазное спекание систем с взаимодействующими компонентами. Новосибирск, 1991.
2. Александров В.В., Корчагин М.А., Болдырев В.В. Фазовый состав промежуточных продуктов взаимодействия компонентов в порошковых смесях// Докл. АН СССР 1987. Т.292, №4. С.879-881.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АППРОКСИМАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ПЕРВОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ УПРУГОСТИ ДЛЯ ТЕЛ С КУСОЧНО – ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Павлов С. Л.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipm.tsu.tomsk.ru

В работе [1] был построен класс ИУ для решения краевых задач эллиптического типа в областях с кусочно-гладким контуром, для которых аппроксимирующий конечномерный оператор имеет ограниченные в совокупности числа обусловленности. Это дает таким ИУ важное преимущество перед другими численными методами: конечно-разностными и вариационно-разностными, для которых числа обусловленности при увеличении дискретизации становятся неограниченными [2]. На практике это приводит к различному поведению приближенного решения при увеличении дискретных областей. В разных методах точность решения с ростом дискретизации сначала растет, т.к. улучшается аппроксимация функций, а затем при некоторой степени дискретизации, зависящей от многих факторов, начинает ухудшаться, т.к. возрастает погрешность от малых возмущений. При этом неприятным является не сам факт ухудшения точности с ростом дискретизации, а то, что на практике наступление момента ухудшения точности трудно контролировать и прогнозировать. А при ограниченности в совокупности чисел обусловленности с ростом чисел дискретизации точность решения сначала увеличивается, а потом после некоторого момента, по крайней мере, не ухудшается.

Уравнения равновесия осесимметричной упругости, эквивалентные традиционной записи в виде двух уравнений второго порядка, имеют вид [1]:

$$\begin{aligned} 2W_{3,r} + W_{1,z} + W_{2,r} &= 0, \\ 2W_{4,z} - W_{1,z} - W_{2,r} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$(1-2\nu)W_{3,z} - \nu W_{2,z} - (1-\nu)\left(W_{1,r} + \frac{W_1}{r}\right) = 0,$$

$$(1-2\nu)\left(W_{4,r} + \frac{W_4}{r}\right) + (1-\nu)W_{2,z} + \nu\left(W_{1,r} + \frac{W_1}{r}\right) = 0$$

где ν - коэффициент Пуассона; W_1, W_2 - компоненты вектора смещений по осям r, z ; компоненты W_3, W_4 связаны с вектором напряжения следующими соотношениями:

$$W_3 = \frac{1}{2\mu} \int_{M_0}^M [\sigma_{rr} \cos nr + \sigma_{zz} \cos nz] ds + \int_{M_0}^M W_1 \frac{\cos sz}{r} ds$$

$$W_4 = \frac{1}{2\mu r} \int_{M_0}^M r[\sigma_{rz} + \sigma_{zr}] ds \quad (2)$$

где μ - модуль сдвига; $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz}$ - компоненты напряжений.

Величины W_3, W_4 не зависят от кривой, соединяющей точки M_0, M .

Для уравнений осесимметричной упругости (1) вводится обобщенный интеграл Коши в матричной форме [1]:

$$W_j = \int_{\Gamma} \varpi_i(\lambda) H_{ij} [N(\lambda), M] d\lambda, \quad \varpi_i \in L_2(\Gamma), \quad i, j = 1, 2, 3, 4 \quad (3)$$

Компоненты матрицы четвертого порядка H_{ij} являются функциями двух точек плоскости $N(\rho, \xi), M(r, z)$ (где $\rho(\lambda), \eta(\lambda) \in \Gamma$) и выражаются через полные эллиптические интегралы первого и второго рода [1].

Компоненты W_j аналитичны в областях D^+ , D^- и удовлетворяют системе уравнений (1). Пространство функций, задаваемых обобщенным интегралом типа Коши (3), обозначим $A(D)$. Решение первой краевой задачи осесимметричной упругости, когда $\Gamma = \{\Gamma \cap r = 0\} \neq \emptyset$, эквивалентно решению операторного уравнения

$$\begin{aligned} Tu = \tilde{h}, \quad u \equiv u(u_1, u_2) \in H; \quad \tilde{h} \equiv \tilde{h}(\tilde{h}_1, \tilde{h}_2) \in H, \\ \text{распадающегося на два скалярных уравнения} \\ T_i(u_j) = \tilde{h}_i, \quad i, j = 1, 2. \end{aligned} \quad (4)$$

Скалярное произведение в гильбертовом пространстве H задается в виде

$$(u, v) = \int_{\Gamma} r(u_1 v_1 + u_2 v_2) ds.$$

Линейные операторы (4) вводятся в следующей форме:

$$T_1 = W_1^*, \quad T_2 = W_2^* - \int_{\Gamma} r W_2 ds \cdot \left(\int_{\Gamma} r ds \right)^{-1} \quad (5)$$

где:

$$W_j^* = \frac{1}{2} \varpi_j + \int_{\Gamma} \varpi_i H_{ij}(\lambda, s) d\lambda,$$

$$\varpi_1 = -\psi_{3,s}^-, \quad \varpi_2 = -\frac{1}{r} (r\psi_4^-)_s,$$

$$\varpi_3 = -\frac{1}{r} (r\psi_1^-)_s, \quad \varpi_4 = -\psi_{2,s}^-,$$

$$\psi_j^-(s) = -\frac{1}{2} \varphi_j + \int_{\Gamma} \varphi_i(\lambda) H_{ij}(\lambda, s) d\lambda,$$

$$\varphi_1 = \varphi_2 = 0,$$

$$\varphi_1 = \int u_1 ds, \quad \varphi_2 = \int r u_2 ds, \quad u \in H$$

Компоненты $\tilde{h} \in H$ в правых частях уравнения (4) связываются с компонентами вектора смещений на границе контура h , соотношениями.

$$\tilde{h}_1 = h_1, \quad \tilde{h}_2 = h_2 - \int r h_2 ds / \int r ds$$

Доказывается, что оператор (4) является положительно определенным самосопряженным оператором и тогда решение краевой задачи сводится к решению интегральных уравнений с положительно определенным самосопряженным оператором.

В этом случае достаточным критерием сходимости приближенного решения к точному является более слабое условие аппроксимации интегральных операторов с кусочно-гладким контуром по скалярному произведению, а не по норме. Т.к. оператор (4) положительно определен и самосопряженный, то решение уравнения (4) существует и единственно, а итерационный процесс наискорейшего спуска сходится к решению в норме H со скоростью геометрической прогрессии [3].

При численном решении операторного уравнения (4) для конкретного контура и заданных граничных условий необходимо провести численные исследования точности аппроксимации оператора и неизвестной функции в конечном пространстве.

Для апробирования метода была решена модельная задача о деформировании прямоугольного тела вращения, ослабленного шаровой поверхностью. Внешний контур жестко зашпелен, а сферическая внутренняя поверхность смещается по радиусу шара на одинаковую величину.

Меридиональное сечение тела вращения, ограниченное кусочно-гладким контуром, имеет вид.

$$\Gamma = \sum_{i=1}^4 \Gamma_i$$

$$\Gamma_1: r = 0.5 \sin \varphi, \quad z = 0.5 \cos \varphi, \quad 0 \leq \varphi \leq \pi$$

$$\Gamma_2: 0 \leq r \leq 0.7, \quad z = -0.8$$

$$\Gamma_3: r = 0.7, \quad -0.8 \leq z \leq 0.8$$

$$\Gamma_4: 0.7 \geq r \geq 0, \quad z = 0.8$$

На границах заданы смещения:

$$W_n = W_1 \cos nr + W_2 \cos nz$$

$$W_3 = W_1 \cos sr + W_2 \cos sz = 0, \quad r, z \in \Gamma_1$$

$$W_1 = W_2 = 0, \quad r, z \in \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$$

Численное решение осуществлялось методом многошагового наискорейшего спуска [4]. Наиболее оптимальным по точности и затратам счетного времени оказался 6-шаговый алгоритм спуска.

Выполнение условия аппроксимации оператора контролировалось параметром

$$\eta_k = \frac{(u'_n, T_n u'_n)}{\|u'_n\|}$$

который характеризует положительную определенность оператора $T_n u'_n$. Здесь k, n - размерности аппроксимации соответственно оператора и функции. Если η_k становится отрицательным, это свидетельствует об отсутствии аппроксимации оператора и требует увеличения отношения k/n . Сходимость и быстрота сходимости оценивались параллельным вычислением относительной ошибки удовлетворения операторного уравнения на i -ой итерации

$$\epsilon_k = \frac{\|T_n u'_n - h_n\|}{\|h_n\|}$$

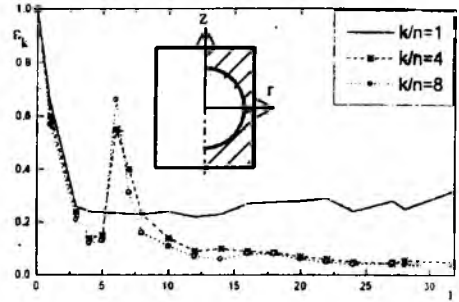


Рис.1

Результаты вычислений, приведенные на рис.1, показали, что при фиксированном значении k и варьировании значения $1 \leq n \leq k$ получается следующая картина: при малых n результат плохой из-за плохой аппроксимации неизвестной функции, но при этом аппроксимация оператора хорошая; при $n \approx k$ аппроксимация функции хорошая, но плохая аппроксимация оператора. Поэтому оптимальные результаты по точности решения получаются, когда число узлов аппроксимации оператора превосходит в несколько раз число узлов аппроксимации функции. Для рассмотренной модельной задачи это соотношение составило не менее 4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тараканов В.И. // Граничные вариационные уравнения в краевых задачах теории упругости. Томск: Изд-во ТГУ, 1982. 141 с.
2. Гавурин М.К. Лекции по методам вычислений. М.: Наука, 1971. 247 с.
3. Канторович Л.В., Акилов Г.П. Функциональный анализ. М.: Наука, 1977. 741 с.
4. Павлов С.Л., Тараканов В.И. // Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во ТГУ, 1992. С. 119-130.

НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ (НДС) СОСУДОВ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ

Павлов С. Л.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050 г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347
E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Расчет НДС сосудов под внутренним давлением, имеющих форму тел вращения с кусочно-гладкой поверхностью, сводится к решению второй краевой задачи осесимметричной теории упругости. Рассматривается система 4 дифференциальных уравнений 1-го порядка, которая эквивалентна традиционным дифференциальным уравнениям осесимметричной теории упругости:

$$\begin{aligned} 2W_{1,r} + W_{1,z} + W_{2,r} &= 0, \\ 2W_{4,z} - W_{1,z} - W_{2,z} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$(1-2\nu)W_{3,z} - \nu W_{2,z} - (1-\nu)\left(W_{1,r} + \frac{W_1}{r}\right) = 0,$$

$$(1-2\nu)\left(W_{4,r} + \frac{W_4}{r}\right) + (1-\nu)W_{2,r} + \nu\left(W_{1,r} + \frac{W_1}{r}\right) = 0$$

где ν - коэффициент Пуассона; W_1, W_2 - компоненты вектора смещений по осям r, z ; компоненты W_3, W_4 связаны с вектором напряжения интегральными соотношениями.

На основании работы [1] решение краевой задачи эквивалентно решению интегральных уравнений специального вида с положительно определенным ограниченным самосопряженным оператором в гильбертовом пространстве H

$$\begin{aligned} Tx &= y, \quad x \in H, \quad y \in H, \\ m\|x\|^2 \leq (x, Ty) \leq M\|x\|^2, \quad m > 0, \quad M > 0, \quad (2) \\ (x, Ty) &= (y, Tx). \end{aligned}$$

Для получения этих операторов вводится в матричной форме обобщенный интеграл типа Коши, являющийся аналогом интеграла Коши в теории функций комплексного переменного:

$$\begin{aligned} W_j &= \int_{\Gamma} \varpi_i(\lambda) H_{ij} [N(\lambda), M] d\lambda, \\ \varpi_i &\in L_2(\Gamma), \quad i, j = 1, 2, 3, 4 \end{aligned} \quad (3)$$

Компоненты матрицы четвертого порядка H_{ij} являются функциями двух точек плоскости $N(\rho, \xi), M(r, z)$ (где $\rho(\lambda), \eta(\lambda) \in \Gamma$) и выражают-

ся через полные эллиптические интегралы первого и второго рода [1].

Решение операторного уравнения сводится к минимизации соответствующего функционала

$$G = (x, Tx) - 2(x, y) \quad (4)$$

методом наискорейшего спуска.

Теория [1] показывает, что итерационный процесс при удовлетворительной аппроксимации оператора в k -мерном, а функции в n -мерном пространствах сходится со скоростью геометрической прогрессии.

Итерационный процесс контролировался вычислением на каждой итерации определенных соотношений:

значением функционала

$$G_n = (x_n, T_n^k x_n) - 2(x_n, y_n); \quad (5)$$

относительной ошибкой удовлетворения операторного уравнения

$$\varepsilon_n = \frac{\|T_n^k x_n - y_n\|}{\|y_n\|}; \quad (6)$$

относительным изменением решения при переходе от i -й итерации к $(i+1)$ -й

$$\delta_i = \frac{\|x_n^{i+1} - x_n^i\|}{\|x_n^i\|}; \quad (7)$$

Параметром, характеризующим положительную определенность оператора $T_n^k x_n$ при наличии аппроксимации

$$\eta_k = \frac{(x_n, T_n^k x_n)}{\|x_n\|}. \quad (8)$$

В этом случае значения η_k должны находиться в диапазоне $0 < \eta_k \leq M$.

Численно исследовалось напряженно-деформированное состояние сосудов с различной торцевой геометрией, находящихся под внутренним давлени-

ем $\rho = \frac{\sigma_{rr}}{2\mu} = 1$ и свободной наружной поверхностью

Здесь σ_{rr} - нормальное напряжение, а μ - модуль сдвига

Определялась жесткость сосудов

$$\theta = \frac{P}{\Delta V} \cdot V$$

где ΔV - относительное изменение объема сосуда.

Первый вариант геометрии поверхности:

- 1 $r < 0 \leq 0.5$ $z = h + 0.1 - 0.2r$;
- 2 $r = 0.5$ $h \leq z \leq 0$;
- 3 $0.5 \leq r \leq 0.9$ $z = 0$;
- 4 $r = 0.9$ $0 \leq z \leq 0.5$;

5. $0.9 \geq r > 0$ $z = 0.8 - \frac{3}{9}r$

На рисунках 1-5 приведены графики напряжений и значение θ для различных параметров h .

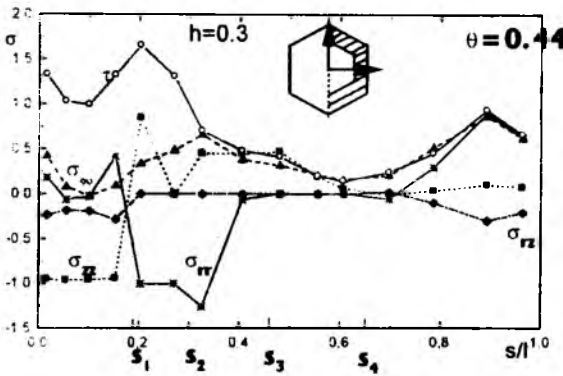


Рис. 1

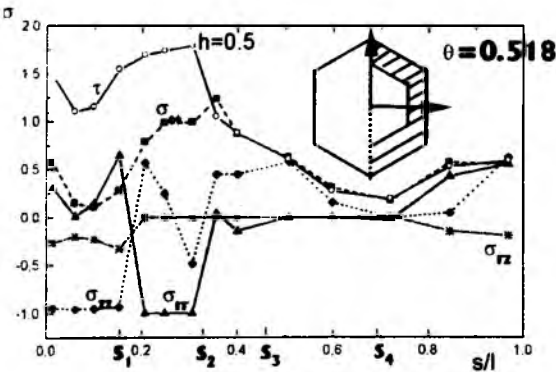


Рис.2

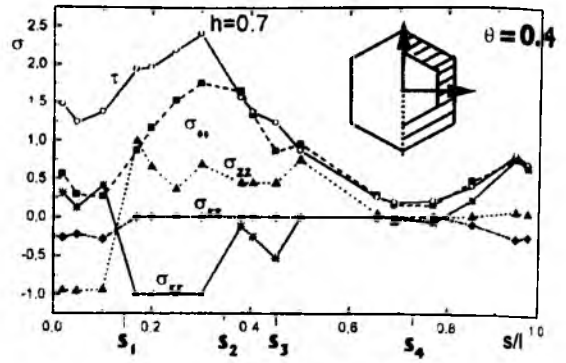


Рис.3

Второй вариант геометрии сосудов

1. $0 < r \leq 0.5$ $z = h$;
2. $r = 0.5$ $h \leq z \leq 0$;
3. $0.5 \leq r \leq 0.9$ $z = 0$;
4. $r = 0.9$ $0 \leq z \leq h + 0.4$;
5. $0.9 \geq r > 0$ $z = 0.4 + h$.

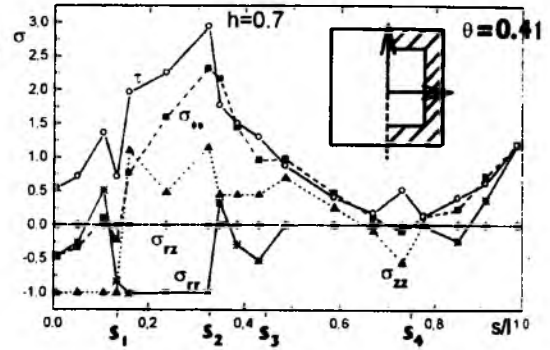


Рис.4

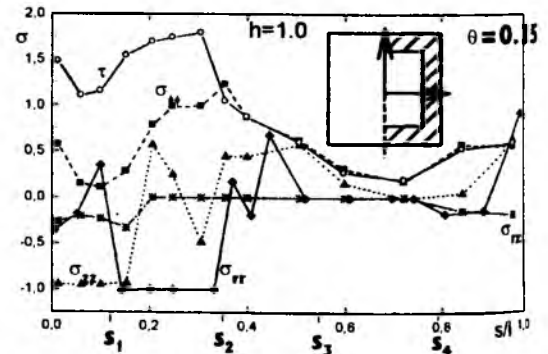


Рис.5

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тараканов В.И. Граничные вариационные уравнения в краевых задачах теории упругости // Томск: Изд-во ТГУ, 1982. 141 с.

РАЗРУШЕНИЕ ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ ПРЕГРАД ПРИ УДАРЕ

Радченко А.В., Кобенко С.В., Хорев И.Е.

Томский филиал Института структурной макрокинетики Российской академии наук

634050, г. Томск, ГСП-18, пл. Ленина, 8

тел. (3822) 259294, факс (3822) 225683

E-mail: maks@fisman.tomsk.u

Развитие современных технологий получения материалов с заданной направленностью физико-механических свойств и все большие требования, предъявляемые к оптимизации и надежности эксплуатационных характеристик конструкций, обуславливают повышенный интерес к исследованиям свойств анизотропных материалов.

Различия в структуре и технологиях создания анизотропных материалов предопределяют и их существенные качественные различия в реакции на внешнюю нагрузку. Это приводит к необходимости комплексного экспериментально-теоретического подхода к проблеме. Однако исследования в этом направлении проводятся в основном для статических условий нагружения. Поведение же анизотропных материалов в условиях динамических нагрузок практически не изучено.

Учет анизотропных свойств усложняет описание разрушения и поведения материалов. Для анизотропных материалов, в отличие от изотропных, необходимо учитывать влияние гидростатического давления на их прочность. Задача усугубляется еще тем, что поведение анизотропных материалов существенно трехмерное.

В работе численно и экспериментально исследуется влияние степени анизотропии и ориентации прочностных свойств на разрушение материалов при ударе.

Численное моделирование проводилось в трехмерной постановке методом конечных элементов [1] в рамках континуального подхода механики деформируемого твердого тела. Разрушение описывалось тензорно-полиномиальным критерием четвертой степени, учитывающим влияние гидростатического давления [2-3]:

$$\alpha_{iklm} \sigma_{ik} \sigma_{lm} - \left[\frac{(\sigma_{ik} \delta_{ik})^2 + \sigma_{ik} \sigma_{ik}}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \leq 0. \quad (1)$$

Рассмотрено взаимодействие стального элемента с изотропными и анизотропными преградами из органопластика в диапазоне скоростей 1000-3000 м/с и углов подхода 30-90°. Исследовались анизотропные материалы двух видов: трансверсально-изотропные (транстропные) и ортотропные. Степень анизотропии (отношение модулей упругости в независимых направлениях) варьировалось от 0,1 до 10.

Расчеты показали существенную зависимость конфигураций и объемов областей разрушения от ориентации прочностных свойств материалов, что определяет в конечном итоге сопротивление преграды разрушению в целом.

В таблице приведены результаты, позволяющие сравнить разрушение в преградах, реализующееся к моменту выхода ударной волны на тыльную поверхность. Величины d_r/d_n и d_o/d_n характеризуют отношение диаметра разрушенной области на лицевой и тыльной поверхностях в транстропной и ортотропной пластине к соответствующему диаметру в изотропной пластине: $d_{лиц}/d_{тыл}$ - отношение диаметра разрушенной зоны на лицевой поверхности к диаметру разрушенной зоны на тыльной поверхности преграды: И - изотропной, Т - транстропной, О - ортотропной.

Начальные условия	Поверхность	d_r/d_n	d_o/d_n	$d_{лиц}/d_{тыл}$		
				И	Т	О
$V_0=1500$ м/с	Лицевая	0,87	0,87	1	1	0,6
$\alpha=90^\circ$	Тыльная	0,87	0,53			
$V_0=1000$ м/с	Лицевая	1	0,78	0,67	0,46	0,4
$\alpha=60^\circ$	Тыльная	0,68	0,47			
$V_0=1500$ м/с	Лицевая	0,95	0,76	0,67	0,64	0,41
$\alpha=60^\circ$	Тыльная	0,9	0,46			
$V_0=2500$ м/с	Лицевая	1	0,83	0,73	0,67	0,48
$\alpha=60^\circ$	Тыльная	0,91	0,55			
$V_0=1500$ м/с	Лицевая	1	0,78	0,6	0,3	0,28
$\alpha=30^\circ$	Тыльная	0,5	0,37			

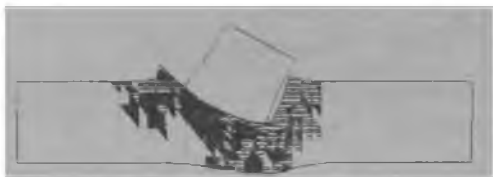
Анализ проведенных исследований показывает, что при рассмотренных условиях объем области разрушений меньше в анизотропных преградах (транстропной и ортотропной). Причем наибольшее уменьшение области разрушений наблюдается в ортотропной преграде: для лицевой поверхности уменьшение составляет 13-24%, для тыльной - 45-63%. Так же для анизотропных преград характерно большее сужение тыльной зоны разрушений по сравнению с лицевой ($d_{лиц}/d_{тыл}$). Так, если при нормальном ($\alpha=90^\circ$) взаимодействии в изотропной и транстропной преградах сужения нет ($d_{лиц}=d_{тыл}$), то в ортотропной диаметр тыльных разрушений на 40% меньше лицевого. При ударе же под углом ($\alpha=60^\circ$, $\alpha=30^\circ$) сужение для изотропной преграды составляет 27-40%, для транстропной - 33-70%, для ортотропной - 40-72%.

Качественные и количественные различия в разрушении преград определяются прочностными параметрами и динамикой взаимодействия волн сжатия и растяжения. Различные скорости распространения волн по направлениям в анизотропных преградах ($c_x = c_y > c_z$ - для транслопной, $c_x > c_y > c_z$ - для ортотропной) обеспечивают разгрузку сжатого материала в ударной волне и сужение области разрушения.

На рис. 1 в сечении ZOX приведены конфигурации ударника и преград, в которых полностью закрашены области, где критерий (1) нарушился при сжатии ($P > 0$), а штриховкой отмечены области разрушения при растяжении ($P < 0$).



а) изотропная преграда



б) транслопная преграда



в) ортотропная преграда

Рис. 1. $V_0 = 1000$ м/с, $\alpha = 60^\circ$, $t = 11$ мкс.

Проведенные эксперименты подтвердили результаты расчетов. На рис. 2 показаны лицевые поверхности изотропной (а) и транслопной (б) пластин после взаимодействия со стальным элементом (фото). Диаметр разрушенной области в транслопной пластине меньше, чем в изотропной, и практически совпадает с диаметром ударника.



а)



б)

Рис. 2. $V_0 = 1000$ м/с, $\alpha = 90^\circ$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Johnson G.R. High Velocity Impact Calculations in Three Dimension// J. Appl. Mech., March. 1977. P. 95-100.
2. Радченко А.В., Гальченко Н.К. Разрушение изотропных и анизотропных сталей при динамических нагрузках// Физико-химическая механика материалов. 1992. Т. 28, № 3. С. 80-83.
3. Radchenko A.V., Marcenuk I.N., Kobenko S.V. The influence of heterogeneous materials anisotropy properties on their behaviour under dynamic loads// V International Conference "Computer-Aided Design of Advanced Materials and Technologies". August 4-6. Baikal Lake, Russia, 1997. P. 167-168.

ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ. МЕТОДОЛОГИЯ И ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ФАКТОРЫ

Разоренов С.В.

Институт проблем химической физики РАН
Черноголовка, Московская обл. 142432.

тел.: (095) 913-2322, fax: (095) 913-2322, e-mail: RAZSV@fciq.ac.ru

Исследования поведения веществ при интенсивных импульсных воздействиях ориентированы главным образом на прогнозирование реакции материалов и конструкций на динамические нагрузки. Однако результаты таких исследований могут быть полезны и в других областях знания, например в физике твердого тела, механике деформируемого твердого тела, механике разрушения, материаловедении и других. Так эксперименты с плоскими ударными волнами дают возможность изучения сопротивления материалов высокоскоростному деформированию и разрушению в условиях весьма малых одноосных деформаций при напряженных состояниях, близких к всестороннему растяжению. При этом исключается влияние поверхности тела и окружающей среды на процесс динамического деформирования, а критические разрушающие напряжения не чувствительны к отдельным относительно крупным дефектам материала.

Динамическая прочность материалов в области экстремально малых (10^{-6} - 10^{-8} с) длительностей нагрузки исследуется путем анализа откольных явлений при отражении импульсов сжатия различной интенсивности от свободной поверхности тела. Явлению откола в материалах различных классов посвящены многочисленные исследования, в которых, однако, до сих пор представлены зачастую противоречивые результаты. В настоящее время сформировалось два основных направления исследований откольных разрушений - металлографический анализ зоны откола в сохраненных образцах и инструментальные измерения критических разрушающих напряжений в условиях откола. В первом случае исследования дают информацию о механизмах зарождения и развития микротрещин или пор, их статистическое описание, пороговые напряжения образования магистральной трещины. На основе подученных данных возможны построение математических моделей процесса разрушения и оценка ресурса работы материала в экстремальных условиях нагрузки. Наиболее достоверным и информативным методом определения разрушающих напряжений при отколе представляется метод, основанный на непрерывной регистрации скорости движения тыльной поверхности образца в процессе откольного разрушения. Такие измерения дают не только количественные данные о сопротивлении материала разрушению, но позволяют также проследить динамику

процесса, качественно оценить характер разрушения и его скорость в различных условиях нагружения.

Измерения откольной прочности материалов различных классов проведены в широком диапазоне амплитуд и длительностей ударной нагрузки, генерируемой в образцах с помощью как традиционных взрывных устройств и баллистических установок, так и с использованием электровзрывов фольг, импульсных лазеров и источников корпускулярных пучков. Напряжения в образцах определяются из анализа профилей скорости свободной тыльной поверхности образца, или профилей давления, или скорости, зафиксированных на контактной поверхности с преградой из материала с малой динамической жесткостью. Для регистрации волновых профилей используются пьезорезистивные и диэлектрические датчики давления или емкостные датчики и лазерные доплеровские измерители скорости, решающая способность которых достигает в настоящее время субнаносекундного уровня.

Интерпретация результатов измерений базируется на детальном анализе волновых взаимодействий при отколе. Взаимодействие волн разрежения внутри образца после отражения исходного импульса сжатия от поверхности образца приводит к появлению в нем растягивающих напряжений, величина которых возрастает по мере распространения волны разрежения вглубь тела. При достижении критического для данного материала значения напряжений в каком-то сечении образца происходит его разрушение, сопровождающееся быстрой релаксацией напряжений и образованием так называемого "откольного импульса", распространяющегося к поверхности образца. Величина критических напряжений определяется из волновых профилей по разнице скоростей между максимумом и первым минимумом скорости. При этом необходимо учитывать поправку на искажения волнового профиля вследствие упругопластических свойств среды, связанные с различием скоростей распространения возмущений в волне разгрузки и откольном импульсе. Искажения минимальны в случае треугольной формы падающего импульса нагрузки.

Измерения откольной прочности показали, что, во-первых, она значительно превосходит напряжения разрушения, полученные в статических условиях, и, во-вторых, сопротивление откольному разрушению возрастает с увеличением характерной скорости растяжения в волне разгрузки. Это объяс-

няется тем, что темп разрушения зависит от приложенного напряжения и не может быть сколь угодно большим. Критические напряжения при отколе соответствуют такому темпу разрушения, при котором рост объема несплошностей в материале полностью компенсирует градиент плотности в разгрузочной части исходного импульса сжатия. Такая скорость разрушения соответствует моменту достижения максимальных для данного сечения растягивающих напряжений.

Эксперименты по откольному разрушению металлов и сплавов в ударных волнах различной интенсивности показали, что во всем исследованном диапазоне (2-90 ГПа) разрушающие напряжения не зависят от давления ударного сжатия, а следовательно, от температуры и предшествующей разрушению деформации. Снижение роли температуры в процессе разрушения связано, по-видимому, с переходом механизма пластической деформации от термофлуктуационного к атермическому надбарьерному скольжению дислокаций при больших перенапряжениях в материале.

Измерения динамической прочности предварительно нагретых металлических образцов подтверждают этот вывод. Эти опыты показали также, что откольная прочность не является монотонной функцией температуры, прочность материала остается примерно постоянной до определенной температуры, составляющей от 70 до 95 % температуры плавления для разных металлов. Превышение пороговой температуры, которая определяется локальным плавлением вещества в области крупных пор или несплошностей вследствие его локального разогрева при пластической деформации, приводит к резкому падению прочности материала, вплоть до значений, близких к нулю.

Эксперименты с образцами различной ориентации текстуры, а также опыты с нагрузкой различной амплитуды говорят о том, что центрами разрушения при отколе являются такие относительно крупные дефекты, как включения, микропоры, границы зерен и т.п., присутствующие в исходном материале. Таким образом, динамическая прочность является структурночувствительным параметром материала. Из анализа сохраненных образцов известно, что наблюдаемые неоднородности поверхностей разрушения тем мельче, чем короче импульс нагрузки, то есть выше достигаемые перенапряжения в образце. Это означает, что увеличение растягивающих напряжений приводит к инициированию все более мелких и многочисленных потенциальных очагов разрушения. Опыты с металлами, претерпевающими в процессе ударно-волнового нагружения фазовые переходы с перестройкой внутренней структуры, показали, что такое изменение структуры не оказывает заметного влияния на прочностные свойства материала.

Так как предварительная деформация материалов в ударной волне не влияет на сопротивление отколу, можно предположить, что для иници-

рования разрушения на дислокационном уровне требуются более высокие напряжения в образце. Исследования инициирования разрушения на структурном уровне, близком к идеальной кристаллической решетке, в условиях откола были выполнены с монокристаллическими образцами ряда металлов. Измерения показали, что величина откольной прочности металлов в два-три раза превышает прочность поликристаллов, что несомненно связано с низкой дефектностью кристаллов. Так, прочность монокристаллов ниобия при длительности импульса сжатия несколько десятков наносекунд достигала ~30% его теоретической прочности. Это означает, что только в монокристаллах имеет место инициирование разрушения на дислокационном уровне, так как в поликристаллических образцах растягивающие напряжения не успевают достигать значений, необходимых для активирования разрушения без влияния крупных концентраторов.

Реализация максимальных напряжений при откольном разрушении наблюдается в случае однородных материалов с высоким пределом упругости. Упругая деформация не приводит к образованию микродефектов материала, служащих концентраторами напряжений. Эксперименты со стеклом, плавленнным и кристаллическим кварцем, монокристаллами окиси алюминия показали, что динамическая прочность подобных материалов может достигать рекордных для твердого тела значений. Однако откольная прочность хрупких монокристаллов падает до нуля при увеличении интенсивности нагрузки до предела упругости. Превышение предела упругости для стекла не является критическим, что можно объяснить его способностью к необратимому уплотнению, играющему роль механизма пластического деформирования. Фактором, осложняющим эксперименты с хрупкими материалами, является возможность образования волны разрушения, которая формируется на поверхности сжатого образца в виде сетки трещин и распространяется вглубь его с дозвуковой скоростью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е., Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 407 с.

СВ-СИНТЕЗ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ Ti-Si-C

Табаченко А.Н., Ефремова С.В.

Сибирский физико-технический институт при Томском университете

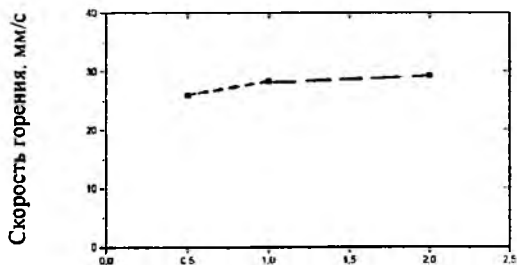
634050, г. Томск, пл. Ново-Соборная, 1

тел.(3822)231302, факс (3822)233034

E-mail: root@eccspti.tomsk.su

Получение материалов с обычными высокотемпературными свойствами керамики и необычной для керамических материалов пластичностью является актуальным. В работе [1] указывают на признаки пластического поведения фазы Ti_3C_2Si , полученной путем химического осаждения из раствора. Для получения такого класса материалов нами использован метод самораспространяющегося высокотемпературного синтеза.

Основное внимание уделено получению соединений Ti_3C_2Si , $Ti_2C Si$, $Ti_3C Si_2$, а также материалов на их основе, легированных железом. На рис.1 и 2 представлены зависимости температуры и скорости горения от соотношения компонентов Ti-C и Ti-Si в системе Ti-Si-C.



Соотношение TiC/TiSi
Рис.1

Наибольшей скоростью горения обладают порошковые смеси, отвечающие по составу соединению Ti_3C_2Si , минимальной – $Ti_3C Si_2$. Порошковые смеси $Ti_3C Si_2$ имеют несколько меньшие, чем для других фаз, температуры горения (рис.2).

Измерение температуры производилось в установке высокого давления в инертной атмосфере с помощью вольфрам/вольфрам-ренийевой термопары с диаметром термоэлектродов 100 мкм.

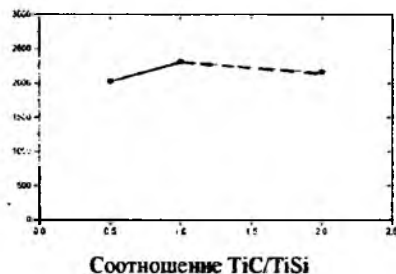


Рис.2

При легировании этих смесей железом наблюдается понижение скорости горения и максимальной температуры (рис.3, 4).

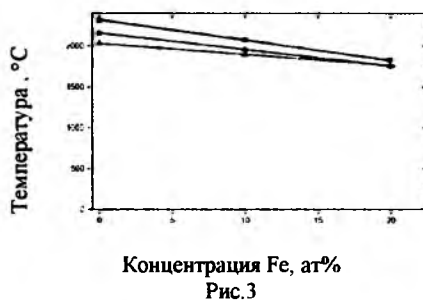


Рис.3

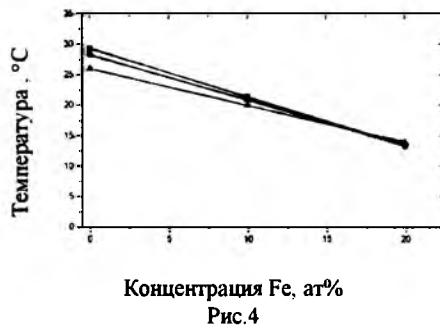


Рис.4

Все указанные составы горят в стационарном режиме. Как правило, продукты синтеза представляют собой пористый каркас со средним размером пор 150 - 200 мкм в зависимости от состава. Изме-

нение объемных параметров продуктов синтеза представлено в табл. 1.

Таблица 1

Состав	Изменение пористости, %
Ti_3C_2Si	-29
$Ti_2C Si$	-26
$Ti_3C Si_2$	-25
$Ti_3C_2Si + 20at\%Fe$	-12
$Ti_2C Si + 20at\%Fe$	-15
$Ti_3C Si_2 + 20at\%Fe$	-6

Видно, что легирование смесей железом существенно снижает пористость конечного продукта.

Методом рентгеноструктурного анализа исследован фазовый состав продуктов синтеза. Данные представлены в табл. 2.

Таблица 2

Состав по шихте	Фазовый состав
Ti_3C_2Si	TiC, Ti_3Si_3 , $TiSi_2$, (SiC)
$Ti_2C Si$	TiC, Ti_3Si_3 , $TiSi_2$, (SiC)
$Ti_3C Si_2$	TiC, Ti_3Si_3 , $TiSi_2$
$Ti_3C_2Si + 20at\%Fe$	TiC, Fe_2Ti , $TiSi_2$, (Fe_3Si_3 , $FeSi$, $FeSi_2$)
$Ti_2C Si + 20at\%Fe$	TiC, Fe_2Ti , $TiSi_2$
$Ti_3C Si_2 + 20at\%Fe$	TiC, Ti_3Si_3 , $TiSi_2$, Fe_2Ti , $FeSi_2$

Их анализ показывает, что основными фазами продуктов синтеза являются фазы TiC, Ti_3Si_3 , $TiSi_2$. Исследование прочностных свойств (предел прочности на изгиб, $\sigma_{изг}$) синтезированных материалов, полученных в режиме СВС с приложением давления, показало, что наибольшей прочностью обладают образцы, отвечающие по составу стехиометрии $3Ti - 2C - Si$ (табл.3).

Таблица 3

Состав	$\sigma_{изг}$, МПа
Ti_3C_2Si	160
$Ti_2C Si$	30
$Ti_3C Si_2$	60
$Ti_3C_2Si + 20at\%Fe$	130
$Ti_2C Si + 20at\%Fe$	90
$Ti_3C Si_2 + 20at\%Fe$	30

Легирование соединений железом по-разному влияет на предел прочности. Легирование Ti_3C_2Si до 20at%Fe уменьшает прочность, вместе с тем этот материал остается наиболее прочным для исследованных составов системы Ti-Si-C-Fe. Легирование железом Ti_2CSi увеличивает его прочностные свойства. Для всех исследованных материалов на диаграммах разрушения нагрузка (P) – время (t) наблюдается линейная зависимость, которая характерна для разрушения хрупких материалов.

Измерение твердости по Роквеллу (HRA) свидетельствует о том, что твердость синтезированных материалов достаточно высока и для Ti_3C_2Si составляет 73.5 ед.HRA. Вместе с тем отпечатки, оставленные алмазной пирамидой при нагрузке 60 кг, не имеют трещин, характерных для хрупких материалов, что косвенно указывает на наличие в материале структурных элементов с пластическими свойствами. Детальный анализ пластического поведения материалов системы Ti-Si-C требует специального рассмотрения.

Работа поддержана РФФИ, грант N98-01-00293.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pampuch R., Lis J., Stobierski L. Solid compustion synthesis of solicon-containing materials in Presence of Liquid Silicon Alloys// J. Europ German Soc. 1989. N5. P.283-287.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНИКОВ ИЗ КОНИЧЕСКИХ ОБЛИЦОВОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДА ВВ

Трушков В.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете,
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36.
тел. (3822)410713, факс (3822)410347
E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Рассматривается задача о деформации и разрушении конических облицовок при их формировании в ударники. В начальном состоянии облицовка помещена на торцевой поверхности цилиндрического заряда ВВ. Основание заряда и ее боковая сторона являются свободными поверхностями.

Решение задачи осуществляется с помощью эйлерового численного метода [1], основанного на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Методика расчета позволяет проводить исследование процессов высокоскоростного взаимодействия материалов с различными физико-механическими свойствами, не накладывая особых ограничений на начальные конфигурации тел и скорости взаимодействия.

Для описания поведения материала облицовки используется упругопластическая модель механики сплошной среды. Для продуктов детонации - газодинамическая, причем принято, что в заряде ВВ реализуется стационарный режим детонации. В упругопластическую модель среды вводится дополнительный параметр $\alpha = \rho_m / \rho$ - пористость, характеризующая степень повреждения. Здесь ρ - плотность пористого материала, ρ_m - плотность материала матрицы (сплошного материала). Пористая среда представляется как двухкомпонентный, однородный и изотропный материал, состоящий из матрицы и сферических пор. Для построения уравнения состояния пористого материала используется $(p - \alpha)$ -модель, суть которой состоит в том, что при пренебрежении поверхностной энергией пор и давлением содержащегося в них газа уравнения состояния материала матрицы и пористой среды связаны соотношениями

$$p_m = p_m(\rho_m, \varepsilon), \quad p = p_m(\alpha \rho, \varepsilon) / \alpha, \quad (1)$$

где p_m - давление в материале матрицы, p - давление в пористой среде. ε - удельная внутренняя энергия. Здесь и далее все величины с индексом m относятся к материалу матрицы. Предел текучести материала σ_s и модуль сдвига μ также зависят от пористости

$$\sigma_s = \sigma_{sm} / \alpha, \quad \mu = \mu(\mu_m, \alpha).$$

При моделировании разрушения облицовки учитываются два механизма повреждения твердых тел: отрывной и сдвиговой [2]. Разрушение по типу отрыва рассматривается как процесс роста и слияния микропор под действием растягивающих напряжений. В качестве меры этих повреждений ис-

пользована величина относительного объема пор $\eta = (\alpha - 1) / \alpha$. При выполнении условия

$$\eta \geq \eta_c, \quad (2)$$

материал считается разрушенным. Критическое значение относительного объема пор задается равным $\eta_c = 0.3$. Для прогнозирования сдвиговых разрушений используется критерий, где мерой повреждения материала является удельная работа сдвиговых пластических деформаций A^p . При выполнении условия

$$A^p \geq A^p_c \quad (3)$$

материал считается разрушенным по типу сдвига. Критическое значение этой работы в зависимости от свойств материала задается в интервале 40...80 кДж/кг.

Механические свойства разрушенной среды изменяются таким образом, что дальнейшее ее поведение моделируется некоторой сыпучей средой, не способной сопротивляться растяжению, но воспринимающей сдвиговые и сжимающие нагрузки. В методику расчета включен алгоритм разделения разрушенного материала на отдельные фрагменты - осколки. Причем граница раздела вводится только в полностью разрушенной области, где выполняется условие отрывного разрушения (2).

На рис.1-3 представлены результаты численных расчетов взаимодействия медных конических облицовок, имеющих толщину $\delta = 2$ мм и диаметр $d_{об} = 40$ мм, с продуктами детонации заряда ВВ, высота и диаметр которого равны $H_z = d_z = 50$ мм. Угол раствора конуса ψ варьируется в пределах 120°...160°. В качестве взрывчатого вещества задается пентолит - смесь тротила с тэном [3].

При расчете зоны детонации используется методика, изложенная в [1]. В исходном состоянии начальная внутренняя энергия ВВ полагается равной энергии взрывчатого превращения Q_H . Высвобождение этой энергии происходит только за фронтом детонационной волны, распространяющейся с постоянной скоростью D_H . Единообразное вычисление давления осуществляется путем умножения его на некоторую функцию F , которая полагается равной нулю в области перед фронтом детонации и равной единице в области полностью прореагировавшего ВВ. Все параметры на фронте детонационной волны ($0 < F < 1$) вычисляются из соотношений Гюгонно, а давление задается равным $P = P_H F$, где P_H - давление в точке Челмена-Жуге.

На рис.1 приведены эпюры давления вдоль оси симметрии заряда ВВ. Звездочкой обозначено положение вершины облицовки. Импульс давления достаточно быстро достигает точки Чепмена-Жуге $P_c = 24$ ГПа. При взаимодействии детонационной волны с облицовкой давление в области границы контакта возрастает до величины порядка $P = 40$ ГПа. Затем оно снижается за счет разлета продуктов детонации и за счет отражения волн сжатия от свободной поверхности облицовки.

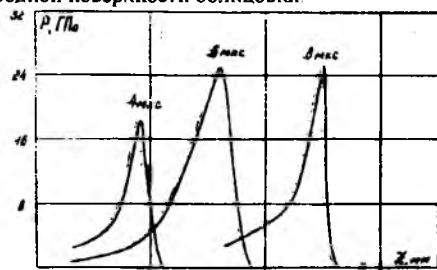
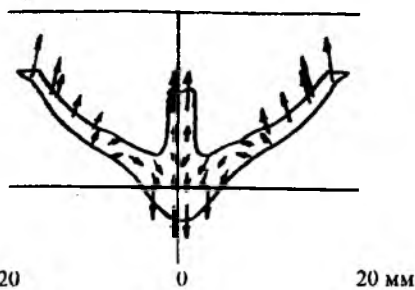


Рис. 1

Специфический режим нагружения облицовки импульсом давления, бегущим вдоль образующей конуса, приводит к радиальному перемещению материала облицовки в сторону оси симметрии. Причем чем меньше угол раствора конуса, тем выше скорость радиального течения. Следствием этого является кумулятивный эффект, возникающий на оси симметрии.



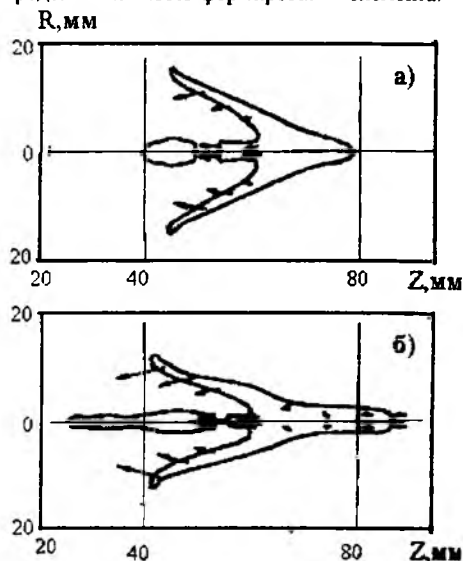
($t = 28$ мкс, $V_{cp} = 2250$ м/с; 1 см стрелки - 500 м/с)

Рис. 2

На рис. 2 приведена конфигурация облицовки с углом при вершине конуса $\psi = 160^\circ$. Стрелками показаны векторы относительных массовых скоростей с компонентами u_{r0}, u_{z0} в направлении осей r и z соответственно, где $u_{r0} = u_r$; $u_{z0} = u_z - V_{cp}$; $V_{cp} = (V_1 + V_2)/2$; u_r, u_z - компоненты массовой скорости; V_1, V_2 - скорости точек головной и хвостовой частей элемента (без учета отделившихся фрагментов).

В этом варианте задачи облицовка деформируется со слабо выраженным кумулятивным эффектом, который полностью прекращается к моменту времени $t = 40$ мкс. Далее периферийные концы облицовки (крылья) лишь вытягиваются в осевом направлении.

Рис. 2.3 иллюстрируют влияние угла ψ на характер формирования ударника. По мере уменьшения угла ψ перепад скоростей V_1 и V_2 увеличивается, также увеличиваются средняя скорость V_{cp} и продолжительность формирования элемента.



а) $\psi = 150^\circ$; $t = 40$ мкс; $V_{cp} = 2690$ м/с;

б) $\psi = 140^\circ$; $t = 40$ мкс; $V_{cp} = 3120$ м/с;

1 см стрелки - 1000 м/с.

Рис. 3

Разрушение всех рассматриваемых элементов начинается в их хвостовой части и, как правило, сопровождается образованием шестичной области. На более поздних стадиях процесса ($t > 60$ мкс) в вариантах при $\psi = 140^\circ, 150^\circ$ происходит разрыв крыльев, а при $\psi = 140^\circ$ имеет место разрушение головной части элемента.

Таким образом, вышеприведенные результаты иллюстрируют возможности численного моделирования процессов деформации и разрушения облицовок, метаемых продуктами детонации. Наличие мощной вычислительной техники в настоящее время уже позволяет проводить массовые расчеты данной задачи с целью конструирования самоформирующихся ударников нужной конечной конфигурации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 098-01-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 2. С. 110-115.
2. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. // Хим. физика. 1993. Т. 12. Вып. 2. С. 170-174.
3. Физика взрыва / Под ред. К.П. Станковича. М.: Наука, 1975. 704 с.

ВЗРЫВНОЕ ПРЕССОВАНИЕ КЕРАМИЧЕСКОГО ПОРОШКА ZrO_2

Хабибуллин М.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410560, факс (3822) 410347, e-mail: svetl@niipmm.tsu.tomsk.su

Рассматриваемая задача связана с проблемой создания высокоплотных прессовок из керамических материалов [1]. Предварительная обработка порошков тугоплавких высокопрочных соединений импульсным давлением существенно облегчает дальнейшее формирование изделий методами порошковой металлургии. Плотность прессовок, получаемая при взрывном уплотнении, достигает почти 100% плотности твердого тела, хотя по сравнению со статическим прессованием получить равномерное распределение плотности по сечению пресс-изделия значительно труднее. Результат прессования решающим образом зависит от выбранных параметров взрывного воздействия. Так, использование высоких давлений приводит к появлению трещин в уплотненном материале в результате взаимодействия волн разрежения, низких - к образованию неуплотненной области. Для каждого порошка необходимо подбирать оптимальные параметры. Один из путей их нахождения состоит в получении количественной информации об эволюции напряженно-деформированного состояния на основе численного моделирования динамики прессования при экспериментальной проверке адекватности модели. В настоящей работе приведены результаты численного исследования взрывного прессования порошка ZrO_2 , получаемого термическим разложением солей, распыленных в высокочастотной плазме. В ходе данного процесса капля раствора за время около 1с превращается в твердую частицу. В результате частицы порошка представляют собой полые сферы или их обломки со средним диаметром 0,25мкм. Насыпная плотность такого порошка 0,4г/см³, относительный объем пустот 93%. Различают не прямые и прямые методы взрывного прессования. В первом случае давление от ВВ на порошок передается через какое-нибудь промежуточное тело, например, ударник. Во втором высокие плотности образцов можно получить при детонации зарядов, наложенных непосредственно на стенки контейнера, содержащего прессуемый порошок.

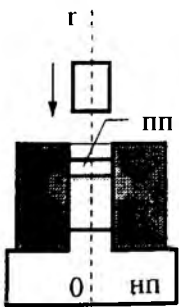


Рис. 1

Расчет процессов ударно-волнового уплотнения порошкового материала и

разрушения пресс-таблетки проводился в рамках модели пористой упругопластической среды [2].

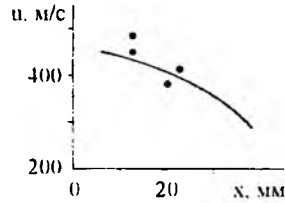


Рис. 2

На рис.2 сравниваются рассчитанная и измеренная скорости перемещения системы ударник-ПП в виде зависимости от пройденного расстояния в ампуле. Краевые условия задачи соответствовали постановке эксперимента, в котором скорость ударника

600м/с, суммарная масса ударника и ведущего устройства 35г, масса порошка 10г. Наблюдается удовлетворительное совпадение затухания скорости. Начало процесса характеризуется распространением ударных волн от поверхности контакта ударника с ПП. Ударный фронт в ПП при выходе на контактную границу с образцом расщепляется на проходящую в порошок упругую волну сжатия и отраженную в ударно-сжатый материал ПП волну упругопластической разгрузки, причем взаимодействие встречных волн разрежения может привести к откольному разрушению ударника. Из расчетов следует, что, например, стальной ударник толщиной 6мм при скорости соударения 500м/с сохраняет свою целостность, а при вдвое большей скорости распадается на две части, что подтверждается проведенными экспериментами. Следует отметить, что из-за низкой насыпной плотности порошка волновая картина, протекающая в ударнике и ПП, не оказывает существенного влияния на процесс уплотнения, важны лишь их массы и начальная скорость взаимодействия. По мере вхождения в ампулу происходит выравнивание массовых скоростей в ударнике и ПП. Ударный фронт в порошке, являющийся одновременно и фронтом разрушения частиц материала, примыкает к поверхности ПП. Упругая волна сжатия в порошке, достигнув поверхности НП, расщепляется на проходящую в материал НП и отраженную в порошок волны сжатия. Последняя, отражаясь поочередно от ударного фронта и НП, повышает уровень сжимающих напряжений в пространстве между ними и приводит к уменьшению относительного объема пустот. При скорости удара 500м/с ударно-волновое прессование продолжается 200 мкс. Относительный объем пустот в прессованной таблетке достигает 0,2. Через 250мкс после соударения материалы охвачены действием растягивающих напряжений, однако их величина недостаточна для роста микропор. При скорости удара 1000м/с полное уплотнение порошка диоксида циркония достигается уже к 80мкс. Взаимодействие встречных волн разгрузки, распространяющихся от ПП и НП, приводит к расслоению пресс-таблетки.

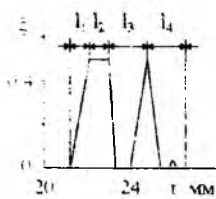


Рис.3

На рис.3 показано распределение относительного объема пустот по толщине образца к моменту времени 120мкс. В расчетах принималось, что в элементе спрессованного материала произойдет разрушение, если относительный объем пустот в нем достигнет в результате действия растягивающих напряжений 0,5. Локализации расслоения соответствуют наблюдаемым в эксперименте. Пресс-таблетка разрушается на четыре слоя, толщина 1 которых варьируется в пределах 0,7...1,7мм. Окончательная толщина прессовки, как и в эксперименте, равна ≈5мм.

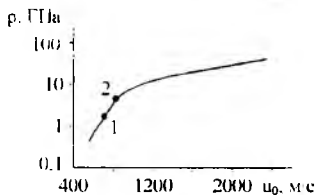


Рис.4

Зависимость рассчитанного пикового давления в порошковом диоксиде циркония от скорости удара приведена в полулогарифмическом масштабе на рис.4, где точка 1 - полное уплотнение материала, 2 - нижняя граница расслоения прессовки.

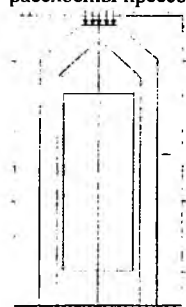


Рис.5

Прямой метод. Простое устройство для прямого прессования показано на рис.5. Внутри тонкостенной стальной трубки находится керамический порошок ZrO_2 , подлежащий уплотнению. Вокруг трубки расположено ВВ. Подрыв происходит сверху, и фронт детонации распространяется вдоль оси цилиндра со скоростью, характерной для каждого ВВ. Высокое давление ударной волны приводит к сжатию трубки

и тем самым к уплотнению порошка. Расчеты проводились с помощью численного метода [3], в качестве модели инициирования и развития реакции в гетерогенных ВВ использовалась модель [4], основанная на концепции «горячих точек».

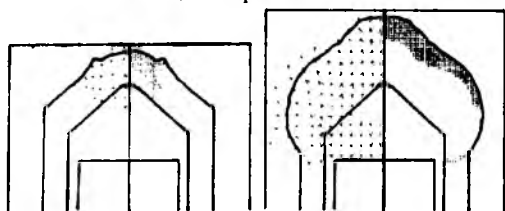


Рис.6

На рис.6 в моменты времени 2,5 и 5,5мкс показано поле вектора массовой скорости и точками отмечена зона реакции. К моменту времени 2,5мкс в ВВ образовалась зона, занятая продуктами реакции, а к моменту 5,5мкс давление во фронте ударной волны достигло значения Чепмена-Жуге и сформировался детонационный комплекс. Рис.7 иллюстрирует полученную в расчете картину деформирования контей-

нера через 12,5 и 15мкс после подрыва.

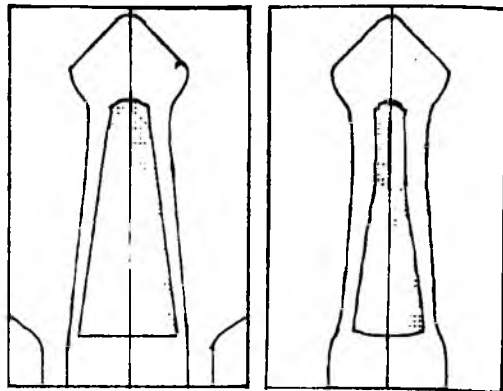


Рис.7

В левой полуплоскости рисунка представлено поле давления, в правой - относительного объема пустот. Приняты следующие обозначения для диапазонов изменения относительного объема пустот: 1...30% - ■, 30...60% - ×, 60...92% - +; для диапазонов изменения давления: 0,1...1ГПа - +, 1...10ГПа - ×, 10...16,5ГПа - ■ при $t=12,5$ мкс; 0,1...10ГПа - +, 10...50 ГПа - ×, 50...87,5ГПа - ■ при $t=15$ мкс. Волновая картина в порошке ZrO_2 протекает таким же образом, как и в случае непрямого взрывного прессования. Для уплотнения используется ВВ с высокой скоростью детонации (8800м/с), что приводит к дополнительному пластическому сжатию уже спрессованного тела. Отраженная от оси симметрии как от жесткой стенки ударная волна достигает поверхности цилиндра, отражается от нее и движется обратно уже как волна разгрузки. В результате в центре цилиндрического образца возникают трещины. Из предыдущих расчетов (рис.4) следует, что для оптимального прессования геометрические и физические параметры ВВ должны быть такими, чтобы пиковое давление в порошке ZrO_2 составляло ≈2,3ГПа. Отметим, что из-за низкой насыпной плотности порошка изменение внутреннего радиуса стенки ампулы превышает 25%, что приводит в результате сдвиговых деформаций к образованию в ней вертикальных трещин.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прюммер Р. Обработка порошкообразных материалов взрывом. М.: Мир, 1990. 128с.
2. Белов Н.Н., Коняев А.А., Королев П.В. и др. // ПМТФ. 1997. №1. С.43-50.
3. Хабибуллин М.В. // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18-24.
4. Белов Н.Н., Югов Н.Т., Хабибуллин М.В. и др. // Избранные доклады международной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. Т.2. Ч.1. С.41-47.

ОПТИМАЛЬНЫЕ ПУТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ

Цвелодуб И.Ю.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, 15
тел. (3832) 332750, факс (3832) 331612
E-mail creep@hydro.nsk.su

В настоящее время во многих технологических процессах все более широкое применение находит обработка материалов давлением в медленных температурно-скоростных режимах деформирования т.е. в режимах ползучести. Это связано с тем, что повреждаемость ряда металлических материалов, например титановых и алюминиевых сплавов, в условиях ползучести существенно меньше, чем при мгновенном упругопластическом деформировании до тех же величин необратимых деформаций. В реальных технологических процессах время обработки t_0 ограничено, поэтому возникает задача нахождения в этих условиях таких воздействий, которые приводят к заданным деформациям ползучести материала при наименьшей его поврежденности.

Для некоторых классов материалов при фиксированной величине t_0 эти воздействия найдены в [1,2], где рассмотрены также приложения к задачам обработки материалов давлением, в частности к задачам об оптимальном деформировании пластин в заданную остаточную поверхность. В данной работе сформулированная задача распространена на другие классы материалов, при этом время t_0 и величина эквивалентного напряжения ограничены сверху.

Изотермический процесс ползучести и разрушения разупрочняющихся металлических материалов описывается системой уравнений [1,2]:

$$\begin{aligned} \dot{\eta}_{kl} &= B_1 s^n (1 - \omega)^m \partial s / \partial \sigma_{kl} \quad (k,l=1,2,3), \\ \dot{\omega} &= B_2 s^p (1 - \omega)^m, \end{aligned} \quad (1)$$

где σ_{kl}, η_{kl} - компоненты тензоров напряжений и скоростей деформаций ползучести; ω ($0 \leq \omega \leq 1$) - параметр поврежденности (в естественном недеформированном состоянии $\omega = 0$, а в момент разрушения $\omega = 1$); $s > 0$ - инвариант, являющийся выпуклой однородной первой степени функцией σ_{kl} ; B_1, B_2, n, m, p - положительные константы, причем $p \geq 1$.

В частности, в условиях одноосного растяжения при $\sigma > 0$, когда $s = \sigma$, из (1) для деформации ϵ_* в момент разрушения получим

$$\epsilon_* = B_1 B_2^{-1} \sigma^{n-p}. \quad (2)$$

Зависимости (1) можно обратить, т.е. выразить σ_{kl} и $\dot{\omega}$ через η_{kl} и ω [1,2]:

$$\sigma_{kl} = s \partial H / \partial \eta_{kl}, \dot{\omega} = B_0 H^\alpha (1 - \omega)^\beta, \quad (3)$$

$$s = [B_1^{-1} H (1 - \omega)^m]^{1/n}, B_0 = B_2 B_1^{-\alpha},$$

$$\alpha = p/n, \beta = m(\alpha - 1),$$

где $H = H(\eta_{kl})$, $H > 0$ - однородная первой степени выпуклая функция, такая, что $H_s = W$, где $W = \eta_{kl} \sigma_{kl}$ - мощность удельной рассеянной при ползучести энергии.

Задача оптимального деформирования, обобщающая рассмотренную в [1,2], формулируется следующим образом: среди всех возможных путей деформирования элемента среды, приводящих к заданным деформациям ползучести ϵ_{kl**} , необходимо выбрать такой, при котором накапливается наименьшая поврежденность ω . При этом продолжительность процесса t_0 и допустимые напряжения ограничены, т.е. $0 < t_0 \leq t_{**}$, $s(t) \leq s_{**}$ при $0 \leq t \leq t_0$ (t_{**} и s_{**} - заданные величины). Эти ограничения считаются совместными, т.е. указанные пути существуют: $\omega = 0$, $\epsilon_{kl} = 0$ при $t=0$.

В [1,2] время деформирования фиксировалось, т.е. $t_0 = t_{**}$, и рассматривался только случай $\alpha > 1$, т.е. $p > n$, что, как следует из (2), соответствует классу материалов, у которых при одноосной ползучести деформация ϵ_* уменьшается с ростом напряжения.

С использованием (1) и (3) показано, что в зависимости от величины α оптимальными путями являются:

- 1) при $\alpha > 1$ - путь с постоянными скоростями деформаций во всем возможном интервале $[0, t_{**}]$, т.е. при $t_0 = t_{**}$ и $\eta_{kl} = \epsilon_{kl**} / t_{**}$;
- 2) при $\alpha = 1$ - любой простой путь, когда $\epsilon_{kl} = \epsilon_{kl**} f(t)$ ($f(0) = 0, \dot{f}(t) \geq 0$), в любом временном интервале $[0, t_0]$, $t_0 \leq t_{**}$;
- 3) при $\alpha < 1$ - путь, при котором $\sigma_{kl} = \text{const}$ при $[0, t_0]$, причем $s = s_{**}$, а

$$t = \frac{1 - (1 - B_1 B_2 (s_{..})^{m+1} H_{..})^{m+1}}{(m+1)B_2 (s_{..})^m}$$

где $H_{..} = H(\epsilon_{k, s_{..}})$.

Показано также, что наиболее неблагоприятный среди всех простых путей деформирования, приводящий при принятых ограничениях к наибольшей поврежденности в момент $t=t_0$, для $\alpha > 1$ ($\alpha < 1$) совпадает с указанным выше оптимальным путем для $\alpha < 1$ ($\alpha > 1$).

Отмеченные выше наиболее и наименее благоприятные пути позволяют получить нижнюю и верхнюю оценки поврежденности материала по известным остаточным деформациям, возможному временному интервалу $[0, t_0]$, в течение которого материал мог подвергаться внешним воздействиям и максимально возможному значению $s_{..}$ величины s (например, $s_{..} = \sigma_1$, где σ_1 - предел текучести, если известно, что пластические деформации отсутствовали). Например, для пластины по остаточным прогибам (малым в сравнении с ее толщиной) можно определить все компоненты деформаций [1] и, следовательно, оценить остаточной прочностной ресурс.

Другим примером может служить оценка поврежденности на контуре L отверстия произвольной формы в пластине, если при $0 \leq t \leq t_0$ оно было свободно от внешних нагрузок и если на L известны компоненты вектора остаточных перемещений в плоскости пластины. По этим данным можно определить на L остаточные тангенциальные деформации [3] и, следовательно, получить упомянутые оценки.

Задача оптимального разрушения материала формулируется следующим образом: требуется указать такой путь деформирования, чтобы за время $t_0 \leq t_0$ разрушить элемент среды (т.е. чтобы выполнялось равенство $\omega(t_0) = 1$) при наименьших затратах энергии

$$A = \int_0^{t_0} \eta_{ki} \sigma_{ki} dt$$

и при ограничении на величину s : $s(t) \leq s_{..}$ ($0 \leq t \leq t_0$).

Доказано, что в зависимости от величины $\gamma = p/(n+1)$ оптимальными являются:

1) при $\gamma > 1$ - путь, при котором $s(t) = s_{..}$ ($0 \leq t \leq t_0$); при этом время t_0 до разрушения определяется из (1):

$$t_0 = B_2 (m+1) (s_{..})^p;$$

2) при $\gamma = 1$ - любой путь, так как затраченная на разрушение энергия A , является характери-

стой материала: $A = V_1 B_2^{-1}$.

3) при $\gamma < 1$ - путь с постоянной мощностью диссипации $W = V_1 (B_2 \delta t_0)^{-1}$, где $\delta = m(1-\gamma) + 1$.

Последнюю задачу можно видоизменить, используя вместо энергетического критерия оптимального разрушения аналогичный деформационный: при указанных ограничениях выбрать такой путь, при котором величина

$$Q = \int H dt$$

(совпадающая при одноосном растяжении с деформацией ϵ) в момент разрушения будет наименьшей.

В этом случае оптимальные для разрушения пути совпадают с наиболее неблагоприятными (в смысле накопления поврежденности) простыми путями, указанными выше, т.е. при $\alpha > 1$: $s_0 = s_{..}$; при $\alpha = 1$ все пути приводят к одной и той же величине Q в момент разрушения; при $\alpha < 1$: $H_0 = \text{const}$ при $0 \leq t \leq t_0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-01-01645).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цвелодуб И.Ю. Об оптимальных путях деформирования в условиях ползучести. Некоторые приложения к задачам обработки материалов давлением // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. №6. С.128-136.
2. Цвелодуб И.Ю. Постулат устойчивости и его приложения в теории ползучести металлических материалов. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1991. 201с.
3. Шваб А.А. Неклассическая упругопластическая задача // Изв. АН СССР. МТТ. 1988. №1. С.140-146.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ МЕХАНИКИ ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА

Шарафутдинов Г.З.

Институт механики Московского государственного университета

119192, г. Москва, Мичуринский проспект, д.1

тел. (095) 9392703, факс (095) 9390165

E-mail: sharafut@inmech.msu

1. Современные задачи МДТТ являются в основном физически и геометрически нелинейными. Эти формы нелинейности определяются нелинейными зависимостями между напряжениями и деформациями в первом случае и между деформациями и перемещениями - во втором. К числу геометрически нелинейных задач, строго говоря, следует отнести и задачи, в которых при деформировании происходит изменение формы тела.

В настоящее время существует большое число нелинейных форм определяющих соотношений связи между напряжениями и деформациями. Как правило, для их построения явно или неявно используются разложения нелинейного оператора связи между напряжениями и деформациями, из которых выбираются первые члены. Эти члены разложения далее упрощаются различными способами [1], что и приводит к известным формам определяющих соотношений.

Одной из важнейших проблем, возникающих в этой связи, является классификация определяющих соотношений на общей основе и разработка теории предельных состояний. Именно с использованием указанных разложений и возможно, по нашему мнению, решение этой задачи. Однако разложение имеет, как правило, ограниченную область сходимости, что и определяет необходимость введения соответствующих предельных параметров. Помимо них существуют и другие предельные параметры, как, например, предел линейности и др. Предельные параметры играют важную роль, поскольку они есть часть используемого математического аппарата. Весьма важно установить при этом их взаимосвязь с предельными параметрами физического плана.

Существенную помощь при решении этих проблем может оказать полученное в [2,3] представление разложений определяющих соотношений в конечной форме при помощи двух линейных операторов. В частности, с их использованием введен предел аналитичности и получены кусочно-линейные и кусочно-аналитические функциональные формы определяющих соотношений [4].

2. Как известно [5,6], основная задача механики сплошной среды состоит в определении закона движения каждой конкретной частицы сплошной среды. При этом, помимо пространственных координат, характеризующих положение частицы, вводится еще одна переменная - время t . Однако в статических задачах теории упругости, склерономной теории пластичности время не играет никакой роли, но тем не менее изменение положения частиц происходит. При анализе бесконечно малых деформаций в ряде случаев достаточно ограничиться рассмотрением лишь начального и конечного состояний дефор-

мируемого тела. Однако при конечных и больших деформациях часто возникает необходимость рассмотрения промежуточных состояний и введения некоторой обобщенной переменной q , которую назовем параметром состояния.

В общем случае q является, по-видимому, некоторой функцией или функционалом времени, температуры, силовых и/или кинематических характеристик процесса деформирования и, возможно, некоторых других величин. Даже в том случае, когда параметр состояния есть время, возможно влияние температуры, напряжения и др. на масштаб времени, что определяется температурно-, напряженно-временной и другими видами аналогий [7].

При непрерывной зависимости q от указанных аргументов бесконечно малое их изменение есть необходимое и достаточное условие бесконечно малого изменения q , что, в свою очередь, обуславливает бесконечно малое изменение деформаций, напряжений, перемещений. При конечных деформациях q может и не быть бесконечно малой. В этом случае, как и в линейной вязкоупругости, по-видимому, следует вводить промежуточные состояния. Только в линейной вязкоупругости это связано с тем, что параметр состояния - время - не является бесконечно малым.

Изучение движения сплошной среды связано со слежением либо за любой фиксированной частицей тела, либо за изменением параметров движения в любой фиксированной точке пространства. В задачах МДТТ предпочтительнее слежение за частицей тела. При использовании сопутствующей системы координат изменение положения частицы оценивается по изменению базисных векторов в процессе деформирования: координаты радиус-вектора, определяющего положение частицы при этом остаются неизменными. Это означает, что если процессу деформирования поставить в соответствие оператор N , то его действие на произвольный вектор $\bar{F} = x_i \bar{e}_i$, должно приводить к равенству

$$N\bar{F} = x_i N\bar{e}_i. \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что это равенство нарушается при нелинейности оператора N , а вектор \bar{F} не является прообразом вектора в правой части (1). В этом случае для тел конечных размеров при дифференцируемости оператора N возможны его локальные аппроксимации, в результате чего координаты образа вектора \bar{F} представляются в виде суммы слагаемых координат элементарных частей этого вектора, приведенных к определенной системе координат.

Следуя [8] (см. также [9]) введем прямоугольную декартову систему координат. Положение фиксиро-

ванной частицы сплошной среды определяется радиус-вектором $\vec{r} = x(q)$. Считая $x_i(q)$ непрерывными вместе со своими производными, рассмотрим два положения частицы $M_1(x_1, y_1, z_1)$ определяемые значениями параметра q_1, q_2 .

$$\vec{r}_2 - \vec{r}_1(q_2) - \vec{r}_1(q_1) = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \vec{F}(q_1)\Delta q + \dots + \frac{1}{2}\vec{F}''(q_1)(\Delta q)^2 + \dots \quad (2)$$

где $\Delta q = q_2 - q_1$

При задании распределения скоростей в пространстве закон движения частицы может быть определен путем интегрирования трех уравнений [5]

$$d\vec{r}/dq = \vec{v}(x, y, z, q) \quad (3)$$

Нетрудно видеть, при $\Delta q \rightarrow 0$ различие между подходами Лагранжа и Эйлера исчезает. Если Δq не стремится к нулю, то в первом случае следует сохранить большее число членов разложения, а во втором - необходимо задать явную зависимость вектора скорости от параметра q , после чего уравнения (3) могут быть проинтегрированы. Однако любой из этих подходов нельзя признать приемлемым, поскольку в одном случае существенно увеличивается порядок уравнения, а в другом - необходимая зависимость может быть установлена только в процессе решения задачи, поскольку априори она не известна. - в противном случае задачу можно считать в основном решенной. Таким образом, наиболее подходящим, по нашему мнению, следует признать подход, связанный с разбиением исходной задачи на ряд последовательных этапов, на каждом из которых должна быть обеспечена достаточная малость приращения параметра q , позволяющая ограничиться только первым членом разложения (2).

Разложение (2) играет важную роль и при представлении компонент тензора деформаций. Действительно, рассмотрим точку $M_2(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z)$. При деформировании она меняет свое положение, определяемое в начальном и текущем положении радиус-векторами \vec{r}_2 и \vec{p}_2 соответственно. Текущее положение точки может быть установлено при помощи разложения вида (2) для этой точки, вычитая из которого соотношение (2), получим затем расстояние между точками M_1 и M_2 в процессе деформирования:

$$\Delta \vec{p} = \vec{p}_2 - \vec{p}_1 = \Delta \vec{r} + [\vec{v}_2(q_2) - \vec{v}_1(q_1)]\Delta q + \frac{1}{2}[\vec{w}_2(q_2) - \vec{w}_1(q_1)](\Delta q)^2 + \dots \quad (4)$$

где $\Delta \vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$. Члены этого разложения в сумме определяют относительное перемещение второй частицы относительно первой, получаемое при указанном изменении q . Вектор $\Delta \vec{r}$ может быть выбран любым; будем считать, что его модуль стремится к нулю, так что при разложении разностей в квадратных скобках в (4) можно ограничиться лишь первыми членами. Учитывая последнее замечание, запишем (4) в виде

$$\Delta \vec{p} = \Delta x_i + \frac{\partial \vec{r}}{\partial x_j} \left[v_j \Delta q + \frac{1}{2} w_j (\Delta q)^2 + \dots \right] \Delta x_j$$

Символически это соотношение можно записать в виде $\Delta \vec{p} = A \Delta \vec{r}$ где A - линейный оператор. Матрица этого оператора состоит из элементов $A_{ij} = \{ a_{ij} = \delta_{ij} + \partial(\Delta u_i) / \partial x_j \}$ (5)

Скалярное произведение $(\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}) = (\Delta \vec{r}, A' A \Delta \vec{r})$ [10], где A' - транспонированная матрица, определяет квадрат расстояния между рассматриваемыми точками, обычно используемое при определении меры деформаций. Таким образом, частные производные в (5) играют основную роль в представлении компонент тензора деформации. В случае бесконечно малых деформаций

$$\partial(\Delta u_i) / \partial x_j = \partial v_i / \partial x_j$$

Бесконечная малость в этом случае определяется бесконечной малостью, по крайней мере, одного из сомножителей. Однако если считать эту величину конечной, то ни один из сомножителей не может быть бесконечно малым, и следовательно, в (2) нельзя ограничиться лишь первым членом разложения.

Разбиение задачи МДТТ на ряд последовательных этапов приводит к ряду проблем, основными среди которых, по нашему мнению, являются вопросы, связанные с суммированием деформаций и напряжений - величин, не являющихся аддитивными. Решение этих вопросов заключается во введении искомым величин в состав аддитивных и извлечении из последних после суммирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильюшин А.А., Победря Б.Е. Основы математической теории термовязкоупругости. М.: Наука, 1970. 280с.
2. Победря Б.Е. Численные методы в теории упругости и пластичности. М.: Изд-во МГУ, 1979. 344с.
3. Победря Б.Е. Механика композиционных материалов. М.: Изд-во МГУ, 1981. 336с.
4. Шарафутдинов Г.З. Об определяющих соотношениях вязкоупругости и вязкопластичности // Изв. АН СССР. МТТ. 1987. №3. С.125-133.
5. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1970. 492с.
6. Ильюшин А.А. Механика сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1971. 245с.
7. Уржумцев Ю.С., Максимов Р.Д. Прогностика деформативности полимерных материалов. Рига: Зинатне, 1975. 416с.
8. Прагер В. Введение в механику сплошных сред. М.: ИИЛ, 1963. 311с.
9. Ключников В.Д. Физико-математические основы прочности и пластичности. М.: Изд-во МГУ, 1994. 189с.
10. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. М.: Наука, 1967. 576с.

МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АБЛЯЦИИ СТЕНОК ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА ИЗ КВАРЦЕВОЙ КЕРАМИКИ ПРИ ТЕЧЕНИИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩЕГО КОМБИНИРОВАННОГО ТОПЛИВА

Бураков В.А., Панченко В.П., Тимашева И.Е., Щербакова И.В.,
Якушев А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822)410581, факс (3822)410347

E - mail bva@niipmm.tsa.tomsk.su

Троицкий институт инновационных и термодерных исследований

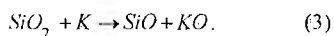
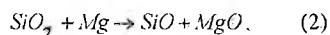
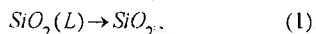
142092 г. Троицк Московской области

В сверхзвуковых импульсных МГД - генераторах (МГДГ) традиционно используются плазмообразующие металлизированные твердые топлива с легко ионизирующимися присадками солей калия или цезия, относящиеся к унитарным составам, содержащим окислитель в смеси с горючим [1]. В работах [2,3] показано, что параметры плазмы в импульсных МГДГ можно также обеспечить при сжигании в воздухе порошков легких металлов (Al, Mg или их смесей). В мобильных МГДГ, например, для геофизических исследований, целесообразно использовать такое металлическое горючее в виде пиротехнических составов, включающих часть окислителя и присадку в твердой фазе, обычно селитру KNO_3 . Подобное топливо называется комбинированным топливом (КТ). Применение в качестве окислителя воздуха позволяет уменьшить массу горючего, стоимость рабочего тела, увеличить ресурс газодинамического тракта и улучшить экологические характеристики выхлопных газов импульсных МГДГ на КТ. Процесс горения газогенераторного газа продуктов сгорания КТ в воздухе организуется в новом по отношению к схемам [1] конструктивном элементе - камере дожигания, представляющей собой цилиндрический канал, выполненный из термостойкой кварцевой керамики.

Целью работы являлось математическое моделирование процессов нестационарной абляции стенок начального участка цилиндрического канала из кварцевой керамики при дозвуковом течении продуктов сгорания плазмообразующего магнизи-рованного КТ в области реальных режимных параметров камеры дожигания модельных МГДГ.

Принимается следующая физическая модель процесса. В первый период взаимодействия высокотемпературного двухфазного потока продуктов сгорания плазмообразующего магнизи-рованного КТ со стенкой из кварцевой керамики происходит ее нестационарный прогрев по механизму теплопроводности. Во второй период взаимодействия, после достижения условной температуры плавления [4] без теплового эффекта, образуется жидкая пленка расплава диоксида

кремния (SiO_2), текущая под действием касательного напряжения и градиента давления от развивающегося на стенках цилиндрического канала двухфазного турбулентного пограничного слоя. Процесс нестационарной абляции кварцевой керамики происходит вследствие оплавления [5] и парофазного термохимического разрушения за счет механизмов испарения и гомогенных химических реакций с активными компонентами продуктов сгорания по схеме:



Все виды воздействия жидких горящих агломератов и частиц конденсированной фазы [6], а также другие возможные механизмы уноса на первом этапе исследований не учитываются.

Сформулирована математическая модель нестационарной абляции стенок цилиндрического канала из кварцевой керамики при оплавлении, описывающая нестационарный прогрев твердого материала, гидродинамику и теплообмен в жидкой пленке расплава в приближении ламинарного пограничного слоя, с учетом фактора полупрозрачности среды. Впервые, в рамках подхода [7], разработана математическая модель парофазного равновесного термохимического разрушения (SiO_2) по механизмам уноса (1) - (3) в высоко-

температурном потоке продуктов сгорания плазмообразующего магнизи-рованного КТ, позволяющая найти зависимость безразмерного параметра вдува от температуры поверхности, давления и состава газов в ядре течения при числе Льюиса - Семснова, равном единице. Модели замыкаются условием нахождения фронта плавления и уравнением нестационарной скорости абляции жидкой пленки расплава.

Численное решение получено в физических переменных для нестационарной теплопроводности твердого материала и течения в лами-

нарном пограничном слое жидкой пленки расплава методом конечных разностей по неявной итерационной схеме [8]. Учет движения свободной поверхности с заранее неизвестной скоростью проводился методом выпрямления фронта (подстановка Ландау). Уравнение нестационарной скорости абляции кварцевой керамики аппроксимировалось неявной схемой. Ловля фронта плавления осуществлялась путем выделения изотермы условной температуры плавления. Безразмерный параметр вдува на каждом временном слое вычислялся методом Ньютона. Разработана версия компьютерной программы для IBM - совместимых ПЭВМ.

Проведено численное исследование процесса нестационарной абляции стенок начального участка цилиндрического канала из кварцевой керамики ($0 < \bar{x} \leq 12$) при двухфазном течении продуктов сгорания плазмообразующего магнито-ионизированного КТ $0.7Mg + 0.3KNO_3$ с параметрами на входе, соответствующими камере дожигания модельного МГДГ «Памир - 0 -КТ», имеющего массовый расход 2.11 кг/с и время одного пуска 3 с . Равновесный состав, теплофизические и переносные свойства продуктов сгорания определялись при температуре 3650 К и давлении 5.0 МПа по программе «АСТРА» [9]. Константы равновесия физико-химических превращений SiO_2 при высоких температурах (1) - (3) находились на основе данных [10]. Результаты численных расчетов профилей скоростей жидкой пленки U и температур T по толщине кварцевой керамики в сечении $x=1.5$ для различных моментов времени представлены на рис. 1.2.

$U, \text{ м/с}$

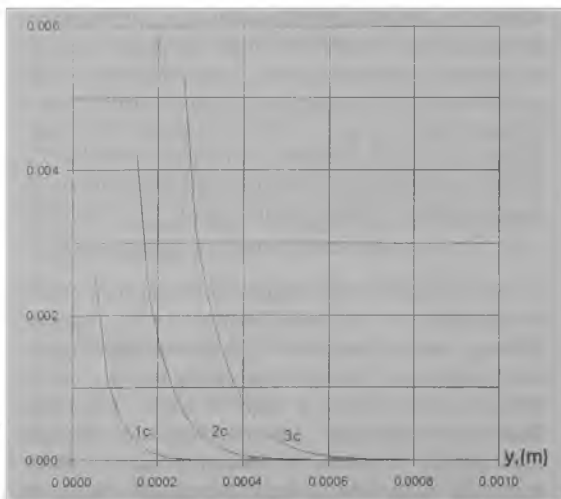


Рис. 1

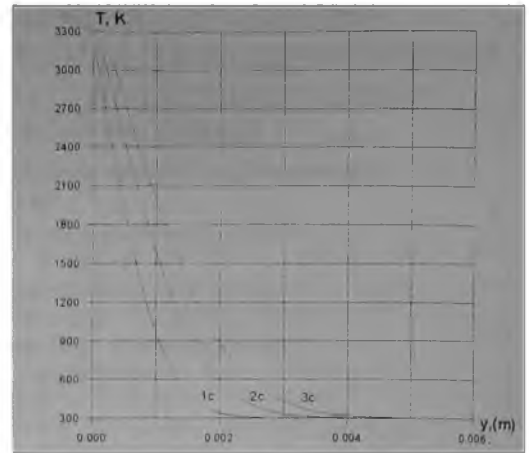


Рис. 2.

Факторы неизотермичности и вдува примерно на 7% увеличивают массовую скорость парофазного термохимического разрушения SiO_2 , учет радиационного теплообмена в приближении абсолютно черного тела для ядра двухфазного потока продуктов сгорания вызывает ее возрастание на 32% (максимальная оценка).

Работа проводилась при поддержке РФФИ по проекту 98-02 - 16518.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бреев В.В., Губарев А.В., Панченко В.П. // Сверхзвуковые МГД-генераторы. М.: Энергоатомиздат. 1988. 240 с.
2. Zeigarnik V.A. et al. // Proc.33 - rd, SEAM VSA, Tullahoma, TN, 1995. P.1.5-1-1.5-11
3. Dyogtev Y.G., Panchenko V.P. et al. // Proc.11 Int.Conf.on MHD Electrical Power Generation, China, Beijing, 1992. Vol.2. P.519-523.
4. Матвеев С.К. // Вестник Ленинградского ун-та. 1964. №13. С. 159-162.
5. Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К. // Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
6. Бураков В.А. // ТВТ, 1992. 30. 4. С.790-798.
7. Кендолл, Риндолл, Бартлетт // РТК. 1967. 5. №6. С.9-19.
8. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. Т.2/ Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 392с.
9. Трусов Б.Г. // АСТРА. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1989. 36 с.
10. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т.2. кн.2 (1979), Т.3, кн.2 (1981). М.: Изд-во АН СССР. 340 с. и 395 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОГРЕВА И ЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ УГЛЕПЛАСТИКОВЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ СТенок СОПЕЛ ЭНЕРГОУСТАНОВОК

Бураков В.А., Ткаченко А.С., Щербакова И.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410581, факс (3822) 410347

E-mail: bva@nirpmn.tsu.tomsk.su

Двухфазные течения продуктов сгорания металлизированных твердых топлив (МТТ) в соплах энергоустановок, сопровождающиеся эрозией стенок, вызванной многократными соударениями с высокоскоростными инерционно осаждающимися твердыми или жидкими частицами конденсированной фазы (К-фазы) оксидов металлов, изучались в [1-3]. При этом не принимались во внимание процессы нестационарного прогрева, абляционного и эрозийного разрушения реальных теплозащитных материалов (ТЗМ) стенок сопел (ориентированных анизотропных угле- и стеклопластиков), влияющие в общем случае на температурную зависимость скорости эрозии и некоторые виды энергетических потерь, а также определяющие выбор и требуемую толщину теплозащиты

В этой связи целью данной работы являлось численное исследование нестационарного прогрева и эрозийного разрушения анизотропных углепластиковых ТЗМ стенок концевых участков профилированных сопел с большой степенью расширения энергоустановок на МТТ в рамках математической модели и вычислительного алгоритма [4], обобщенных на осесимметричный случай. Массовую скорость эрозийного разрушения анизотропных углепластиковых ТЗМ, уменьшающуюся во времени, вследствие увеличения угла профиля сопла из-за уноса массы, определяли по динамической модели Губертова-Акопова, позволяющей также находить изменяющийся во времени массовый поток инерционно осаждающихся жидких частиц К-фазы и другие параметры, не прибегая к сложным газодинамическим программам расчета полидисперсных двухфазных течений в соплах. Основным достоинством динамической модели является учет возможного прекращения процесса эрозийного разрушения при достаточно больших временах работы энергоустановок, когда концевая часть сопла становится конической.

В результате численных расчетов получены данные по изменяющимся во времени определяющим параметрам задачи, таким как: толщина унесенного за счет эрозии слоя типичного анизотропного углепластикового ТЗМ, температура поверхности, толщина обугленного слоя и другие в различных сечениях по длине концевой части профилированного сопла с большой степенью расширения энергоустановки на алю-

минизированном твердом топливе. Получено, что инерционное осаждение жидких частиц К-фазы оксида алюминия и эрозийный унос анизотропного углепластикового ТЗМ происходят до конца работы энергоустановки. Массовый поток инерционно осаждающихся частиц К-фазы линейно уменьшается, поэтому максимальное эрозийное разрушение наблюдается в начальные моменты времени. Концевая часть рассматриваемого сопла может стать конической и не подвергаться эрозийному разрушению только после 132 с. Динамика изменения толщины унесенного слоя материала за счет эрозии в различных сечениях по длине показана на рис. 1

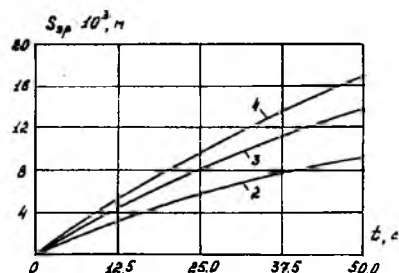


Рис. 1

(2 - $\bar{z} = 10.65$; 3 - $\bar{z} = 11.78$; 4 - $\bar{z} = 12.5$).

Максимальная толщина унесенного слоя составила 0.018 м. На рис. 2 приведены зависимости

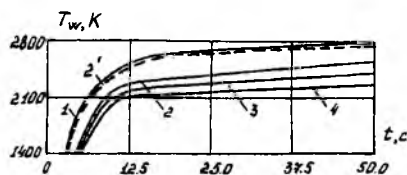


Рис. 2

температуры поверхности анизотропного углепластикового ТЗМ $T_w(t)$ от времени в различных сечениях по длине (1 - $\bar{z} = 7.5$; 2 - $\bar{z} = 10.65$ без учета воздействия частиц К-фазы, остальные обозначения см. рис. 1). Наблюдается достаточно сильное охлаждение ТЗМ по мере продвижения к срезу сопла за счет процесса эрозийного разрушения. Это обстоятельство демонстрирует тот факт, что подвод тепла инерционно осаждающи-

мися жидкими частицами К-фазы оксида алюминия не компенсирует эрозийного уноса массы. В сечении $z = 7.5$, где отсутствует тепловое и эрозийное воздействие частиц К-фазы процесс нестационарного прогрева и внутреннего уноса массы анизотропного углепластикового ТЗМ существенно нестационарен. Динамика изменения толщины обугленного слоя в различных сечениях по длине показана на рис.3 (обозначения см. на рис.1 и 2)

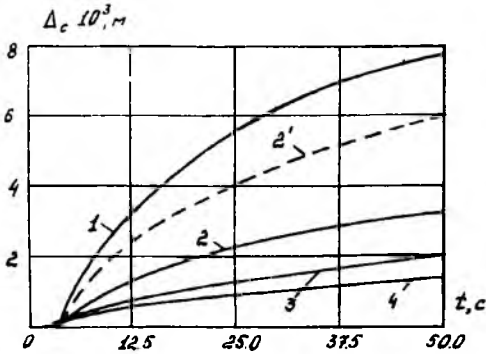


Рис.3

Неучет теплового и эрозийного воздействия жидких частиц К-фазы оксида алюминия в характерном сечении $z = 10.65$ привел к возрастанию температуры поверхности на $200K$ и толщины обугленного слоя на 96%. Влияние фактора двухфазности, связанного с присутствием жидких частиц К-фазы оксида алюминия в потоке, является все более значительным по мере продвижения к срезу сопла. Обращают на себя внимание достаточно продолжительные времена образования обугленного слоя 1.8... 2.8 с, особенно в сечении $z = 7.5$, в котором отсутствует инерционное осаждение частиц К-фазы. Время образования обугленного слоя определяется условиями тепломассообмена в сверхзвуковом двухфазном пограничном слое, где значения конвективной и контактной составляющих суммарного теплового потока к стенке сопла могут быть соизмеримы. Контактная составляющая, свойственная только двухфазному потоку при инерционном осаждении частиц К-фазы, во многом зависит от коэффициента аккомодации тепла - параметра, известного с большой степенью неопределенности. В случае увеличения коэффициента аккомодации тепла от 0.1 до значений 0.3 и 1.0 толщина обугленного слоя возрастала на 19 и 46% соответственно. На рис.4 представлено сравнение текущих температур поверхности $T_w(t)$ и глубин зоны термодеструкции $\delta_{573}(t)$ анизотропного углепластикового ТЗМ в сечении $z = 13.2$, полученных по динамической модели эрозийного разрушения (кривые 1), стационарной (без учета влияния искажения контура сопла) модели эрозийного разрушения (кривые 2) и без учета воздействия частиц К-фазы (кривые 3). Как видно,

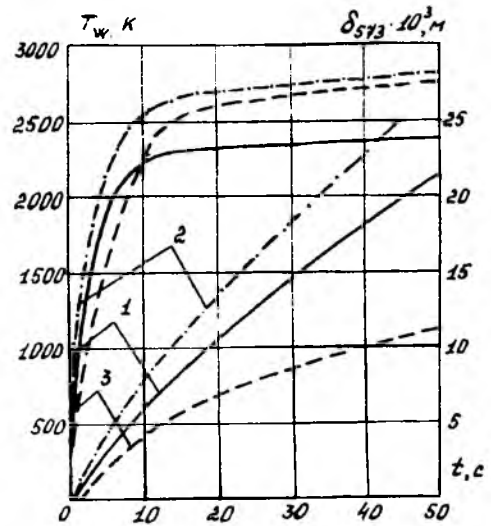


Рис.4

в случае использования стационарной модели эрозийного разрушения зона термодеструкции достигает задней стенки сопла примерно к 45с., т.е. еще до окончания работы энергоустановки. При использовании динамической модели эрозийного разрушения получается достаточно удовлетворительное значение величины $\delta_{573}(50с) = 0.02L_m$. Отсюда более физически реалистичная динамическая модель при одинаковой со стационарной значениях величины унесенного за счет эрозии слоя материала дает запас в определении потребной толщины теплозащиты.

Таким образом, в результате численного исследования выявлено новое и важное с точки зрения теплового проектирования положение о необходимости совместного математического моделирования и анализа нестационарного прогрева и эрозийного разрушения анизотропных углепластиковых ТЗМ стенок концевых участков профилированных сопел для создания совершенных по массовым и энергетическим характеристикам энергоустановок на МТТ без проведения большого числа испытаний

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Neilson S.H., Gilchrist A. //Wear, 1968. Vol.11, N2. P.123-143.
2. Рафиков Р.В., Зауличный Е.Г. и др. //Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук/ 1981, N3, вып.1/ С. 42-45.
3. Крикливый В.В., Трунев А.П., Фомин В.М. //ПМТФ. 1985. N1. С. 82-87.
4. Бураков В.А., Санду С.Ф., Краскова С.И.// ТВТ, 1992. 30, N4. С.790-798.
5. Васенин И.М., Архипов В.А. и др. // Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та. 1986. 264 с.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВЗВЕСИ В ТРУБЕ

Бурлуцкий Е. С.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

E-mail: bes@ic.tsu.ru

Большинство разработанных моделей турбулентного течения газозвеси в трубе ограничивается случаем малоинерционных частиц. Неучет взаимодействия частиц со стенкой трубы и силы Магнуса сильно ограничивает область применимости таких моделей. в частности при турбулентном течении газа с инерционными частицами. По классификации А. С. Мульги [2] это скачкообразный режим или режим существенно неравновесного течения. При нем имеет место сильное ударное взаимодействие частиц с внутренней поверхностью трубы. Частицы перемещаются в потоке, резко изменяя направление своего движения после удара о стенку, и практически не чувствительны к турбулентным пульсациям газа.

В данной работе проведены исследования при помощи модели, подробно описанной в [1]. В ней рассматривается осесимметричное стационарное неизотермическое движение газа с монодисперсными твердыми сферическими частицами в канале круглого поперечного сечения. Плотность материала частиц существенно превосходит плотность газа. Вследствие малого объемного содержания твердой фазы ($\alpha_2 \ll 1$) столкновением частиц между собой можно пренебречь. Соударение частиц со стенкой канала моделируется в рамках теории взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов путем разделения дисперсной фазы на фракции падающих и отраженных частиц с учетом межфракционного обмена массой и использованием физических граничных условий на непроницаемой стенке. Динамическое взаимодействие между газом и дисперсной фазой определяется силой аэродинамического сопротивления и силой Магнуса.

Турбулентная структура несущей среды моделируется с использованием гипотезы Буссинеска для корреляции $\overline{u'v'}$, однопараметрической модели турбулентности Васильева-Квона, модифицированной на случай присутствия в потоке частиц, а также уравнений переноса для турбулентных моментов $\overline{v_1'^2}$ и $\overline{v_1'T_1'}$. Использование уравнения переноса для $\overline{v_1'T_1'}$ позволяет не привлекать допущение Буссинеска относительно турбулентного потока тепла, а также обойтись без введения понятия турбулентного аналога числа Прандтля для турбулизованной несущей среды, загруженной твердыми частицами. Доказательство возможности применения модели и тестирование на экспериментальных данных описаны в [1]

Численные исследования были проведены именно для этого класса течений. Был исследован вопрос о влиянии комплекса ρ_p^0 / ρ_g^0 на интенсивность теплообмена двухфазного течения со стенкой. Для этого были проведены расчеты в широкой области изменения плотности частиц при фиксированном значении чисел Стокса ($Stk = \tau_p U_b / r_0 = 150,0; 300,0; 500; \tau_p = \rho_p^0 d^2 / (18\mu)$), где U_b - скорость газа на входе в трубу; $r_0 = D/2$ - радиус трубы; $Re_D = \rho_g^0 U_b 2r_0 / \mu$; $Fr = \sqrt{g r_0} / U_b$; d - диаметр частицы; μ - динамическая вязкость газа; ρ_p^0, ρ_g^0 - плотность частиц и газа; $M = G_p / G_g$ - соотношение расходов фаз; Nu_0 - безразмерный коэффициент теплоотдачи (число Нуссельта) для однофазного потока; a_τ, a_n, a_T - коэффициенты восстановления продольной и нормальной компонент скорости частиц после соударения со стенкой и теплового потока. Для того, чтобы выдерживать значения Stk , в исследованиях менялись размеры частиц.

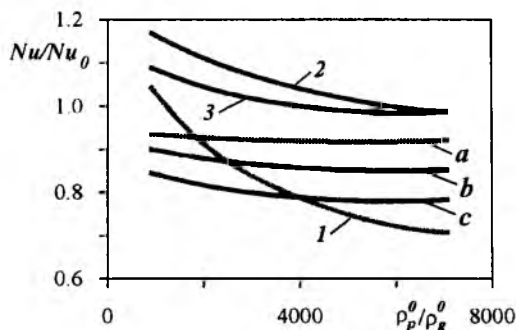


Рис. 1.

1, a - $Stk=150,0$; 2, b - $Stk=300,0$;
3, c - $Stk=500,0$; a, b, c - $M=1,0$; 1, 2, 3 - $M=10,0$.

На рис. 1 представлены результаты для параметров загрузки потока $M=1,0$ и $M=10,0$; и $Stk=150,0$; $300,0$ и $500,0$. Из рисунков видно, что разным значениям комплекса ρ_p^0 / ρ_g^0 соответствуют разные значения величины интенсивности теплоотдачи. Причем с ростом M , этот факт проявляется в большей степени. Следовательно, число Стокса, состоящее из безразмерных комплексов $\rho_p^0 / \rho_g^0, D/d, Re$, не является критерием, однознач-

но определяющим величину интенсивности теплообмена

На рис 2 показана зависимость теплообмена от размера частиц (1- $M=1,0$; 2- $M=4,0$; 3- $M=10,0$ и 4- $M=20,0$) Видно, что с ростом параметра загрузки выявляется максимум интенсивности теплообмена Он соответствует $D/d \approx 155,0$ для инерционных частиц

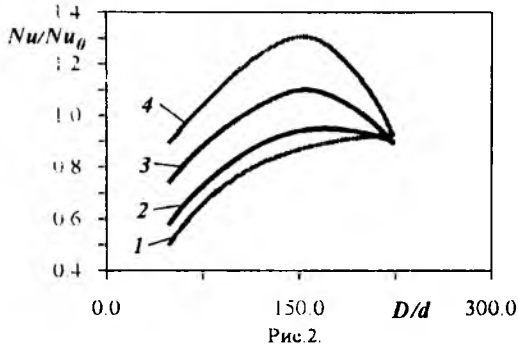


Рис.2.

Анализ рисунков позволяет предположить, что зависимость А. С. Сукомела[3] наиболее предпочтительна для описания теплообменных процессов.

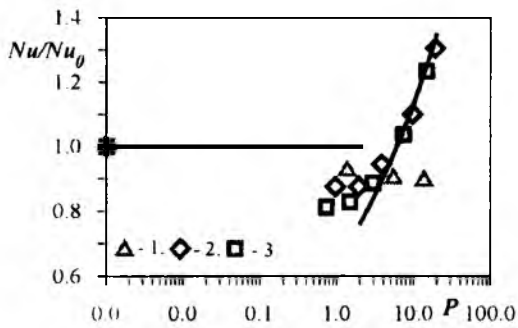


Рис.3.

1- $Stk = 150,0$; 2- $Stk = 300,0$; 3- $Stk = 500,0$.

На рис. 3 представлено сопоставление расчетных данных[1] с экспериментальной зависимостью[3]:

$$\frac{Nu}{Nu_0} = c P^n; P = \frac{65D}{Re^{0,9} d} M; (*)$$

$$\begin{cases} P < 2; c = 1; n = 0 \\ 2 \leq P < 30; c = 0,64; n = 0,25 \\ 30 \leq P < 800; c = 0,27; n = 0,51 \end{cases}$$

Из рисунка видно, что при $P \geq 4$ расчетные данные находятся в хорошем согласовании с кривой А. С. Сукомела, при $0,5 < P < 4$ хуже, хотя эксперименты разных авторов, приведенные в [3], указывают на снижение интенсивности теплообмена

На рис. 4 показано сопоставление расчетных данных с различными коэффициентами a_r, a_n, a_T с экспериментальными данными А. С. Сукомела[3]. ($Re_D = 30000,0$; $Fr = 0,005$; $D/d = 45,33$;

$\rho_p^0 / \rho_g^0 = 1858,33$; 1- $a_r = 0,05$; $a_n = 0,99$; $a_T = 0,00385$; 2- $a_r = 0,05$; $a_n = 0,99$; $a_T = 0,0$; 3- $a_r = 1,0$; $a_n = 1,0$ (идеальное соударение); $a_T = 0,0$). Известно [4], что обмен теплом между стенкой и потоком газовой среды складывается из теплопереноса между: а) газом и стенкой и б) частицами и стенкой. Из-за того, что интенсивность соударения частиц со стенкой при инерционном режиме высока, то второй механизм вносит существенный вклад в теплообмен [1] Из рис 4 видно, что когда коэффициент $a_T = 0,0$ (при соударении со стенкой частицы не обмениваются с ней теплом), величина интенсивности теплообмена значительно отличается от реальных значений. Равенство $a_r = 1,0$; $a_n = 1,0$ в случае (3) равносильно идеальному взаимодействию частиц со стенкой трубы. В этом случае интенсивность турбулентных пульсаций континуума частиц ниже, чем для режимов течения и теплообмена при $a_r, a_n < 1,0$, что способствует ухудшению поперечного переноса тепла в среде частиц. Из рисунка видно, что это приводит к еще большему отличию от реальных значений Nu / Nu_0 .

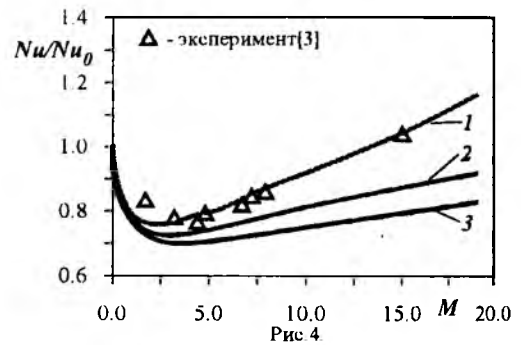


Рис.4.

Таким образом, данное исследование позволило: 1) выяснить влияние плотности материала частиц и их размера на интенсивность теплообмена; 2) установить, что комплекс $P(*)$ может быть использован для построения универсальных законов теплообмена; 3) показать необходимость учета характера взаимодействия частиц со стенкой на интенсивность теплообмена.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бурлуцкий Е. С., Старченко А. В. // Избр. доклады междуна. конф. "Всесибирские чтения по математике и механике" Томск. 1997. Т.2., Ч.1. С. 78- 84.
2. Мульги А.С. //Турбулентные двухфазные течения и техника эксперимента. Таллин, 1985. С.161-167.
3. Сукомел А.С., Цветков Ф.Ф., Керимов Р.В Теплообмен и гидравлическое сопротивление при движении газовой среды в трубах. М.: Энергия. 1977. 192 с.
4. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975. 378 с.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ТОКОВ В ИМПУЛЬСНОМ МГД - ГЕНЕРАТОРЕ МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Бутов В.Г., Макаренко К.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410581

E-mail: bvg@niipmm.tsu.ru

Якутенок В.А.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Постоянное расширение области применения сверхзвуковых импульсных МГД - генераторов (ИМГДГ) требует повышения, причем существенно, не только их функциональных и экономических, но и ресурсных характеристик. Поэтому необходимо развитие и усовершенствование физико-математических моделей, создание вычислительных методик на основе новых подходов.

В сверхзвуковых ИМГДГ с сильным взаимодействием расчету электродинамических параметров, таких как распределение электрического поля E и плотность тока j , придется большое значение из-за наличия краевых эффектов.

Квазидвумерная модель электродинамики с учетом эффекта Холла в ИМГДГ с линейным прямоугольным каналом обеспечивает достаточную точность расчетов распределения электрического поля и плотности тока. В настоящее время решение уравнений электродинамики в ИМГДГ в рамках этой модели проводится конечноразностными методами [1-3]. Однако для расчетов в МГД-каналах различного типа более подходящим является метод граничных элементов в силу его универсальности при решении краевых задач с различными граничными условиями.

В данной работе предлагается использовать метод граничных элементов для расчета электрических полей и токов в газодинамическом тракте ИМГДГ со сплошными электродами.

В настоящей работе рассматривается задача о распределении электрических полей и токов в газодинамическом тракте ИМГДГ, имеющего линейно расширяющуюся сверхзвуковую часть с квадратным поперечным сечением. Расчетная область изображена на рис. 1.

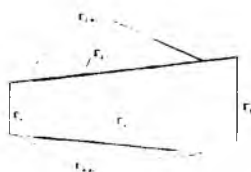


Рис. 1. Расчетная область

При постановке задачи были приняты следующие допущения и соглашения. Тот факт, что времена газодинамических и тепловых процессов

существенно превышают времена электродинамических процессов, позволяет считать последние квазистационарными. Таким образом, задачу определения электрических полей и токов можно решать отдельно в каждый момент времени, считая известными из решения газодинамической задачи распределения всех газодинамических параметров, а также рассчитанные по этим параметрам значения электрической проводимости $\sigma(x)$ и подвижности электронов $\mu_e(x)$.

В данной работе предложенный метод апробировался на течении, в котором распределения скорости, температуры и давления газа являются функциями только координаты x . Магнитное поле на участках до и после электрода отсутствует полностью, а на электродном участке считается постоянным.

Плотность тока j и распределение электрического поля E , с учетом эффекта Холла, определяются уравнениями Максвелла и обобщенным законом Ома:

$$\begin{cases} \operatorname{div} j = 0, & \operatorname{rot} E = 0, \\ j + j \times \mu_e B = \sigma(E + u \times B) \end{cases} \quad (1)$$

Введем соотношение для напряженности электрического поля через потенциал φ следующим образом:

$$E = -\nabla \varphi. \quad (2)$$

Решив систему уравнений (1) с учетом (2) получим эллиптическое уравнение для потенциала [2]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ U + S \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ V + S \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right\} = 0. \quad (3)$$

Для упрощения записи в уравнении (3) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} S &= \sigma \cdot a(x) / (1 + (\mu_e B)^2), & -U &= SvB + S\mu_e BuB, \\ -V &= S\mu_e BvB - SuB, & \lambda &= S\mu_e B. \end{aligned}$$

Продифференцируем теперь уравнение (3) и выделим из него лапласиан от потенциала φ , а остальные члены перенесем в правую часть. После всех преобразований получим следующий вид уравнения:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -1 \left[\frac{\partial S}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] - \frac{1}{S} \left[\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right] + \frac{1}{S} \left[\frac{\partial \lambda}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \lambda}{\partial y} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right] \quad (4)$$

Для полного описания к уравнению (4) добавим условия на границах расчетной области

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma 1} = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma 3} = 0, \quad \varphi \Big|_{\Gamma 2} = \varphi_1, \quad \varphi \Big|_{\Gamma 4} = \varphi_2, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma 2из} = \frac{\partial \varphi}{\partial n} \Big|_{\Gamma 4из} = 0 \quad (5)$$

Уравнение (4) с граничными условиями (5) можно решать с помощью метода граничных элементов. Оно описывает электродинамические процессы в чисто двумерной постановке. Так как все параметры предполагаются зависящими только от координаты x , то уравнение (4) можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -1 \left[\frac{\partial S}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial \lambda}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right] \quad (6)$$

Таким образом, математическая постановка задачи сводится к нахождению решения стационарного уравнения (6) с граничными условиями (5).

Решение уравнения (6) ищется с помощью непрямого варианта метода граничных элементов [4]. Для разбиения границы использовались линейные граничные элементы. Интегралы, входящие в систему линейных алгебраических уравнений, полученную при применении метода граничных элементов, вычислялись аналитически. Сама система решалась методом простых итераций.

Тестирование метода и программы проводилось на задаче, имеющей аналитическое решение и приведенной в работе [1]. На рис.2 приведены расчетная область для этой задачи и полученное с помощью метода граничных элементов распределение потенциала φ без учета внутренних источников и при разбиении границы на 240 элементов.

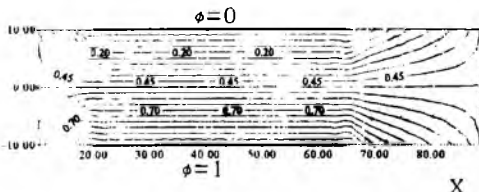


Рис.2. Распределение эквипотенциалей в расчетной области для тестовой задачи.

Отличие полученного решения от аналитического составило $\sim 0.5\%$ при сравнительно небольшом количестве граничных элементов. При увеличении числа элементов эта разница еще больше уменьшается.

На рис.3 изображены эквипотенциалы, полученные при решении задачи о двухфазного течения в ИМГДГ со сплошными электродами. Граница разбивалась на 588 элементов, а внутренняя область на 1350 прямоугольных ячеек. Для полной сходимости процесса расчета потребовалось 10 итераций. Относительная погрешность составила $\sim 0.01\%$.

При построении рисунка геометрические масштабы вдоль осей X и Y для наглядности были выбраны различными. Размеры вдоль оси Y увеличены в 10 раз.

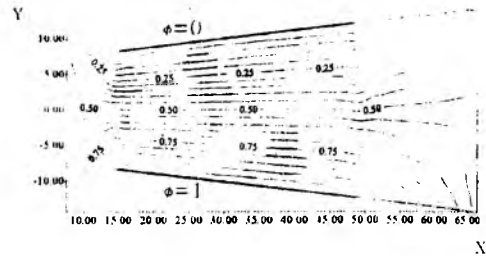


Рис.3. Распределение эквипотенциалей в продольном сечении газодинамического тракта ИМГД - генератора.

Таким образом, метод граничных элементов применен к расчету электрических полей и токов в импульсном МГД-генераторе со сплошными электродами. Разработана программа, позволяющая проводить быстрый расчет параметров электрических полей и токов в газодинамическом тракте ИМГД - генератора с использованием эффективной методики расчета на основе метода граничных элементов. Данная программа может стать одной из частей пакета для полного расчета сверхзвукового импульсного МГД - генератора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ватажин А.Б., Любимов Г.А., Реригер С.А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970. 394 с.
2. Головизин В.М., Лунин А.Л., Панченко В.П., Чуданов В.В. Численное моделирование электрических полей и токов в каналах кондукционных МГД - генераторов. М.: ИАЭ, 1990. 15с.
3. Бутов В.А., Галкин В.М., Головизин В.М. и др. Численное моделирование пространственных двухфазных течений в сверхзвуковых МГД - генераторах. М.: ИАЭ, 1990. 48 с.
4. Бребия К., Теллес Ж., Вроубел Л. Методы граничных элементов. М.: Мир, 1987. 524 с.

ПОСТРОЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО МГД-ГЕНЕРАТОРА С СЕКЦИОНИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

Бутов В.Г., Смирнов А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
Тел. (3822) 410581, факс (3822) 410347, E-mail: bvg@niipmm.tsu.ru

Якушев А.А.

Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований.
142092, г. Троицк Московской области

Используя метод расчета параметров в газодинамическом тракте МГД-генератора, изложенный в [1], и метод построения оптимальных каналов, изложенный в [2], были найдены оптимальные конфигурации каналов и распределение коэффициента нагрузки в них для генераторов с секционированными электродами.

Для МГД-канала с секционированными электродами ограничение на величину градиента давления в случае постоянного коэффициента нагрузки выполнить не удастся. Поэтому выбор в качестве управления вариационной задачи контура канала и коэффициента нагрузки на входе в канал оказывается недостаточным. В управляющие параметры необходимо включить также распределение коэффициента нагрузки вдоль канала.

В силу возможности нагружения отдельных секций независимо друг от друга, предложено задавать коэффициент нагрузки в виде ступенчатой (кусочно-постоянной) функции

$$K = \sum_i \vartheta_i \eta_i,$$
$$\eta_i = \begin{cases} 0, & \text{если } x \notin [x_i, x_{i+1}] \\ 1, & \text{если } x \in [x_i, x_{i+1}] \end{cases}$$

где x_i - границы интервалов постоянства функции. При этом коэффициенты ϑ_i являются управлениями вариационной задачи.

Исходя из особенностей физических процессов в секционированном канале, задачу нахождения оптимального решения предлагается разбить на два этапа. На первом этапе определяется оптимальная геометрия канала, при этом коэффициент нагрузки полагается постоянным. На втором этапе в полученном канале определяется оптимальное распределение коэффициента на-

грузки, причем в функционал входит штрафная функция на градиент давления.

Из технологических соображений поиск оптимального контура канала проводился в классе линейных контуров. Число ступеней (интервалов постоянства) коэффициента нагрузки выбиралось равным 10.

В качестве исходных данных расчета в секционированных каналах использовались параметры продуктов сгорания порохового топлива с массовым содержанием частиц $z = 0.475$ и массовым расходом $m = 20 \text{ кг/с}$. Эффективные значения показателя адиабаты и газовой постоянной смеси составляли соответственно 1.115 и 215 Дж/(кг·К), а для газовой фазы - 1.34 и 409.5 Дж/(кг·К). Давление и температура в генераторе плазмы $P_0 = 3.55 \cdot 10^6 \text{ Па}$, $T_0 = 4370 \text{ К}$. Опорное значение электропроводности равнялось $\sigma_0 = 47.5 \text{ См/м}$, подвижности электронов $\mu_{e0} = 0.277 \text{ л}^{-1}$ при опорных значениях температуры $T_{op} = 2860 \text{ К}$ и давления $P_{op} = 1.5 \cdot 10^5$

Па. Расчеты проводились для полидисперсного случая с нормально логарифмическим распределением частиц по фракциям, на входе в сопло среднемассовый диаметр частиц был равен $d_{43} = 4 \text{ мкм}$. Данные соответствуют МГД-генератору «Памир-06».

Оптимизация канала проводилась для коэффициента преобразования энергии $\eta_p = 0.115$, что соответствует снимаемой мощности 16.1 МВт. Оптимальные параметры геометрии канала, полученные в расчетах, следующие - полувысота входного сечения $Y_1 = 0.099 \text{ м}$, тангенс угла наклона образующей канала $\text{tg } \alpha = 0.0247$. При этом объем канала $V = 134 \cdot 10^3 \text{ см}^3$, длина канала $L = 2.1 \text{ м}$.

Распределение коэффициента нагрузки, отвечающее минимальной удельной мощности, показано на рис. 1. На этом же рисунке приведено распределение продольной составляющей напряженности электрического поля E_x . На рис. 2 и 3 приводятся распределения газодинамических и электрофизических параметров в построенном оптимальном канале. На рис.2 показаны число Маха, температура и давление, на рис.3 - у-компонента плотности тока j_y , параметр Холла β и электропроводность σ .

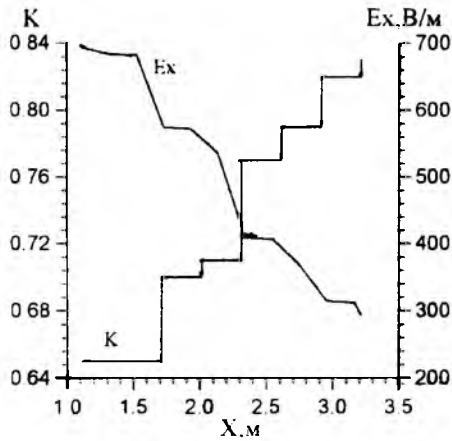


Рис.1. Распределение коэффициента нагрузки K в оптимальном канале и x -компонента напряженности электрического поля.

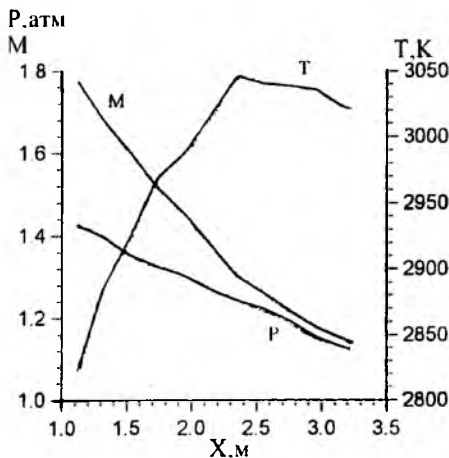


Рис. 2. Газодинамические параметры в оптимальном канале: число Маха M , давление p , температура T .

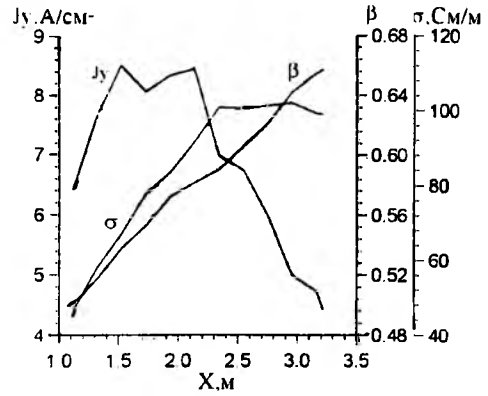


Рис. 3. Электрофизические параметры в оптимальном канале: y -компонента плотности тока j_y , параметр Холла β , электропроводность σ .

Средняя величина x -компоненты напряженности электрического поля и ее максимальное значение равны соответственно $\langle E_x \rangle \approx 507$ В/м и $E_{x\max} \approx 693$ В/м, как видно на рис. 2, значение теплового потока на входе в канал $Q_w = 2.45 \cdot 10^6$ Вт/м², что также удовлетворяет ограничениям задачи. Полный ток, снимаемый с канала, оказался равен для рассчитанного случая $I = 36.24$ кА.

Введение второго линейного участка позволило уменьшить объем канала до $V = 125 \cdot 10^3$ см³, и длину канала до 1.94 м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васенин И.М. и др. Метод и комплекс программ «Канал» расчета одно- и двухфазных течений в сверхзвуковых МГД-генераторах. М.: Препринт ИАЭ-5014, 1990. 45 с.
2. Dogadaev, R.V., Matveenko, O.G., Yakushev, A.A., Afonin, G.I., Butov, V.G., Smirnov, A.A. 'Optimization Methods of Linear Channels of Supersonic MHD Generators'// Proc. 34th Symposium of Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics, USA, MS, Starkwill, 18-20 June, 1997. P. 3.6.1-3.6.10.

ДВУХФАЗНОЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ С УЧЕТОМ КОАГУЛЯЦИИ, ДРОБЛЕНИЯ И ВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО МАССАМ И СКОРОСТЯМ

Васенина Т.В., Глазунов А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410188, факс (3822) 410347

E-mail: bva@niipmm.tsu.tomsk.su

При течении двухфазной полидисперсной смеси, состоящей из газа и жидких частиц, в каналах и соплах энергоустановок происходит изменение дисперсности жидких частиц конденсированной фазы. В обзорных работах [1,2] и монографиях [3-6], посвященных газодинамике двухфазных течений в соплах, рассмотрены процессы коагуляции и дробления частиц, приводящие к этому эффекту. Отмечено, что эти процессы достаточно сложные и зависят от динамического взаимодействия частиц, их деформации и дробления за счет аэродинамических, центробежных и других сил. В большинстве работ (например, в [1,2]) учет дробления частиц осуществляется только из-за их столкновений и действия на них аэродинамических сил. В монографии [4] учитывается дополнительно дробление частиц центробежными силами вследствие накопления у них моментов импульсов из-за нецентральных столкновений. Однако при расчетах используется «монодисперсная» модель осколков.

Цель данной работы - численное исследование двухфазного полидисперсного течения в осесимметричном сопле Лаваля с учетом коагуляции и дробления частиц конденсата на основе полидисперсной модели осколков и учета дробления частиц центробежными силами.

Система уравнений, описывающая двухфазное осесимметричное течение с учетом процессов коагуляции, дробления и вращения частиц с «монодисперсной» моделью осколков, приведена в [4]. Коагуляционный член уравнения для квадрата момента вращения частиц фракции i в рамках непрерывного подхода и метода меченых частиц имеет следующий вид [4]:

$$Q_i = n_i \left[\sum_{j=1}^i K_{ij} \mathcal{E}_{ij} n_j (M_{1ij}^{*2} - M_i^2) + \sum_{j=i}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij}^* \right.$$

$$\left. (1 - \Phi_{ij}) (M_{21ij}^{*2} - M_i^2) n_j - M_i^2 \sum_{j=1}^N K_{ij} \mathcal{E}_{ij} \Phi_{ij} n_j \right]$$

Здесь M_i^2 - квадрат момента количества движения частиц i -й фракции; n_i - число частиц i -й фракции в единице объема смеси; K_{ij} - константа коагуляции; \mathcal{E}_{ij} - коэффициент захвата; Φ_{ij} - коэффициент эффективности соударений. Квадраты мо-

ментов собственного вращения частиц после столкновения имеют вид [4]:

$$M_{ij}^{*2} = \beta_{10} M_{отij}^2 + \beta_{11} M_i^2 + \beta_{12} M_j^2,$$

$$M_{ji}^{*2} = \beta_{20} M_{отij}^2 + \beta_{21} M_i^2 + \beta_{22} M_j^2.$$

где $M_{отij}^2$ - квадрат момента относительного движения частиц i -й и j -й фракций.

При проведении расчетов необходимо задать функции β_{ij} ($i = 1, 2; j = 0, 1, 2$) в зависимости от масс, скоростей и температур столкнувшихся частиц. Члены уравнений, описывающие коагуляцию и дробление частиц при произвольном распределении вторичных частиц (осколков), выписаны в работах [3-5]. При определении начальных скоростей и температур осколков используются экспериментальные зависимости [3]. Данные о распределении квадратов моментов вращения частиц осколков к настоящему времени отсутствуют. Но в работе [4] путем обработки кинограмм столкновений получено, что $\beta_{10} \approx 0,0578$; $\beta_{11} \approx 1$; $\beta_{12} \approx 0$. Кроме того, проведенные оценки показывают, что величинами M_{2ij}^{*2} можно пренебречь по сравнению с M_{ij}^{*2} . В результате получается, что при столкновении частиц момент количества движения системы практически весь переходит в момент количества движения большего осколка. Поэтому выражение для Q_i упрощается и принимает вид:

$$Q_i = n_i (0,0578 \sum_{j=1}^i K_{ij} n_j M_{отij}^2 - M_i^2 \sum_{j=1}^N K_{ij} n_j).$$

Расчеты двухфазного течения проводились для контура сопла, состоящего из двух участков: косинусоидального - в до-трансзвуковой и профилированного - в сверхзвуковой областях. Радиус входного сечения $r_{вх} = 1,7$, его абсцисса $x_{вх} = -2,0$ (все линейные размеры отнесены к радиусу минимального сечения r_{min}). Профиль второго участка описывается параболой. Абсцисса среза $x_{ср} = 12$.

Параметры условий в камере сгорания и характеристики потока задавались следующими: давление торможения $P_0 = 6 \text{ МН/м}^2$; температура

торможения $T = 3500K$ показатель адиабаты 1.2; весовая доля $Z=0.4$; $r_{min}=0.05m$. Распределение частиц во входном сечении задавалось нормально-логарифмическим законом со среднемассовым диаметром частиц $D_{31}=4.5 \mu m$

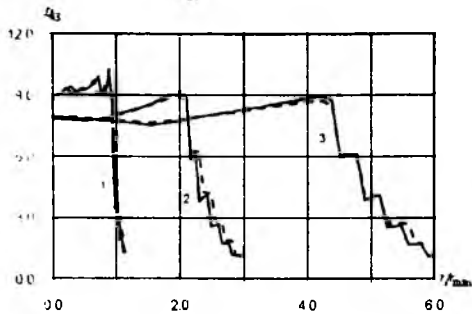


Рис. 1

На рис. 1 изображено распределение среднемассового диаметра частиц D_{31} поперек сопла, начиная от оси сопла и до нормированной ординаты предельной линии частиц ближайшей к профилю сопла для разных сечений с учетом вращения частиц и полидисперсной модели осколков. Для сравнения здесь же приведены аналогичные данные с использованием монодисперсной модели осколков и также с учетом вращения частиц. Эти данные обозначены штриховыми линиями. Индекс 1 соответствует $\chi=0.8$, $2-\chi=5.3$, $3-\chi=12$. Анализ результатов показывает, что обе модели осколков при учете вращения частиц дают близкие результаты по изменению среднемассового диаметра частиц. Наибольшее отличие D_{31} наблюдается у стенки сопла, связанное с отличием в размерах фракций частиц и положением их предельных линий. Можно отметить, что при использовании довольно мелкой разностной сетки, которая использовалась при расчетах, видно небольшое увеличение D_{31} между

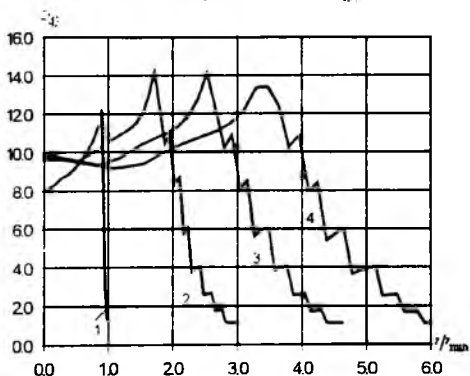


Рис. 2

предельными линиями фракций. Интересно оценить, как влияет учет разрушения частиц за счет центробежных сил на изменение D_{31} . Эти результаты приведены на рис. 2. Здесь индекс 1 соответствует сечению $\chi=0$, $2-\chi=5.3$, $3-\chi=8.6$, $4-\chi=12$. Сравнительный анализ показывает, что влияние

вращения частиц начинает сказываться за минимальным сечением и приводит к дроблению частиц во всем поперечном сечении. Это особенно наглядно представлено на рис. 3. На этом рисунке 1 -

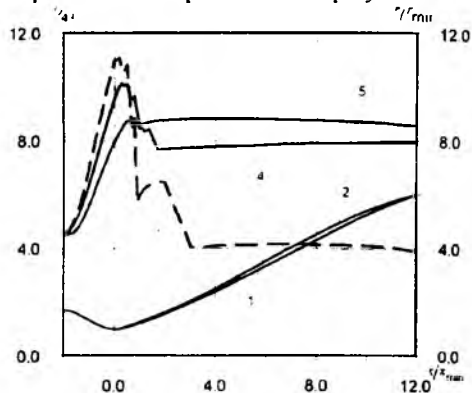


Рис. 3

положение предельной линии 1-й фракции r_1 ; 2 - контур сопла; 3 - D_{31} на расстоянии $0.816 \cdot r_1$ от оси сопла; 4 - D_{31} вдоль оси сопла; 5 - D_{31} на расстоянии $0.577 \cdot r_1$ от оси сопла. Можно отметить более интенсивное дробление за счет центробежных сил у стенки сопла. Так на расстоянии $0.816 \cdot r_1$ видно два ярко выраженных спада в D_{31} , это связано с тем, что частицы дробятся несколько раз. Сравнительный анализ разности потерь удельного импульса на двухфазность, полученных по моно- и полидисперсным моделям осколков с учетом вращения частиц показывает, что это отличие уменьшается. Это обусловлено выравниванием спектра частиц за счет того, что больше происходит дробления крупных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крайко А.Н., Нигматулин Р.И., Старков В.К. и др. Механика многофазных сред // Гидромеханика. М.: ВИНТИ, 1972. Вып. 6. С.93 - 174.
2. Шрайбер А.А. // Итоги науки и техники. Комплексные и специальные разделы механики М.: ВИНТИ АН СССР, 1988. Т.3. С.3 - 80.
3. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. 172 с.
4. Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г., Глазунов А.А., Трофимов В.Ф. // Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. 264с.
5. Рычков А.Д. Математическое моделирование газодинамических процессов в каналах и соплах. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1988. 222 с.

ТРЕХМЕРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СОПЛАХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ В НЕИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ

Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Немытьков Д.В., Ткаченко А.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410188, факс (3822) 410347

E-mail: gla@niipmm.tsu.tomsk.su

Для управления вектором тяги РДТТ используются сопла часть которых может отклоняться. Это качающиеся, разрезные, вращающиеся управляющие сопла. При достаточно больших угловых скоростях вращения силы, связанные с неинерционными эффектами, могут стать довольно существенными и заметно отразиться на силах и моментах, действующих на ракетный двигатель со стороны продуктов сгорания. Такая же ситуация будет наблюдаться, если ракета в полете быстро маневрирует с высокими угловыми скоростями с использованием других способов изменения направления вектором тяги, например газоструйных рулей, когда форма сопла остается осесимметричной. При наличии в продуктах сгорания частиц конденсированной фазы эти эффекты должны приводить к неравномерному по углу выносу частиц на стенку сопла.

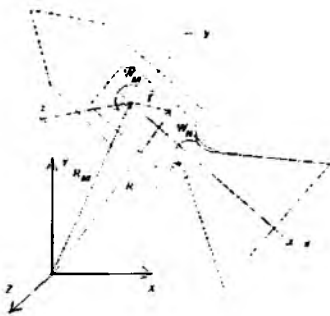


Рис. 1

На рис. 1 изображены ракета, совершающая вращательное движение с угловой скоростью ω_M и угловым ускорением α_M по отношению к связанной с Землей инерциальной системе координат XYZ , и сопло, вращающееся с угловой скоростью ω_N и угловым ускорением α_N по отношению к связанной с ракетой неинерциальной системе xuz . В нашем исследовании использовалось предположение о стационарности потока, что справедливо только в квазистационарном случае при установившемся вращательном движении сопла и (или) ракеты, т.е. предполагалось $\alpha_M = \alpha_N = 0$.

Рассматривалось равновесное течение совершенного невязкого газа в соплах. Из работы [1] взяты конкретная геометрия сопла и исходные параметры потока.

Физико-математическая постановка задачи и метод решения для случая течения газа приведены в [2]. Отличие лишь в том, что в уравнения количе-

ства движения добавлены дополнительные члены, связанные с появлением внешних кориолисовой и центробежной сил, обусловленных вращением. Вектор внешней силы представляется в нашем случае ($\alpha_M = \alpha_N = 0$), как

$$F = 2\omega_M \times V_{xyz} + 2\omega_N \times V_{xyz} + \omega_M \times (\omega_M \times r) + \omega_N \times (\omega_N \times r),$$

где V_{xyz} - вектор скорости газа в неинерциальной системе координат.

Компоненты внешней силы в декартовой системе имеют вид:

$$F_x = -[2 \cdot v \cdot \omega_z + r_x \cdot \omega_z^2] \cdot \rho;$$

$$F_y = [2 \cdot u \cdot \omega_z - r_y \cdot \omega_z^2] \cdot \rho;$$

$$F_z = 0;$$

а в цилиндрической:

$$F_x = [-2 \cdot (u \cdot \omega_r - v \cdot \omega_\varphi) - r \cdot (\omega_r^2 + \omega_\varphi^2)] \cdot \rho;$$

$$F_r = [-2 \cdot u \cdot \omega_\varphi - r \cdot \omega_\varphi^2] \cdot \rho;$$

$$F_\varphi = [2 \cdot v \cdot \omega_r + r \cdot \omega_\varphi \cdot \omega_\varphi] \cdot \rho.$$

Здесь r_x, r_y - проекции радиус-вектора произвольной точки от мгновенного центра вращения, ω_z - единственная компонента угловой скорости для декартовой системы координат; x, r - проекции радиус-вектора, ω_r, ω_φ - компоненты угловой скорости вращения для цилиндрической. В общем случае, когда вращается и ракета и сопло, угловые скорости равны алгебраической сумме угловых скоростей ω_M и ω_N ; u, v, ω - проекции вектора скорости потока на соответствующие оси координат.

На рис. 2-4 приведены результаты расчетов для случая, когда вращалась сверхзвуковая часть сопла (изменялась ω_M , а $\omega_N = 0$). На рис. 2 показано влияние вращения на распределение давления на стенке сопла в выходном сечении 1192,8 мм для случая $\omega_N = 400^\circ / c$. Видно, что вращение увеличивает давление на нижней стенке и уменьшает на верхней. Как показали расчеты, давление при $\varphi = 90^\circ$ практически не зависит от скорости вращения.

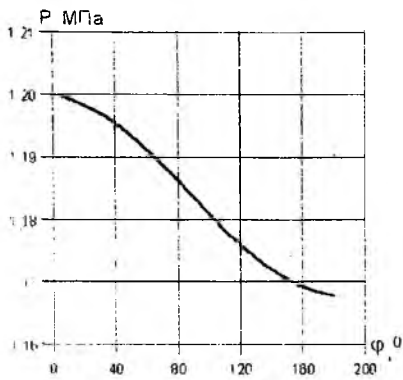


Рис.2

На рис.3 приведены расчетные данные по влиянию угловой скорости поворота сверхзвуковой части сопла (град/с) на боковую силу для двух случаев.

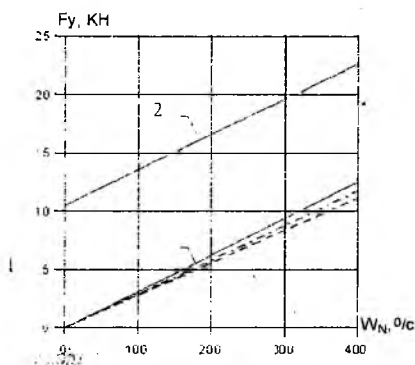


Рис.3

1 - ракета не вращается ($\omega_M = 0$), вращается только сопло; 2 - ракета вращается вокруг центра масс ($\omega_M = 400^\circ / c$). Для первого случая сплошной линией показан результат на расчетной сетке 22×16 в плоскости (r, φ) , штрих-пунктир - на сетке 50×32 , пунктирной расчеты Брауна, Хоффмана, полученные методом характеристик.

Видно, что боковая сила имеет линейный характер изменения. Эффект вращения ракеты дает большую боковую силу, чем вращение сопла при одинаковых скоростях вращения. При комбинированном вращении ракеты и сопла боковые силы и моменты приблизительно равны сумме сил и моментов, обусловленных вращением ракеты и сопла в отдельности.

По данным результатам можно судить о достоверности расчетных данных.

Качественная картина течения показана на рис 4-5, где приведены изолинии в поперечном сечении сопла и вдоль тракта сопла соответственно. При увеличении скорости вращения поток перестраивается, отклоняясь от осесимметричного.

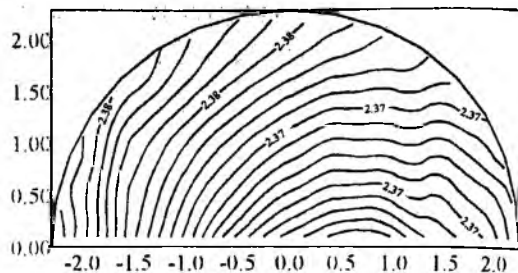


Рис. 4

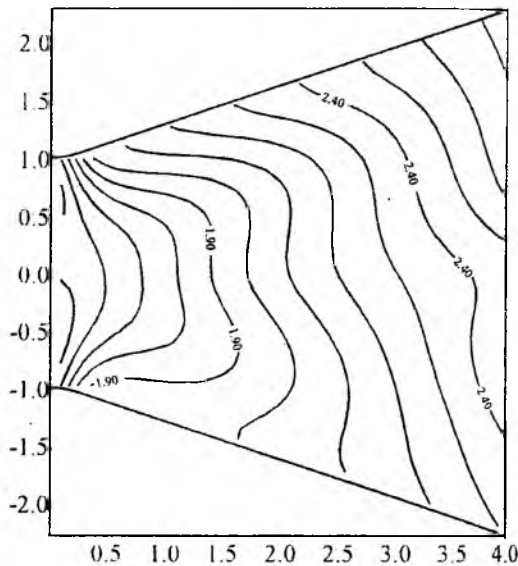


Рис. 5

Таким образом, создана методика и программа для расчета трехмерных течений в соплах в неинерциальной системе координат, которая может использоваться при проектировании рулевых машинок, поскольку результаты, полученные на основе данной методики и программы, отвечают на вопрос - какой момент должен развивать механизм привода, чтобы перевести сопло в требуемое положение. Кроме того, они уточняют величину сил и моментов в РУС, когда двигатель не на стенде, а совершает маневр вместе с ракетой, поскольку расчет для неподвижной ракеты дает завышенный уровень сил и моментов. В свободном полете ракета вращается в сторону, противоположную вращению сопла, и это приводит к уменьшению расчетных сил и моментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown J.J., Hoffman J.D. // AIAA Pap., 1984, No. 260, P. 9.
2. Ткаченко А.С. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 168-173.
3. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С. // Избранные доклады международной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике». Т.2. Механика. Ч.1. С. 117-125.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ СЛОЖНЫХ ФОРМ

Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410188 факс (3822) 410347

E-mail: glaz@niipmm.tsu.tomsk.su

Двухфазные течения в соплах с учетом процессов коагуляции и дробления исследовались в основном квазиодномерном и двумерном приближениях. Трехмерные расчеты двухфазных течений осуществлялись в рамках многожидкостной модели сплошной среды в работах [1-5], но без учета взаимодействия частиц друг с другом. Кроме того, рассматривались как правило, сопла «простых» геометрий и либо для до-трансзвуковых, либо для сверхзвуковых областей.

В данной работе выполнено исследование в трехмерном случае всего газодинамического тракта сопла с учетом процессов взаимодействия частиц конденсата для сопел со сложной формой в поперечном сечении.

Трехмерное стационарное двухфазное течение описывается следующей системой уравнений для газовой фазы:

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} + H_1 + H_2 = 0,$$

$$E = y^\delta \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + \gamma_1 p \\ \rho u v \\ \rho u w \\ \rho u H_0 \end{bmatrix}, \quad \bar{F} = y^\delta \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + \gamma_1 p \\ \rho v w \\ \rho v H_0 \end{bmatrix},$$

$$\bar{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho w^2 + \gamma_1 p \\ \rho w H_0 \end{bmatrix}, \quad \bar{H}_1 = \delta \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -(\rho w^2 + \gamma_1 p) \\ \rho w H_0 \end{bmatrix},$$

$$H_2 = y^\delta \begin{bmatrix} 0 \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \bar{\varphi}_{R_i} (u - u_i) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \bar{\varphi}_{R_i} (v - v_i) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \bar{\varphi}_{R_i} (w - w_i) \\ \sum_{i=1}^N \rho_i \left\{ \varphi_{ai} \frac{\gamma}{\gamma - 1} (T - T_i) + \frac{\bar{\varphi}_{R_i}}{\gamma_1} \bar{U}_i (\bar{U} - \bar{U}_i) \right\} \end{bmatrix},$$

$$p = \rho \frac{\gamma - 1}{\gamma} \left(H_0 - \frac{u^2 + v^2 + w^2}{2\gamma_1} \right)$$

и N подсистем для фракций частиц:

$$\frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial x} + \frac{\partial \mathcal{F}_i}{\partial y} + \frac{\partial \mathcal{G}_i}{\partial z} + H_{1i} + H_{2i} = 0.$$

$$E_i = y^\delta \begin{bmatrix} \rho_i u_i \\ \rho_i u_i^2 \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i u_i w_i \\ \rho_i u_i T_i \\ n_i u_i \\ n_i u_i M_i^2 \end{bmatrix}, \quad F_i = y^\delta \begin{bmatrix} \rho_i v_i \\ \rho_i v_i u_i \\ \rho_i v_i^2 \\ \rho_i v_i w_i \\ \rho_i v_i T_i \\ n_i v_i \\ n_i v_i M_i^2 \end{bmatrix},$$

$$G_i = \begin{bmatrix} \rho_i w_i \\ \rho_i w_i u_i \\ \rho_i w_i v_i \\ \rho_i w_i^2 \\ \rho_i w_i T_i \\ n_i w_i \\ n_i w_i M_i^2 \end{bmatrix}, \quad H_{1i} = \delta \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ -\rho_i w_i^2 \\ \rho_i w_i v_i \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

$$H_{2i} = y^\delta \begin{bmatrix} -\bar{Q}_{1i} \\ \rho_i \varphi_{R_i} (u_i - u) - \bar{Q}_{2i} \\ \rho_i \varphi_{R_i} (v_i - v) - \bar{Q}_{3i} \\ \rho_i \varphi_{R_i} (w_i - w) - \bar{Q}_{4i} \\ \rho_i \varphi_{ai} (T_i - T) - \bar{Q}_{5i} \\ -\bar{Q}_{6i} \\ n_i \varphi_{M_i} M_i^2 - \bar{Q}_{7i} \end{bmatrix}.$$

Системы записаны в безразмерном виде. Все обозначения, обезразмеривание, вид коагуляционных членов и зависимостей для определения необходимых величин приведены в работе [6].

Расчеты двухфазных течений осуществлялись в соплах, геометрия которых описывалась следующим уравнением:

$$R(x, \varphi) = \left(\left(\frac{\cos \varphi}{A(x)} \right)^{e(x)} + \left(\frac{\sin \varphi}{B(x)} \right)^{e(x)} \right)^{-1} e(x),$$

где $A(x)$ и $B(x)$ – образующие контура в плоскостях $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/4$ соответственно. $e(x) = 2$ при $x \leq 0$ и $e(x) = 2 + Cx^2$ при $x > 0$. $x = 0$ – минимальное сечение сопла, все линейные размеры отнесены к $r_m = \sqrt{S_m / \pi}$, S_m – площадь минимального сечения.

Задавались следующие начальные параметры:

$$T_0 = 3500 \text{ K}, \quad p_0 = 4 \frac{\text{MH}}{\text{м}^2}, \quad \gamma = 1.15,$$

$$\mu_1 = 9 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кг}}{\text{м} \cdot \text{сек}} \quad \text{Pr} = 0.478 \quad \frac{c_p}{c_v} = 15397$$

$$\lambda = 5, \quad d_{43} = 5 \text{ мм}, \quad r_M = 0.1 \text{ м}$$

Для тестирования программы был выполнен расчет в осесимметричном сопле Лавала при весовой доле конденсата $z = 0.2$. На рис. 1 изображены линии чисел Маха в таком сопле. Сравнение с аналогичными изолиниями, полученными по осесимметричной программе, с точностью до изображений совпадают. Поэтому можно сделать вывод о достоверности созданной методики. В последнее время в МГД тематике появился интерес к соплам, которые в области до-трансзвукового течения имеют осесимметричную форму, переходящую в суперэллиптическую в области сверхзвукового течения. Интересно проанализировать особенности двухфазной газодинамики в таком сопле. С этой целью были выполнены расчеты, в которых в дозвуковой области осесимметричное радиусно-коническое сопло в сверхзвуковой области переходило в суперэллиптическое. На рис. 2 и 3 изображены изолинии чисел Маха в таком сопле при $z = 0.2$ и $z = 0.4$ соответственно. Видно смещение звуковой поверхности (сплошная линия) с ростом весовой доли конденсата вниз по потоку. Изломы изолиний Маха у стенки сопла связаны с наличием предельных поверхностей различных фракций конденсата. В поперечном сечении отчетливо видно ускорение потока вблизи стенок, особенно в «углах» по сравнению с ядром потока. Можно отметить существенно пространственную картину течения в таких соплах.

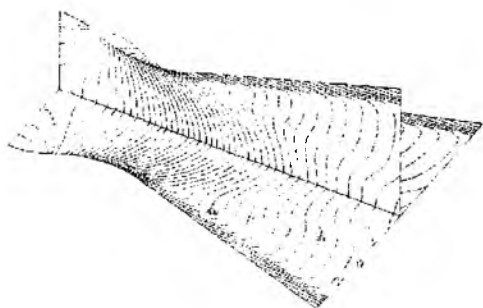


Рис. 1

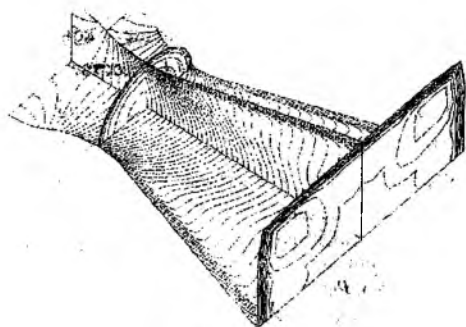


Рис. 2

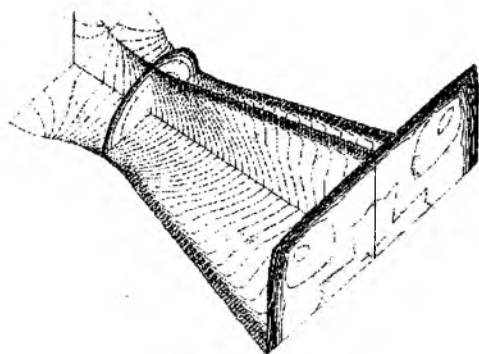


Рис. 3

Для численного решения систем уравнений используется подход работы А.Ф. Кисарова, А.М. Липанова. Суть этого подхода заключается в разбиении всей области течения на две подобласти: до-трансзвуковую и сверхзвуковую. В первой подобласти реализуется метод квазиустановления [7], когда итерационно решаются нестационарные уравнения для газовой фазы и стационарные уравнения для фракций частиц. Во второй подобласти совместно интегрируются все уравнения двухфазного течения.

Расчеты проводились в до-трансзвуковой области на сетке газа $17 \times 17 \times 40$. В сверхзвуковой области – на сетке 17×17 . Для каждой фракции частиц сетка также полагалась 17×17 . Для получения установившегося решения требовалось 15-16 глобальных итераций. Для численной реализации использовалась схема Мак-Кормака (для газовой фазы) и неявная схема для фракций частиц второго порядка аппроксимации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ткаченко А.С. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1981. №5. С. 168 – 173.
2. Дэш С.М., Гундис П.Д. // Ракетная техника и космонавтика. 1978. Т. 16. № 8. С. 70 – 80.
3. Гишинский М.М., Стасенко А.П., Шуинов А.В. // Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ. 1981. С. 84-89.
4. Ченг Иши. // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2, № 2. С. 39 – 48.
5. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Шпигунов С.В. // Материалы Всесоюзной школы-семинара по вопросам кинетики и химической газодинамики. Томск. 1989. С. 22-25.
6. Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С. // Избранные доклады международной конференции. «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд-во Том. ун-та. Т. II. Ч. I. 1997. С. 117 – 125.
7. Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г., Глазунов А.А., Трофимов В.Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд-во ТГУ, 1986. 262 с.

АНАЛИЗ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА ЭНЕРГОУСТАНОВКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ ТЕЧЕНИЕМ В КАНАЛЕ

Десятых Н.И., Ерофеев В.В., Жаринов Ю.Б., Налимова Г.М., Рафиков Р.В., Штукмастер Б.Я.

Федеральный научно-производственный центр «Алтай»
659322, Алтайский край, г.Бийск, ул.Социалистическая, 1
тел.(3854) 304479

E-mail: root@ontinpo.altai.su

Повышение энергетики твердых наполнителей приводит зачастую к понижению их физико-механических характеристик, а увеличение коэффициента объемного заполнения камеры - к росту скоростей потока и перепадов давления по длине канала наполнителя. Одной из перспективных конструкций твердотопливных элементов, обеспечивающих практически предельное заполнение камеры (до 95–97%), является конструкция с центральным цилиндрическим каналом и узкой радиальной проточкой, показанная схематически на рис.1. В процессе выхода ЭУ на режим деформирования элемента, прочно скрепленного с эластичным корпусом, обеспечивает раскрытие проточки.

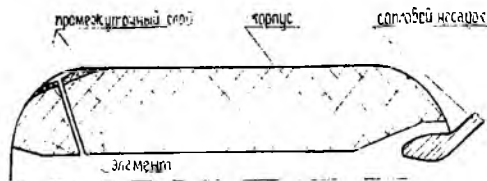


Рис. 1.

Варьируя размерами, формой и месторасположением проточки по длине центрального канала, можно обеспечить требуемую диаграмму «давление–время» с минимальными отклонениями текущего давления от среднего уровня. Такая конструкция элемента представляет собой дальнейшее развитие конструкций элементов с широкими проточками типа «зонт», либо с передними и (или) задними торцевыми проточками (между днищами камеры и горящими торцами элемента), либо многосекционных элементов крупных твердотопливных ускорителей [1,2].

При этом существенно ужесточаются условия функционирования элемента в процессе работы ЭУ, так как наряду с распределенными по длине канала перепадами давления возникают локальные перепады давления на проточке, обусловленные взаимодействием радиального течения из нее с потоком в центральном канале. При определенном неблагоприятном сочетании параметров конструкции и физико-механических характеристик материала элемента возможны неконтролируемое развитие роста перепада давления и деформации канала в районе стыка проточки с каналом и разрушение элемента [1,2]. В связи с этим требуется на этапе проектирования провести детальное численное исследование работоспособности таких конструкций

на основе решения взаимосвязанных задач газовой динамики и механики деформирования элементов ЭУ.

В работе предлагается простой метод решения сопряженной задачи, ориентированный на возможности ПЭВМ типа РС-486.

Расчет поля течения в канале элемента ЭУ проведен с использованием программы «FLOW» [3], реализующей решение задачи об установившемся течении вязкой несжимаемой жидкости в осесимметричном канале с проницаемыми стенками. Решение системы уравнений Навье–Стокса проводится численно по методу контрольных объемов Патанкара [4] на криволинейной ортогональной сетке. Сетка строится из решения потенциального течения жидкости в канале методом граничных интегральных уравнений. Построенная таким способом сетка хорошо согласуется с контуром канала, что важно при задании граничных условий. На рис.2 показан пример разбиения расчетной области канала разностной сеткой.

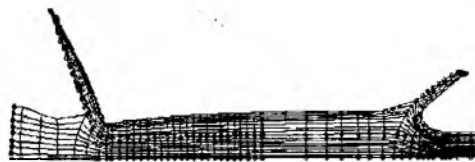


Рис. 2.

Расчет параметров формоизменения твердотопливного элемента проведен стандартным МКЭ-методом с использованием программного комплекса FEM.

На рис.3 показана схема разбиения осесимметричного тела на четырехугольные конечные элементы.

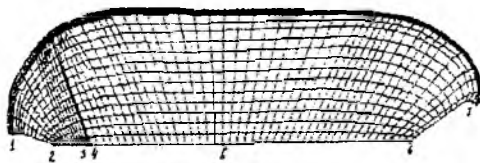


Рис. 3.

Учет взаимодействия параметров потока (перепадов давления) и перемещений канала проведен в итерационном цикле последовательных решений задач газовой динамики и механики с обменом результатами решений как исходными данными для последующих уточнений решения задач.

Представленные далее результаты расчетов получены для одного момента времени, соответствующего моменту начала стационарного режима работы ЭУ. Предполагается, что в этот момент времени произошло раскрытие проточки на конечную ширину, соответствующую напряженно-деформированному состоянию конструкции под действием однородного по объему канала уровня давления. Величина раскрытия проточки определяется из решения статической задачи перемещения упругого тела под действием однородного внутрикамерного давления. Считая полученные размеры канала за начальное приближение, из решения газодинамической задачи находится распределение давления вдоль стенки канала. Используя полученное неравномерное распределение давления в качестве уточненной нагрузки на исходный контур, производится повторный расчет перемещений (2-я итерация). Итерационный цикл повторяется до получения удовлетворительной сходимости последовательных решений либо для перемещений, либо для давлений в характерных сечениях канала. Если решение сопряженной задачи сходится для данной исходной геометрии канала, то в конечном счете устанавливается динамически равновесное состояние между НДС конструкции и распределением давления вдоль стенок канала проточки.

Расчетная схема экспериментальной установки, показанная на рис.1, представлена в виде многослойного тела вращения: элемент-промежуточный слой (ТЗП) – корпус. В качестве исходных геометрических размеров при расчетах использовались:

- месторасположение устья поперечной проточки в центральном канале элемента $Z/L=0.2$, где Z – координата, отсчитываемая от переднего торца, $L=1,336$ м – полная длина канала;
- протяженность проточки $l=0.26$ м;
- относительный параметр толщины свода для цилиндрических частей канала $\mu=b/a=4$, где $b=0,358$ м, $a=0,0895$ м – внутренний и внешний радиусы элемента; $L/b=3.73$ – относительная длина канала.

Перемещение контура в основании проточки для таких нагрузок определяется:

- при действии однородного давления геометрией элемента ($\mu, L/b$), месторасположением, формой и размерами проточки (Z/L), граничными условиями на торцах (ГУ) и податливостью корпуса.

$$u_i^p = u_i^p(\mu, L/b, Z/L, \text{ГУ}) \cdot \varepsilon_{\theta}^p(P) \cdot b, \quad i = r, z$$

- при действии перепадов давления – уровнем и характером перепада давления вдоль стенки канала и модулем упругости материала:

$$u_i^{sp} = u_i^{sp}(\mu, L/b, Z/L, \text{ГУ}) \cdot \frac{\Delta P(Z_i) \cdot b}{E^{sp}(T, P)}$$

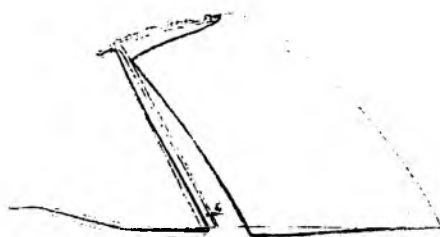


Рис. 4.

Анализ результатов расчетов, представленных на рис.4, показывает, что учет перепадов давления при оценке деформирования канала элемента по сравнению с действием равномерного давления приводит к увеличению ширины проточки в ее устье от 30.1 до 46.1 мм и уменьшению радиуса канала на 12,4 мм в сечении заднего торца проточки. Уточнение в результате проведенных расчетов значений перепадов давления приводит к незначительному (на 6.5%) приросту действующих ($\tau_{\max}^{p,sp}=5.1 \text{ кгс/см}^2$) сдвиговых напряжений по сравнению с результатами расчета без учета неравномерного давления ($\tau_{\max}^p=4.79 \text{ кгс/см}^2$). Перепад давления по высоте проточки устанавливается на уровне 2.2 кгс/см^2 , а по всей длине канала 6.3 кгс/см^2 . Общие затраты времени на получение установившегося решения, включая подготовку исходных данных, построение (корректировку) сеток и обмен результатами расчетов отдельных задач, составили около 72 часов чистого времени.

Таким образом, путем совместного решения статических задач газодинамики и механики деформирования упругого тела осесимметричной формы с центральным каналом получено установившееся решение для распределения давления и перемещений в характерных сечениях канала. Очевидно, что условие сходимости решения взаимосвязанной задачи определяется исходной геометрией канала, граничными условиями и механическими характеристиками материалов элемента и корпуса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cyang G.S., Patel H.R., Gang S. Titan-IV SRMU Anomaly and redesign analyses, AIAA-94-3284, June 27-29, 1994, Indianapolis, in.
2. Johnson W.A. and J.W. Murdock. Flow-structural interaction inside a solid rocket during ignition transient AIAA 94-3286 1994g., June 27-29, Indianapolis, in.
3. Тенев В.А., Русак И.Г. Численное решение задач гидродинамики и теплообмена в областях сложной формы. Ижевск: ИжГТУ, 1995. 60 с.
4. Патанкар. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости - Пер. с англ. Под ред. В.Д. Виленского. М.: Энергоиздат, 1984.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕСИ ГАЗА И ПОЛИДИСПЕРСНОГО ЖИДКОГО КОНДЕНСАТА

Дьяченко Н.Н., Дьяченко Л.И.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822)410581, факс (3822) 410347

E-mail: nnd@niipmm.tsu/tomsk.su

В работах, посвященных двухфазным течениям в соплах и МГД-каналах [1-7], интенсивному исследованию подвергается узкий диапазон параметров несущей среды, дискретной фазы и инженерно-конструкторских решений, что продиктовано требованиями практики. За границами исследований часто остается область, в которой наиболее ярко могут проявиться более тонкие механизмы физических процессов. В частности, движение ансамбля жидких полидисперсных частиц сопровождается двумя неразрывно связанными между собой процессами - коагуляцией и дроблением, частицы находятся как бы в состоянии «неустойчивого равновесия» и «малое возмущение» может резко изменить характер их взаимодействия.

В данной работе выбираются экстремальные параметры несущей среды и дискретной фазы для того, чтобы наглядно проявилась «неустойчивость равновесия». Процесс коагуляции определяется числом столкновений, следовательно, основной вклад в их рост вносят: концентрация частиц; давление несущей среды; время пребывания частиц в зоне столкновения. Процесс дробления определяется в основном аэродинамическим воздействием газа на частицу. Численным методом промоделируем влияние этих параметров на процесс коагуляции и дробления полидисперсных частиц окиси алюминия в сопловом блоке РДТТ. Система уравнений для газовой среды и соответствующие физические величины заимствованы из работы [2].

В качестве модели, описывающей поведение дисперсной фазы, используется статистическая модель [8], это позволяет учесть дополнительный механизм столкновения частиц за счёт их хаотиче-

ской составляющей скорости движения. Расчёты проведены для течения в коническом сопле с полууглами на входе 45° , сверхзвуковой профиль описывается полиномом третьей степени с полууглами на входе 28° и на выходе 12° . Горловина очерчена радиусом, равным диаметру минимального сечения сопла d^* ; отношение диаметра на входе в сопло к d^* равнялось 1,2; расширение на срезе сопла равнялось 10. На входе в сопло частицы распределены по нормально-логарифмическому закону со средне-массовым радиусом $r_{43}=1,86\text{ мкм}$. Физические характеристики окиси алюминия, коэффициенты эффективности столкновений, захвата и дробления определялись по известным формулам [7]. На рис 1.2 приведены результаты расчёта значения средне-массового радиуса частиц на срезе сопла $r_{43 \text{ вых}}$ от давления газа в камере сгорания, кривые с нечётной нумерацией соответствуют расчёту с учётом энергии флуктуаций, а кривые с чётной нумерацией - без их учёта. Проанализируем результаты расчёта.

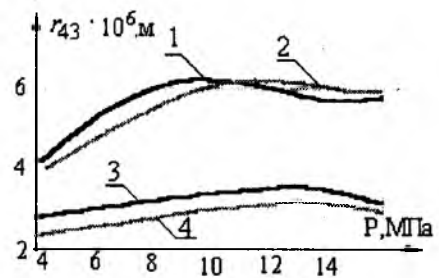


Рис.1 Зависимость средне-массового размера частиц на срезе сопла $r_{43 \text{ вых}}$ от давления газа в камере.

Кривые 1,2 (рис.1) отвечают весовой доле конденсата $z = 0,4$; диаметр $d^*= 0,2$ м. С ростом давления процесс коагуляции превосходит дробление, и это хорошо согласуется с известными результатами, начиная с некоторого значения давления

дробление превосходит коагуляцию и среднемассовый размер частиц уменьшается. Наибольшее значение $r_{43, \text{вых}}$ достигается при $P=10$ МПа (кривая 1) и $P=12$ МПа (кривая 2) - это соответствует тому, что с учётом флуктуаций рост частиц идёт более интенсивно и момент «равновесия» между коагуляцией и дроблением наступает при меньшем давлении. Начиная с давления $P=10$ МПа, вклад флуктуаций в процесс коагуляции носит «отрицательный» характер, т.е. более интенсивный рост стимулирует их быстрое дробление и интегрально процесс дробления превосходит коагуляцию частиц. Кривые 3,4 (рис 1) отвечают весовой доле конденсата $z = 0,4$; диаметру $d^*=0,05$ м. Наиболее ярко характер неустойчивого равновесия представлен на рис.2.

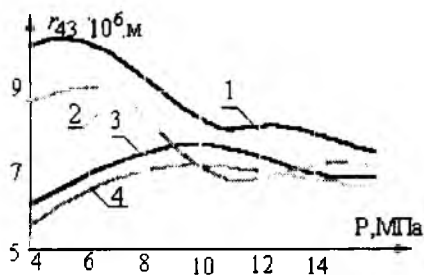


Рис.2 Зависимость среднемассового размера частиц на срезе сопла $r_{43, \text{вых}}$ от давления газа в камере.

Кривые 1,2 (рис.2) соответствуют результатам расчёта при $z = 0,6$; $d^*=0,4$ м. При плавном характере кривых они имеют несколько точек перегиба с общей тенденцией к усилению процесса дробления по мере увеличения давления. Сравнивая результаты расчёта при $z = 0,6$ и $z = 0,4$ (кривые 3,4), можно сделать вывод, что основной вклад в закономерности процессов коагуляции и дробления вносит концентрация частиц.

Проведённые параметрические исследования могут указать пути возможного улучшения энергетики двигателя или выявить некоторые экстремальные условия, которые приводят к резкому увеличению двухфазных потерь за счёт неравновесности потока. Рассмотренные вопросы представ-

ляют интерес для разработчиков энергоустройств, в которых рабочим телом является газо-капельная смесь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крайко А.Н., Нигматулин Р.И., Старков В.К., Стернин Л.Е. Механика многофазных сред //Итоги науки и техн. Гидромеханика. Т.6. М.:Изд.ВИНИТИ. 1972. С. 93-174.
2. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах. М.: Машиностроение. 1974. 212 с.
3. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение. 1980. 172 с.
4. Васенин И.М., Архипов В.А., Бутов В.Г., Глазунов А.А., Трофимов В.Ф. Газовая динамика двухфазных течений в соплах. Томск: Изд. ТГУ. 1986. 262 с.
5. Пирумов У.Г., Росляков Г.С. Течение газа в соплах. М.: Изд. МГУ. 1978. 352 с.
6. Шрайбер А.А. Многофазные полидисперсные течения с переменным фракционным составом дискретных включений //Итоги науки и техн. Комплексные и специальные разделы механики. Т.3. М.: Изд. ВИНИТИ. 1988. С.3-80.
7. Стернин Л.Е., Шрайбер А.А. Многофазные течения газа с частицами. М.: Машиностроение. 1994. 320 с.
8. Дьяченко Н.Н., Дьяченко Л.И. Математическое моделирование течения двухфазных сред с учётом распределения коагулирующих частиц по импульсам//Теплофизика и аэромеханика, 1995. Т.2. №1. С. 67-74.

О ВЛИЯНИИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ОСАЖДЕНИЕ К-ФАЗЫ

В ОБЛАСТЯХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Егорова Л.Г., Лебедев А.С., Тененев В.А.

Федеральный научно-производственный центр "Алтай"
659322, Алтайский край, г. Бийск, ул. Социалистическая, 1
тел. (3854) 304479

E-mail: root@ontmpo.altai.su

Для численного исследования осаждения жидких частиц конденсированной фазы в областях сложной формы, характерная начальная конфигурация которых схематично изображена на рис.1, применяется расчетный комплекс "FLOW" [1], позволяющий получать характеристики накопления к-фазы при воздействии на двухфазный поток произвольно направленных перегрузок. Метод основан на допущениях о возможности использования квазистационарной постановки задачи, несжимаемости газовой фазы и отсутствии обратного влияния частиц на газ, что позволяет проводить расчет характеристик осаждения частиц на внутренние поверхности области течения в рассчитанном заранее поле течения газа.

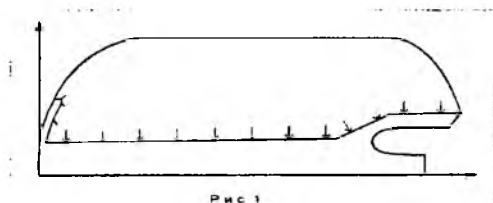


Рис.1

Для построения математической модели применялись система уравнений, описывающая вязкое несжимаемое течение газовой фазы, и уравнения для дисперсной фазы с учетом горения и коагуляции частиц. Для разностной аппроксимации уравнений применялся метод контрольного объема [1,2]. Для решения разностных уравнений, аппроксимирующих систему уравнений движения газа, применялся алгоритм SIMPLE [2] и итерационный метод сопряженных градиентов с предобуславливанием. Разностные уравнения движения частиц к-фазы решались методом переменных направлений с нижней релаксацией. Численная реализация разработанных конечно-разностных методов решения задачи о движении газа и частиц использует криволинейные ортогональные сетки, построение которых осуществляется с помощью комплексного метода граничных элементов [3]. Особенности осаждения частиц к-фазы изучались в зависимости от времени с учетом того, что рассматриваемая область трансформируется в сторону увеличения вследствие перемещения поверхности (показанной на рис.1 стрелками), через которую осуществляется вдув двухфазной смеси.

На рис.2 в качестве иллюстрации приведена расчетная сетка, реализованная для одного из вариантов в некоторый промежуточный момент времени процесса истечения.

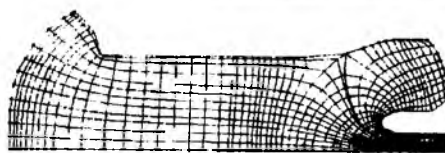


Рис.2

Варьирование дисперсностью к-фазы, покидающей поверхность вдува, проводилось для исходных данных, показанных на рис.3 в виде интегральных функций распределения частиц по размерам. Из расчетов получено, что изменение фракционного состава частиц в соответствии с рис.3, соответствующее изменению среднемассового диаметра частиц $d_{43} = 179...287$ мкм, приводит к изменению суммарной массы осаждения приблизительно в прямо пропорциональной зависимости (см. рис.4) вследствие большего отклонения частиц в областях резкого поворота потока, в частности в районе выходного блока.

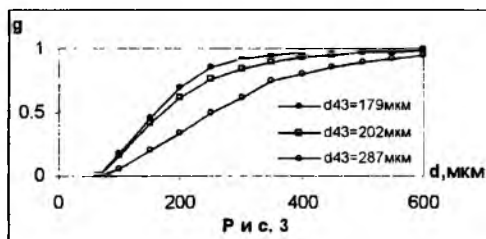


Рис.3

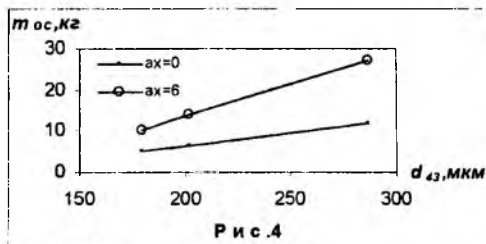
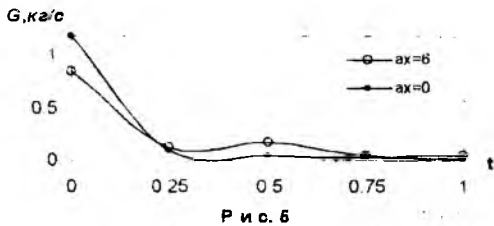
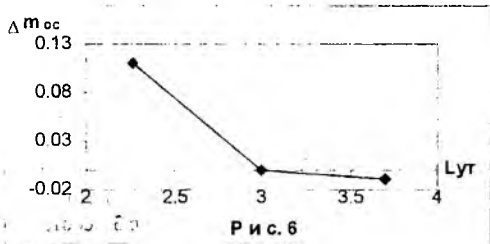


Рис.4

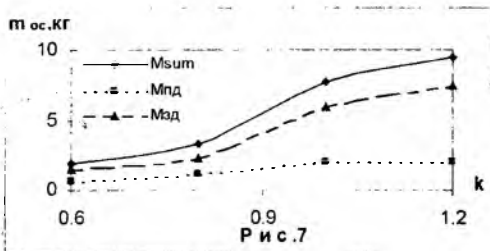
Действие массовых сил проиллюстрировано на рис.5. Получено, что продольные перегрузки приводят к снижению расхода осаждения на левой границе области течения и увеличению интенсивности осаждения на стенки в области выходного блока. Показано, что действие перегрузок приводит к увеличению суммарной массы осаждения за полное время процесса истечения.



Влияние геометрии области течения на массу осаждения проследим в зависимости от степени утолщенности выходного блока и масштабного фактора. На рис. 6 показано, что влияние степени утолщенности слабое. Небольшое увеличение относительной массы осаждения при уменьшении степени утолщенности объясняется увеличением скорости потока в окрестности выходного блока.

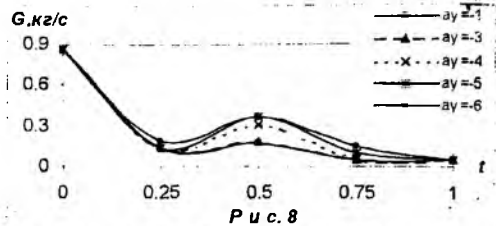


Влияние габаритов области течения на массу осаждения получено с использованием одинаковой формы области при варьировании ее масштабом (K) в пределах: $-0.6 < K < 1.2$. Из рис. 7 видно, что увеличение массы наполнителя, обеспеченное за счет роста масштабного фактора, приводит к увеличению массы осаждения. Следует отметить, что в условиях экспериментов реализуются зависимости, аналогичные приведенным на рис. 7.

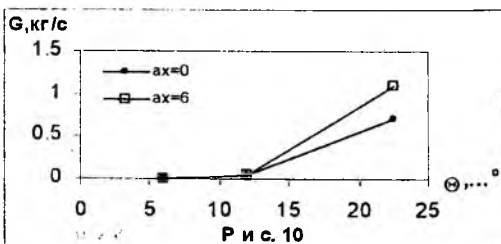
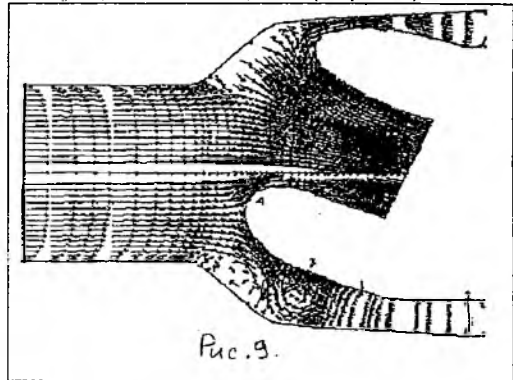


В результате проведения расчетов осаждения при варьировании величиной поперечных перегрузок, действующих на двухфазный поток, получено, что влияние поперечных перегрузок в отдельные моменты времени может приводить к увеличению расхода осаждения в два и более раз по сравнению с действием только продольных перегрузок. Это показано на рис. 8. При этом следует иметь в виду, что в реальных условиях поперечные перегрузки бывают кратковременными и влиянием этого фактора на массу осаждения можно пренебречь.

Влияние трехмерной структуры двухфазного течения на характеристики осаждения к-фазы ярко выражено на примере расчетов, проведенных при отклонении выходного блока на различные углы относительно оси симметрии рассматриваемой области.



Как показано на рис. 9, полученном из расчетов для одного из моментов времени процесса истечения, в этом случае в окрестности выходного блока реализуется сложная картина двухфазного потока. Видно присутствие вихревых структур в нижней части рисунка, которые появляются за счет раздвоения потока с образованием зоны лобового растекания на входной части выходного блока и обеспечения возникновения течения в окружном направлении. Такое поведение двухфазного потока характеризуется существенной неравномерностью осаждения на внутренние поверхности области течения в районе выходного блока. Расчетные оценки показывают, что при отклонении оси симметрии выходного блока от оси симметрии области течения на угол более 10...15 градусов интенсивность осаждения к-фазы резко возрастает, а действие осевой перегрузки способствует усилению осаждения (см. рис. 10).



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Тенев В.А., Русяк И.Г. //Численное решение задач гидродинамики и теплообмена в областях сложной формы. Ижевск: Изд. ИжГТУ, 1995. 60 с.
2. Патанкар С. //Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоиздат, 1984. 152 с.
3. Громадка П.Т., Лей Ч. //Комплексный метод граничных элементов в прикладных науках. М.: Мир, 1990. 303 с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ СЛОЖНЫХ ФОРМ

Миньков Л.Л., Шрагер Э.Р.

Томский государственный университет.

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 415745 факс (3822) 410129

E-mail: lminkov@ftf.tsu.ru

Применение в современных РДТТ прочно скрепленных зарядов с раскрепленными торцами, с поперечной щелью (заряд типа "юнтик"), со скачком сечения и других форм обуславливает сложную структуру потока которая в случае двухфазных продуктов сгорания смесевых металлизированных твердых топлив является одним из основных факторов, влияющих на формирование частиц на выходе из канала РДТТ.

В данной работе проводится исследование влияния формы канала на эволюцию к-фазы. Для описания стационарного двухфазного течения продуктов сгорания используется модель многоскоростного многотемпературного континуума, записанного на основе газодинамических уравнений. Взаимодействие частиц друг с другом описывается с помощью непрерывного подхода и модели Лагранжа в приближении монодисперсных осколков дробления [1]. Решение получается из соответствующей системы нестационарных уравнений, которая решается численно методом установления по разностной схеме С.К.Годунова - В.П.Колгана [2-3].

Течение рассматривается в каналах со следующими характерными областями: 1) внезапное сужение. 2) внезапное расширение. 3) поперечная кольцевая щель. 4) внутренний уступ. Двухфазный поток продуктов сгорания поступает через боковую поверхность канала. Левый торец непроницаем для газа, а через правый торец осуществляется истечение. Длина канала равна 1 м, радиус узкого канала 0.1 м, широкого - 0.3 м для кольцевой щели и 0.2 м в остальных случаях. Массовая доля частиц на поверхности канала составляет 0.3. Вся совокупность частиц разбита на 8 фракций с $r_{min} = 1.25$ мкм, $r_{max} = 21.25$ мкм, относительная массовая доля которых равна: $g_1 = 0.4792$; $g_2 = 0.2509$; $g_3 = 0.1313$; $g_4 = 0.0688$; $g_5 = 0.0359$; $g_6 = 0.0188$; $g_7 = 0.0099$; $g_8 = 0.0052$. Такое распределение обеспечивает средне-массовый радиус частиц на поверхности канала равный 5.13 мкм. Для каналов с внезапным изменением площади проходного сечения исследования проводились при четырех положениях скачка сечения $x = 0.2$ м, $x = 0.4$ м, $x = 0.6$ м, $x = 0.8$ м, а для каналов с кольцевой щелью и уступом - при трех положениях щели $x = 0.2$ м, $x = 0.4$ м, $x = 0.6$ м, при этом ширина щели и уступа составляла 0.2 м.

Характерные профили осевой скорости для $x = 0.4$ м вдоль канала показаны на рис. 1. Кривая 1 соответствует каналу с внезапным сужением, кривая 2 - каналу с внезапным расширением, кривая 3 - каналу с поперечной щелью, кривая 4 - каналу с уступом. Для сравнения приведено распределение осевой скорости в прямом канале (штриховая кри-

вая). На рис 2 показаны соответствующие распределения средне-массового радиуса частиц на оси канала.

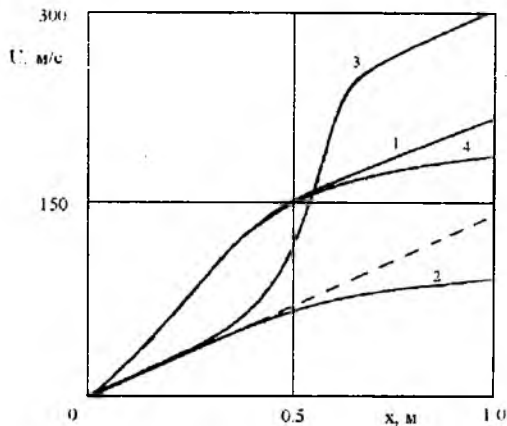


Рис. 1.

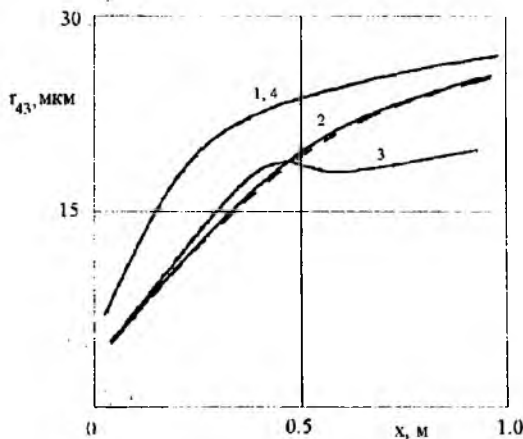


Рис. 2.

Для канала с внезапным сужением градиент осевой скорости выше, чем в прямом канале до скачка, и уменьшается после скачка. Такое поведение профиля скорости газа приводит к интенсивному взаимодействию частиц и к более сильному росту их средне-массового радиуса до 35% по сравнению с прямым каналом. Приближение скачка сечения к левому торцу канала вызывает увеличение r_{43} в окрестности $x=0$, что объясняется усилением коагуляционных процессов вследствие роста градиента скорости газа в поперечном направлении канала в этой области. Из рис. 2 видно, что изменение r_{43} вдоль оси полностью отвечает профилю скорости газа. По мере удаления скачка сечения от левого

торца градиент скорости газа становится настолько велик, что частицы при столкновении друг с другом начинают дробиться, и на выходе из канала r_{43} может получиться меньше до 9%, чем для канала без скачка. Зона дробления находится слева от входа в чужий канал на расстоянии, равном 1-2R.

Для канала с внезапным расширением продольная скорость газа на оси имеет два характерных участка: до скачка сечения и после. До скачка сечения градиент скорости газа имеет такое же значение, как и для прямого канала. После скачка сечения градиент заметно падает и принимает постоянное значение. Падение градиента скорости для данного типа конфигурации канала происходит довольно плавно, что не влияет на отклонение распределения r_{43} вдоль оси при рассмотренных положениях скачка сечения. Более заметное влияние положение скачка сечения оказывает на распределение r_{43} поперек канала на выходе из него. Близкое расположение скачка сечения к выходу из канала практически не приводит к коагуляции частиц в области $0.5 \leq r/R \leq 1$, а в области $0 \leq r/R \leq 0.5$ значения r_{43} практически совпадают со значениями r_{43} для прямого канала. Смещение скачка сечения к левому торцу канала приводит к более интенсивному росту r_{43} от стенки канала до оси, около которой r_{43} резко увеличивается, как и в предыдущих случаях, вследствие интенсивной коагуляции, обусловленной повышенной массовой долей частиц вблизи оси.

Присутствие в канале поперечной щели создает дополнительный подвод массы в канал, что приводит к резкому возрастанию скорости газа вдоль оси. После прохождения участка, соответствующего щели, газ тормозится и градиент скорости падает до исходного значения, отвечающего течению в прямом канале. Качественная зависимость $r_{43}(x)$ совпадает с аналогичной зависимостью для канала с внезапным сужением. Как и в предыдущем случае, типичное поведение скорости газа приводит к такой интенсификации взаимодействия частиц между собой, что влечет за собой их дробление (в районе щели), и дальнейшую их коагуляцию (рис. 2), но менее интенсивную, чем для прямого канала. При этом r_{43} на выходе из канала может быть ниже на 25%, чем для прямого канала.

Для канала с уступом профили скорости газа на оси до уступа совпадают с профилями скорости газа для канала с внезапным сужением, а после уступа градиент скорости меньше. Среднемассовый радиус частиц r_{43} изменяется вдоль x так же, как в канале с внезапным сужением.

Проведенный выше анализ влияния геометрии канала на процесс коагуляции и дробления частиц показал, что частицы укрупняются в основном вблизи оси, в областях высоких градиентов скорости газа, обусловленных резким изменением площади проходного сечения. При проведении экспериментальных исследований среднемассовый радиус определяется по всей совокупности частиц, полученных на выходе из канала. Поэтому следует рассмотреть r_{43} , определенный на выходе из канала, следующим образом:

$$r_{43} = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N g_{ij} r_{ik}, \text{ где } g_{ij} = m_{ij} / \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N m_{ij} - \text{отно-}$$

сительная массовая доля j -ой фракции в i -ой разностной ячейке. $m_{ij} = 2\pi \int_{r_{i-1}}^{r_{i+1}} \rho_j u_{ij} u_{dj} dy$ - масса частиц

j -й фракции, покинувшей канал через правую границу в единицу времени в i -й ячейке. Ниже в табл. 1-4 приведены значения среднемассового радиуса частиц в микронах, полученные для двумерного приближения $r_{43}^{(2)}$ и одномерного приближения $r_{43}^{(1)}$ при разных положениях скачка сечения.

Таблица 1

Канал с уступом			
X-	0,2	0,4	0,6
$r_{43}^{(1)}$	10.06	10.40	10.78
$r_{43}^{(2)}$	11.80	11.44	12.78

Таблица 2

Канал с поперечной щелью			
X-	0,2	0,4	0,6
$r_{43}^{(1)}$	10.80	10.72	10.53
$r_{43}^{(2)}$	12.29	12.02	11.73

Таблица 3

Канал с внезапным сужением			
X-	0,2	0,5	0,8
$r_{43}^{(1)}$	11.50	12.16	11.45
$r_{43}^{(2)}$	13.84	13.51	13.00

Таблица 4

Канал с внезапным расширением			
X-	0,2	0,5	0,8
$r_{43}^{(1)}$	8.88	8.68	9.12
$r_{43}^{(2)}$	9.78	9.46	10.40

Для прямого канала $r_{43}^{(1)} = 10.3$ мкм, $r_{43}^{(2)} = 12.13$ мкм. Из приведенных таблиц видно, что одномерные расчеты дают заниженные значения по сравнению с двумерными на 10-25%. Такое занижение можно объяснить тем, что двумерный подход позволяет улавливать коагуляционные процессы в среде частиц, вызванные высокой их концентрацией вблизи оси канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980. 172 с.
2. Численное решение многомерных задач газовой динамики. / Под ред. С.К. Годунова. М.: Наука, 1976. 400 с.
3. Колган В.П. Применение принципа минимальных значений производных к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Ученые записки ЦАГИ. 1972. Т.3. №6. С.68-77.

МЕТОД ПРИСТЕНОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗОВЗВЕСИ В КАНАЛАХ

Старченко А.В.

Томский государственный университет

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410740, факс (3822) 415579

E-mail: starch@math.tsu.ru

В настоящее время при численном моделировании турбулентных потоков в каналах широкое распространение получил метод пристеночных функций [1], согласно которому граничные условия для дифференциальных уравнений переноса задаются не на твердой поверхности, омываемой потоком, а на границе, расположенной в области развитой турбулентности, где зависимость продольной компоненты скорости газа от поперечной координаты имеет логарифмический вид:

$$u_{1+} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey_+), \quad (1)$$

$$u_{1+} = \frac{u_1}{u_*}; \quad y_+ = \frac{\rho_1 u_* y}{\mu_1}; \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_1}} = \sqrt{\frac{\mu_1}{\rho_1} \left. \frac{\partial u_1}{\partial y} \right|_w}$$

- динамическая скорость; y - расстояние от стенки; τ_w - трение на стенке; μ_1, ρ_1 - вязкость и плотность газа; $\kappa = 0.4$; $E = 8.65$ [2]. Такой способ задания граничных условий позволяет исключить из расчетной области узкую зону, прилегающую к твердой поверхности и содержащую в себе вязкий подслой, буферную зону и часть логарифмического слоя. Именно в этой зоне наблюдаются значительные градиенты основных зависимых переменных, требующие дополнительных вычислительных затрат для адекватного их предсказания. Влияние твердой стенки на турбулентный поток моделируется заданием на этой границе ($y = y_+$) так называемых пристеночных функций, которые для однофазного изотермического течения имеют следующий вид [1]:

$$\tau_w = \frac{\kappa \rho_{1s} u_{1s} (c_{\mu}^{1/2} k)_s}{\ln \left[E (c_{\mu}^{1/2} k)_s^{1/2} \rho_{1s} y_{1s} / \mu_1 \right]}; \quad c_{\mu} = 0,09; \quad (2)$$

$$\varepsilon_s = \frac{(c_{\mu}^{1/2} k)_s^{3/2}}{\kappa y_s}; \quad (G_k)_s = \frac{\mu_{1s} |\tau_w|}{\rho_{1s} (\kappa y_s)^2}; \quad (4)$$

где y_s - расстояние от стенки до ближайшего узла расчетной сетки S , располагающегося в области логарифмического распределения скорости; $\varepsilon_s, (G_k)_s, u_{1s}$ - значения диссипации и генерации энергии турбулентности газа k , а также скорости при $y = y_s$. Значение кинетической энергии турбулентности k_s определяется при решении соответствующего дифференциального уравнения.

Для двухфазных течений применение метода пристеночных функций вида (2) - (4) ограничивается случаем небольших концентраций частиц в потоке, распространение этих соотношений для турбулент-

ных потоков газозвеси требует проведения дальнейших исследований.

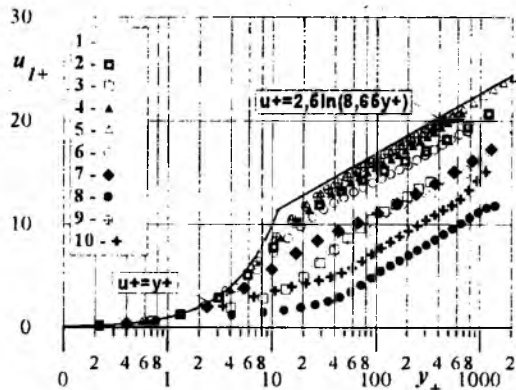


Рис. 1.

1- $Re=40000$; $Stk=13.3$; $M=5$; 2- $Re=60000$; $Stk=69.9$; $M=5$; 3- $Re=8000$; $Stk=9.3$; $M=2$; 4- $Re=24500$; $Stk=36.8$; $M=1$; 5- $Re=100000$; $Stk=33.1$; $M=0.34$; 6- $Re=27400$; $Stk=115.8$; $M=10$; 7- $Re=50000$; $Stk=40.3$; $M=12$; 8- $Re=27400$; $Stk=4.6$; $M=5$; 9- $Re=24500$; $Stk=146.8$; $M=1$; 10- $Re=27400$; $Stk=18.4$; $M=25$.

На рис. 1 представлены в логарифмических координатах (u_+ - расчетная динамическая скорость) предсказанные на основе [3] распределения продольной компоненты скорости несущей среды при турбулентном изотермическом движении газозвеси в трубе для изменяющихся в широком диапазоне значений определяющих параметров. Условия, при которых реализуются рассматриваемые течения газозвеси, позволяют не учитывать влияния силы тяжести и вращения частиц на характеристики потока. Как видно из рисунка, при увеличении концентрации частиц, а также при уменьшении числа Стокса профили скорости газа в большей степени отклоняются от распределения $u_{1+} = 2.5 \ln(8.65 y_+)$, оставаясь при этом примерно параллельными логарифмическому закону на участке $y_+ > 50$. Такое влияние дисперсной фазы на скорость несущей среды при $y_+ > 50$ может быть описано логарифмической зависимостью вида:

$$u_{1+} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[E \cdot D(M, Stk) y_+ \right] = \frac{1}{\kappa} \ln(E y_+) + \frac{1}{\kappa} \ln D(M, Stk); \quad (5)$$

где $D(M, Stk)$ - функция, зависящая от параметра загрузки M и числа Стокса $Stk = \tau_p U_b / r_0$, τ_p - время динамической релаксации частиц; U_b - средняя ско-

рость газа; r_0 - радиус трубы. Вид этой функции представляется следующим выражением:

$$D(M, Stk) = \frac{1}{1 + f_M(M) Stk^{-n}}, \quad M \leq 10;$$

$$f_M(M) = \begin{cases} 118 M^{1.27}, & 4 \leq Stk \leq 40 \\ 5.1 M^{1.27}, & 40 \leq Stk \leq 120 \end{cases}; \quad (6)$$

$$n = \begin{cases} 1.65, & 4 \leq Stk \leq 40 \\ 0.8, & 40 \leq Stk \leq 120 \end{cases};$$

На рис. 2 приведены рассчитанные с использованием модели [3] значения скорости газа в виде логарифмического закона $u_1 - 1 \cdot \kappa \ln D(M, Stk) = 1 \cdot \kappa \ln u_1$. Как следует из рисунка, предложенный вид функции $D(M, Stk)$ позволяет удовлетворительно (с погрешностью $\pm 5\%$) воспроизвести значения продольной скорости несущей среды на основе зависимости (6) на участке $50 \leq y_+ \leq 400$ при следующих значениях определяющих параметров: $8000 < Re < 100000$; $Fr < 1$; $0 \leq M \leq 10$; $4 \leq Stk \leq 120$.

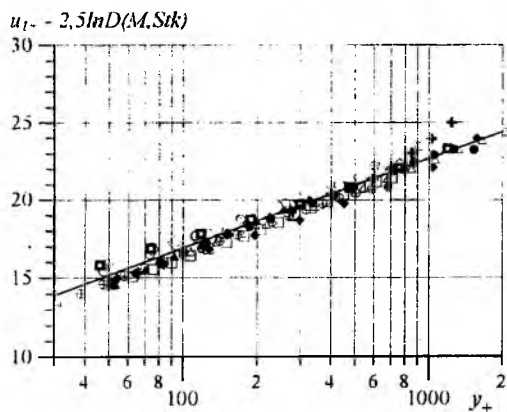


Рис. 2.

Обозначения те же, что и на рис. 1.
Сплошная линия - $1 \cdot \kappa \ln(Bu_+)$.

Используя полученное логарифмическое распределение скорости газа (6), соотношения Колмогорова - Прандтля для коэффициента турбулентной вязкости несущей фазы, а также условие локального равновесия энергии турбулентных пульсаций газа в пристеночном слое в области развитой турбулентности и принимая (как в [1] для однофазного потока), что трение газа на стенке

$$\tau_w = \left(\frac{\mu_{11}}{D_k} \frac{\partial u_1}{\partial y} \right)_{y=y_+}, \quad \psi = \frac{T_L}{\tau_p};$$

$$D_k = \left\{ 1 + \frac{2\kappa \rho_p [1 - f(\psi)] y}{c_\mu^{3.4} \rho_1 \tau_p \sqrt{k}} \right\}^{-1/2};$$

(ρ_p - концентрация частиц, кг/м³; T_L - лагранжев временной масштаб турбулентности), можно сформулировать метод пристеночных функций для турбулентных

потоков газозвеси в каналах следующим образом:

$$\tau_w = \frac{\kappa \rho_{1s} u_{1s} (c_\mu^{1/2} k)^{1/2}}{D_k \ln \left[\frac{ED(M, Stk) (c_\mu^{1/2} k)^{1/2} y_s \rho_{1s}}{D_k \mu_1} \right]}; \quad (7)$$

$$\varepsilon_s = \frac{(c_\mu^{1/2} k)^{3/2}}{\kappa y_s}; \quad (8) \quad (G_k)_s = \frac{\mu_{1s} |\tau_w|}{\rho_{1s} (\kappa y_s)^2}. \quad (9)$$

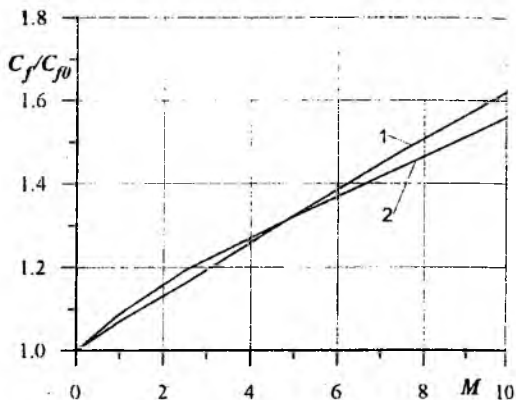


Рис. 3.

$Re=27400$; $Stk=74.1$; 1 - расчет на основе "к-ε" модели и метода пристеночных функций; 2 - по сквозной методике [3].

На рис. 3 сравниваются значения коэффициента трения газа $C_f = 2\tau_w / (\rho_1 U_b^2)$, рассчитанные численно на основе математической модели [3] и с использованием "к-ε" модели для двухфазных течений [4] и метода пристеночных функций (7) - (9). Здесь C_{f0} - коэффициент трения для незапыленного потока в трубе. Видно, что второй подход удовлетворительно описывает зависимость C_f/C_{f0} от концентрации частиц и числа Стокса. Это позволяет рекомендовать предложенную формулировку метода пристеночных функций для дисперсных потоков при численном моделировании аэродинамически сложных запыленных рециркуляционных течений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Launder B.E., Spalding D.B. //Comp. Meth. in Applied Mechanics and Engineering. 1974. Vol.3. N.2. P.269-289.
2. Лойцинский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.:Наука, 1987. 840с.
3. Бурлуцкий Е.С., Старченко А.В. //Избранные доклады международной конференции "Всесибирские чтения по математике и механике". Томск: Изд-во ТГУ, 1997. Т.2. Ч.1. С.78-82.
4. Шрайбер А.А., Гавин Л.Б., Наумов В.А., Яценко В.П. Турбулентные течения газозвеси. Киев: Наукова думка, 1987. 239 с.

ВЫСОКОТОЧНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО КА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВИГАТЕЛЕЙ МАЛОЙ ТЯГИ (ДМТ)

Бартенев В.А., Гречкосеева Д.Д., Малышев В.А.

НПО прикладной механики им. академика М.Ф. Решетнева

662990, г. Железногорск Красноярского края, ул. Ленина, 52 тел. (39197) 236 13, факс (39197) 236 94

E-mail: malyshev@nppm.krasnoyarsk.su

К перспективным КА на геостационарной орбите (ГСО) выдвигаются жесткие требования по обеспечению высокоточного управления их положением. В основе этих требований лежат преимущественно следующие два обстоятельства. Во-первых, выбор орбитальных структур систем различного назначения осуществляется с учетом минимизации количества КА, входящих в систему, с одновременным увеличением срока активного существования КА. В результате этого для достижения устойчивости орбитальной структуры на длительных сроках существования и исключения помех ужесточаются требования к взаимному расположению КА на орбитах и их положению относительно поверхности Земли. Во-вторых, в связи с постоянно возрастающим количеством запусков КА происходит заполнение области геостационарной орбиты ракетами-носителями и их фрагментами, которые через некоторое время становятся космическим мусором и снижают безопасность полета и функционирования для действующих КА. В настоящее время в геостационарной области кроме около 20 функционирующих КА находится свыше 4000 неуправляемых объектов (вышедшие из строя КА, ракетносители, фрагменты и т.п.) размером более 1 метра и десятки тысяч мелких фрагментов, способных повредить или оказать помеховое влияние функционирующим КА.

Проблема эффективного использования ГСО стоит особенно остро из-за высоких темпов ее "заселения" и практически вечного существования геостационарных объектов в некотором ограниченном объеме, имеющем форму тора, наклоненного к плоскости экватора на ~ 7.4 и удаленного от Земли на 41000-43300 км.

Большинство запускаемых в настоящее время геостационарных КА удерживается по широте и долготе, причем диапазон удержания отдельных КА уже составляет $\pm 0.1^\circ$ по обеим координатам, а в перспективе этот диапазон может быть даже сокращен до $\pm 0.05^\circ$ относительно номинального положения КА. При этом отработавшие свой срок активного существования КА должны уводиться из рабочей окрестности ГСО. При управлении орбитальным движением КА наибольшее распространение получили следующие три метода поддержки орбитальной структуры систем.

1) Метод дифференцированного выбора начальных параметров орбит, основанный на минимизации отклонений основных (для данной системы) элементов орбиты на сроке активного

существования от их номинальных значений путем целенаправленного использования определяющих закономерностей эволюции элементов орбит (пассивный метод).

2) Метод активного целенаправленного изменения основных элементов орбиты с учетом особенностей их эволюции (активный метод).

3) Метод совмещающий пассивный и активный методы для части элементов орбиты (комбинированный метод).

До сих пор первый и третий методы находили наибольшее применение (КА "Радуга", КА "Горизонт" и др.). Однако по мере возрастания требований к точности поддержания положения КА на орбите все большую роль начинает играть второй метод - метод целенаправленного активного изменения всей совокупности основных элементов орбиты. Так, если на первых отечественных геостационарных КА корректировались только два элемента орбиты (сидерический период обращения и эксцентриситет), то в настоящее время на КА "Галс" и КА "Экспресс" корректируются четыре элемента (дополнительно: долгота восходящего узла в абсолютном пространстве и наклонение). На проектируемых КА предполагается корректировать пять элементов орбиты (включая аргумент широты перигея). Для управления орбитальным движением геостационарных КА разработки НПО ПМ используются электрореактивные двигатели, создающие малую трансверсальную тягу, но обладающие высоким удельным импульсом. Для минимизации взаимодействия струи двигателей с элементами конструкции КА и уменьшения возмущений для системы ориентации и стабилизации КА принят и реализован принцип пространственной развязки и введения ограничений на местное (подспутниковое) время включения двигателей коррекции. Использование двигателей малой тяги (ДМТ) обусловило разработку и применение специальной стратегии управления, при которой коррекция положения КА по широте (вектора наклонения \vec{i}) осуществляется практически ежесуточно, при этом попутно за счет трансверсальной составляющей корректируется сидерический период обращения и, если это возможно, вектор эксцентриситета.

Проведенные исследования показали, что реализацию удержания КА по широте с целью минимизации энергозатрат целесообразно осуществлять, компенсируя только квазивектовую

составляющую изменения вектора наклонения обусловленную лунно-солнечными возмущениями

$$\Delta i_m = \sqrt{\Delta i_m^2 + \Delta i_m^2}$$

на суточном интервале могут быть использованы соотношения

$$\Delta i_m = 0,122368 \cdot 10^{-4} \cdot \sin(2\Omega_m^0 - 0,92422 \cdot 10^{-3}) -$$

$$6,268818 \cdot 10^{-4} \cdot \sin(\Omega_m^0 - 0,46211 \cdot 10^{-3}),$$

$$\Delta \Omega_m = 4,040105 \cdot 10^{-4} +$$

$$4,570385 \cdot \cos(\Omega_m - 0,46211 \cdot 10^{-3})$$

$$- 0,221541 \cdot 10^{-3} \cdot \cos(2\Omega_m - 0,92422 \cdot 10^{-3}),$$

где $\Omega_m^0 = 2.182381 - 33.757146 \cdot T$ - средняя долгота орбиты Луны на эклиптике;

T - эфемеридное время, выраженное в юлианских столетиях от эпохи 2000,0.

Область удержания по гринвичской долготе должна быть рационально разделена на участки пассивного дрейфа, суточного перемещения КА за счет эллиптичности орбиты и неопределенности положения КА из-за погрешностей определения и прогнозирования параметров орбиты. Причем в случае существенного отношения площади мишеней к массе КА, вызывающего значительные изменения эксцентриситета орбиты от солнечного давления, необходимо предусматривать специальную стратегию минимизации вектора эксцентриситета. Например, солнечно-синхронную стратегию с непрерывным или дискретным вариантами отслеживания вектором эксцентриситета направления на Солнце.

Эффективность такого подхода управления перспективными геостационарными КА частично подтверждена в ходе натурных испытаний и эксплуатации отечественных КА "Галс" и КА "Экспресс", а на более значительных сроках функционирования КА – путем моделирования процесса высокоточного удержания в условиях, максимально приближенных к реальным (учет законов реакции управляющих ускорений, изменения массы КА в течении САС, корреляционная матрица определения и прогнозирования движения КА и других факторов).

Обобщенные результаты моделирования процесса высокоточного удержания КА на ГСО в течение 10 лет (начиная с 1.01.2000г) по основным контролируемым параметрам

- вектор наклонения ($i_x = i \cdot \cos \Omega$; $i_y = i \cdot \sin \Omega$),

- вектор эксцентриситета ($c_x = e \cdot \cos(\Omega + \omega)$;

$$c_y = e \cdot \sin(\Omega + \omega)),$$

- максимальные отклонения текущей гринвичской долготы в восточном и западном направлениях от номинального значения приведены соответственно на рис.1,2,3. При этом суммарные энергозатраты характеристической скорости составляют около 494 м/с для коррекции вектора наклонения и около 27 м/с (4 м/с) для коррекции вектора эксцентриситета и гринвичской долготы КА без использования

солнечно-синхронного метода (в случае возможности применения солнечно-синхронного метода)

Исследования и результаты экспериментов показывают, что при учете более тонких эффектов в эволюции элементов геостационарной орбиты и улучшении характеристики ДМТ в части точности реализации управляющих воздействий возможно сужение диапазона удержания геостационарных КА вплоть до $\pm 0,05^\circ$ по долготе и широте и решение проблемы удержания нескольких КА на одной рабочей долготе.

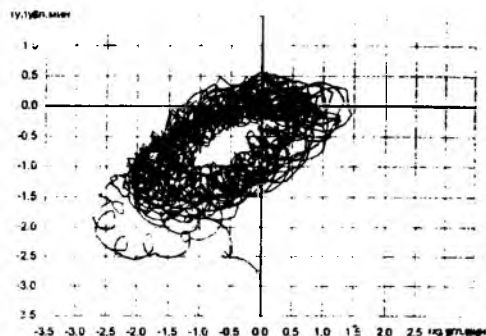


Рис. 1

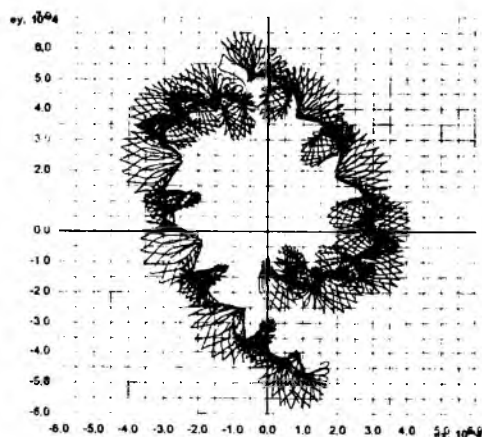


Рис. 2

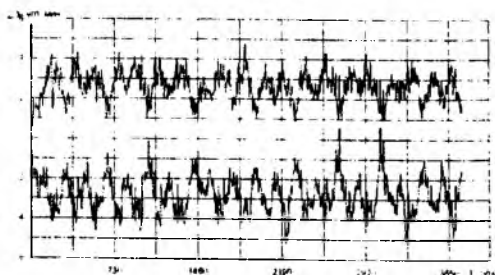


Рис. 3

РАДИАЛЬНАЯ ПРОМЕЖУТОЧНАЯ ОРБИТА

Бороненко Т.С.

Томский государственный педагогический университет
634041, г. Томск, пр. Комсомольский, 75
тел. (3822) 44-36-03

E-mail: boron@tspi.tomsk.su

В процессе построения аналитических решений уравнений небесной механики одна из существенных трудностей - появление уравнения центра в буквенных разложениях. Одним из возможных способов преодоления этой трудности является сведение решения к так называемой радиальной промежуточности [1,2]. Здесь речь идет о таком преобразовании гамильтониана, когда он становится функцией только от длины радиуса-вектора r и радиальной скорости $R = dr/dt$. Это случай центральной возмущающей силы в кеплеровой проблеме, который достаточно хорошо изучен.

В данной работе рассматривается возможность введения радиальной промежуточной орбиты вместо оскулирующей. Подобная задача уже ставилась в литературе. Так, в [3] рассматривается в связи с этой проблемой введение обобщенного вектора Лапласа-Рунге-Ленца, а в работе [2] решается задача для частного вида возмущающего потенциала $V(r) = K/r^2$, где K - некоторая постоянная величина.

Рассмотрим более общий случай, когда центральная возмущающая функция имеет вид

$$V(r) = \sum_{k=0}^n A_k / r^{2k+1}, \quad (1)$$

где A_k - постоянные коэффициенты.

Выражение для гамильтониана можно представить в виде

$$H = (1/2)[R^2 + G^2/r^2] - \mu/r + V(r) = E. \quad (2)$$

В (2)

μ - произведение гравитационной постоянной на полную массу механической системы. Будем называть в дальнейшем μ гравитационной постоянной кеплеровой проблемы.

$$\begin{aligned} E &- \text{ полная энергия системы,} \\ G &= r^2(d\theta/dt) \quad l \\ G &- \text{ угловой момент, } G = |G|, \\ l &- \text{ единичный вектор,} \\ \theta &- \text{ угол, измеренный от линии узлов,} \end{aligned} \quad (3)$$

$$R = \sqrt{\mu/p} e \sin v, \quad (4)$$

v - истинная аномалия.

Далее введем элементы промежуточной орбиты так, как это делается в [3], через поворотные точки радиальной орбиты

$$a = (r_1 + r_2)/2,$$

$$c = (r_2 - r_1)/(r_2 - r_1), \quad (5)$$

$$p = 2r_1 r_2 / (r_2 + r_1).$$

Очевидно, что таких же соотношений, которые имеются в кеплеровом случае между величинами a , e и p , нет.

Потребуем, чтобы для радиальной орбиты выполнялось равенство

$$p = a(1 - e^2) = G^2/\mu_1, \quad (6)$$

где μ_1 - новая постоянная, которую можно интерпретировать как новую гравитационную постоянную некоторого фиктивного поля. Используемый прием не является новым, и задача состоит в том, чтобы определить μ_1 .

Воспользуемся дополнительной информацией о поведении динамической системы, связанной с введением поворотных точек. Т.к. эффективная потенциальная энергия в поворотных точках равна полной энергии системы, то можно записать

$$\begin{aligned} \mu_1/2r_1^2 - \mu/r_1 + V_1(r_1) &= \\ = \mu_1/2r_2^2 - \mu/r_2 + V_2(r_2). \end{aligned} \quad (7)$$

Из (7) можно определить μ_1

$$\mu_1 = G^2/p - (V_1 - V_2)/(1/r_1 - 1/r_2). \quad (8)$$

Очевидно, что соотношение (4) для радиальной орбиты также не выполняется. Введем еще одну постоянную μ_2 , которую определим из соотношения (2) для закона сохранения энергии и равенства (7)

$$\begin{aligned} \mu_2 = G^2/p + (r_1 + r_2)/(r_1 - r_2) [(V_2 - V) \pi_2 / (r - r_2) - \\ - (V_1 - V) \pi_1 / (r - r_1)] - (V_1 - V_2) r_1 r_2 / (r_2 - r_1). \end{aligned} \quad (9)$$

Соотношение (4) теперь можно записать для радиальной орбиты так же, как и в кеплеровом случае

$$R = \sqrt{\mu_2/p} e \sin v. \quad (10)$$

Радиальная промежуточная орбита более полно использует те энергетические соотношения,

которые имеются в случае центральных возмущающих сил, хотя не всегда соотношения (8) и (9) получаются достаточно простыми и для каждого частного вида возмущающей функции требуются специальные исследования. Одним из преимуществ радиальной орбиты является то, что в рамках введенных условий фиксируются эксцентриситет и большая полуось, что может быть использовано в процессе построения аналитических решений уравнений движения. Так, уравнения Лагранжа для радиальных возмущений кеплеровых элементов имеют вид

$$\begin{aligned} da/dt &= (2GaeS/\mu(1-e^2))\sin v, \\ de/dt &= (GS/\mu)\sin v, \\ d\omega/dt &= -(GS/\mu)\cos v \end{aligned} \quad (11)$$

В (11) S - проекция на радиальное направление возмущающей силы, ω - аргумент перицентра.

Введением элементов (5) мы можем заменить уравнения (11) эквивалентными

$$dv/dt = (G/r^2)\sqrt{(\mu_2/\mu_1)}, \quad d\theta/dt = G/r^2 \quad (12)$$

Последнее уравнение в (12) выражает тот факт, что закон площадей имеет место как в случае кеплеровой задачи, так и в общем случае центральных сил. Из (12) можно вывести уравнение для $d\omega/dt$.

$$d\omega/dt = (G/r^2)(1 - \sqrt{\mu_2/\mu_1}) \quad (13)$$

Первое уравнение в (12) определяет период изменения истинной аномалии

$$T_v = \int_0^{2\pi} (G/r^2 \sqrt{\mu_2/\mu_1}) dv \quad (14)$$

Далее можно найти формулы для усредненных по этому периоду величин $\langle d\theta/dt \rangle$ и $\langle d\omega/dt \rangle$

$$\langle d\theta/dt \rangle = (1/T_v) \int_0^{2\pi} (1/\sqrt{(\mu_2/\mu_1)}) dv \quad (15)$$

$$\langle d\omega/dt \rangle = (1/T_v) \int_0^{2\pi} (\sqrt{(\mu_1/\mu_2)} - 1) dv \quad (16)$$

Связь времени и истинной аномалии определяется формулой

$$t(v) = (p^2) \int_0^v (\sqrt{\mu_1/\mu_2}) (1 + e \cos v)^2 dv \quad (17)$$

Все приведенные формулы дают общую схему построения радиальной промежуточной орбиты для любого типа центральной возмущающей функции. Каждый конкретный случай необходимо рассматривать отдельно. Если выражения для μ_1 и μ_2 имеют сложный вид, то вместо них могут быть использованы некоторые приближенные функции.

В качестве примера рассмотрим возмущающую функцию вида

$$V = K/r^2 \quad (18)$$

Для функции такого вида выражения для μ_1 и μ_2 запишутся так:

$$\mu_1 = (G^2/p) - (2K/p) \quad (19)$$

$$\mu_2 = G^2/p \quad (20)$$

Для орбитальных периодов получаются следующие выражения:

$$T_v = 2\pi (a^3 p / G^2)^{1/2} \quad (21)$$

$$T_\omega = 2\pi [a^3 p / (G^2 - 2K)]^{1/2} \quad (22)$$

Прецессия аргумента перицентра может быть определена формулой

$$d\omega/dt = 2\pi/T_\omega (\sqrt{(1-2K/G^2)} - 1) \quad (23)$$

Следует отметить, что способ введения промежуточной орбиты, рассмотренный в данной работе, аналогичен методу введения вспомогательного вращающегося эллипса в теории Луны Ганзена. Достаточно подробно эта теория излагается в монографии [4]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Deprit A. // Delaunay normalisations. *Celestial Mechanics* 26 (1989). 9. 21. P. 9 - 21.
2. Cid R., Terrer S., Sein-Echaluce M.L. // On the radial intermediaries and the time transformation in satellite theory. *Celestial Mechanics* 38 (1986). № 2. P. 85 - 98.
3. Голдстейн Г. // Классическая механика. М.: Наука, 1975. 415 с.
4. Брауер Д., Клеменс Дж. Методы небесной механики. М.: Мир, 1964. 514 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ В ОКРЕСТНОСТИ РЕЗОНАНСОВ НИЗКИХ ПОРЯДКОВ С ЗЕМЛЕЙ

Быкова Л.Е., Галушина Т., Тимошенко Л.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410576, факс (3822) 410347

E-mail niirpm@uqan.tomsk.su

Астероиды, сближающиеся с Землей (АСЗ), относятся к числу так называемых особых малых планет. Отметим особенности орбитального движения АСЗ: наличие пересечений с орбитами больших планет внутренней группы, тесные сближения с Землей и другими планетами, а также нередко большие эксцентриситеты и наклоны. Эти особенности делают орбитальное движение многих АСЗ нерегулярным, в частности, тесные сближения приводят к скачкообразному изменению элементов орбиты, а наличие пересекающихся орбит может привести при определенных условиях к столкновениям объектов. Нерегулярность проявляется и в том, что некоторые АСЗ могут вступать во временные резонансы с Землей и другими планетами и выходить из резонанса или менять резонансные соотношения в результате тесных сближений.

В работе представлены результаты исследования эволюции орбит АСЗ, средние движения n которых почти соизмеримы со средним движением Земли n_0 . Численным интегрированием уравнений движения АСЗ на почти 600-летнем интервале времени (1600 - 2170 гг.) выявлены все резонансы низких порядков с Землей. Всего было рассмотрено 570 орбит АСЗ, начальные условия для которых взяты из каталога E. Bowell

<ftp://ftp.bowell.edu/pub/elgb/astorb.html> версии 3 марта 1998 года. Интегрирование гелиоцентрических уравнений движения осуществлялось методом Эверхарта с учетом возмущений от всех планет Солнечной системы и Луны на основе фундаментальных эфемерид DE200/LE200.

Соизмеримости определялись путем оценки величины резонансной щели $\alpha = k_1 n - k_2 n_0$ на всем рассматриваемом интервале времени. В таблице приведены астероиды, находящиеся вблизи резонансов низких порядков ($k_1, k_2 \leq 5$). Причем в таблицу включены только те астероиды, сближающиеся с Землей, для которых достигается или почти достигается точная соизмеримость, так что $|\alpha_{\min}| \leq 0.5''$.

Для всех приведенных в таблице объектов рассмотрены эволюция элементов орбит, тесные сближения с планетами, а также изменение резонансной щели. На рис. 1-6 для некоторых из этих объектов показаны сближения с Землей (черными кружками), Венерой (не заштрихованными кружками), Марсом (звездочками) и изменения резонансной щели. По оси абсцисс отложено время T в годах, по оси ординат на верхнем графике каждого рисунка - рас-

стояние d от астероида до планеты в астрономических единицах, на нижнем графике - величина резонансной щели α в секундах дуги.

Соизмеримости средних движений АСЗ и Земли

Объект	$k_1:k_2$	Объект	$k_1:k_2$
3753 Cruithne	1:1	8201 1994 AH2	4:1
1996 TR6	2:1	1996 XX14	4:1
1996 DH	2:1	1997 GH3	4:1
1991 BA	3:1	1998 BG9	4:1
1996 AJ1	3:2	887 Alinda	4:1
1915 Quetzalcatl	4:1	1990 TG1	4:1
4179 Toutatis	4:1	1994 RB	4:1
6318 Cronkite	4:1	1997 TC25	4:1
6322 1991 CQ	4:1	1997 NC1	4:5
6489 Golevka	4:1	7341 1991 VK	5:2
2608 Seneca	4:1	1998 HM1	5:3
6491 1991 OA	4:1	1997 CZ3	5:3
7092 Cadmus	4:1	3103 Eger	5:3

Астероид 3753 является примером резонансного движения 1:1 с Землей (рис. 1). Его орбита в

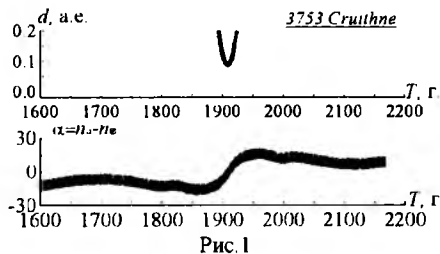


Рис. 1

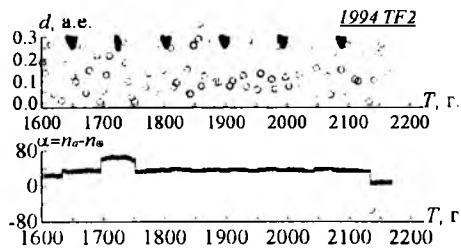


Рис. 2

гелиоцентрической вращающейся с угловой скоростью Земли системе координат имеет вид «перекрывающей подковы». Орбита подробно описана в работе [1]. Период сближений с Землей составляет в среднем 385 лет. Следует отметить, что подобные орбиты имеют также объекты, находящиеся в более удаленной окрестности резонанса 1:1, например

астероид 1994 TF2. сближения с планетами и изменение резонансной щели для которого приведены на рис. 2. На графиках рис. 2 хорошо видны изменения величины резонансной щели после тесных сближений с Венерой. $2'' \leq \alpha \leq 72''$. Орбита астероида в проекции на плоскость эклиптики в гелиоцентрической вращающейся с Землей системе координат показана на рис. 7 на интервале времени 1 год (положение I). Здесь концентрическими кругами, обозначенными тонкими линиями, показаны средние расстояния от Солнца до Венеры, Земли и Марса. Поскольку среднее движение астероида остается все время немного больше такового для Земли, его орбита не замыкается сама на себе, а продвигается каждый год на величину α , занимая в конце концов положение II. Если объект проходит через значение точной соизмеримости, как в случае астероида 3753, направление движения (сдвига) годовых замкнутых кривых меняется на противоположное (от положения II к I). Период сближений с Землей для астероида 1994 TF2 составляет в среднем 95 лет.

Астероиды 1996 DH, 1996 AJ1, 6322 1991 CQ являются примерами резонансных движений с Землей соответственно 2:1 (рис. 3), 2:3 (рис. 4), 4:1 (рис. 5)

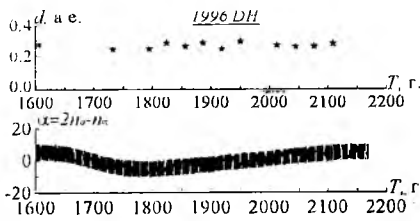


Рис. 3

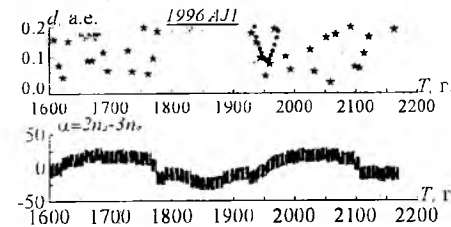


Рис. 4

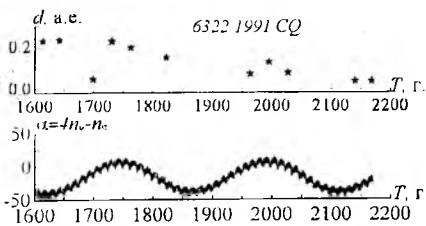


Рис. 5

Астероид 7341 1991 VK имеет резонанс с Землей 5:2 (рис. 6), а также резонанс 4:3 с Марсом.

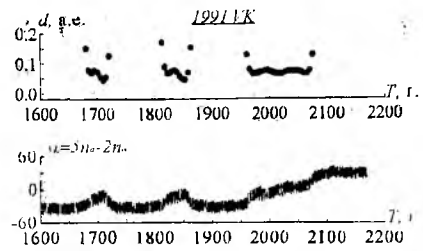


Рис. 6

Как видно из рис. 1-6, скачкообразные изменения величины резонансной щели соответствуют тесным сближениям с Землей или другими планетами.

На рис. 8-11 в гелиоцентрической вращающейся с Землей системе координат представлены орбиты астероидов, находящихся в резонансе с планетой соответственно 2:1, 5:2, 2:3, 4:1.

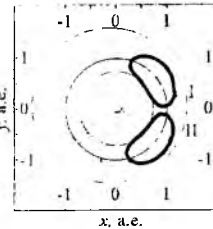


Рис. 7. 1994 TF2

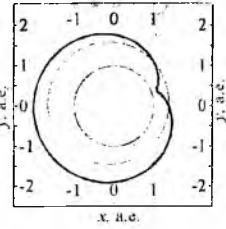


Рис. 8. 1996 DH

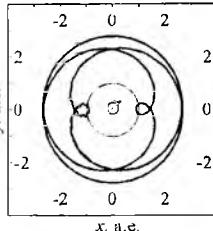


Рис. 9. 7341 1991 VK

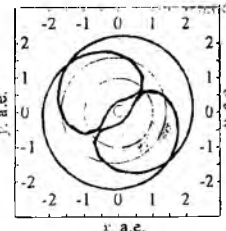


Рис. 10. 1996 AJ1

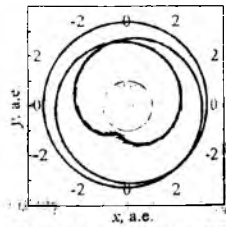


Рис. 11. 6322 1991 CQ

Рисунки показывают, что орбиты рассмотренных астероидов находятся вблизи соответствующих семейств периодических решений ограниченной задачи трех тел [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wiegert P.A., Innanen K.A., Mikkola S. An asteroidal companion to the Earth. //Nature, 1997. V.387, № 12. P. 685-686.
2. Себехей В. //Теория орбит. М.: Наука, 1982. С. 656.

МЕТОДИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОБРАБОТКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ, ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ

Кайзер Г.Т.

Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета им. А.М. Горького
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, 51
тел. (3432) 615431.

E-mail: Galina.Kajzer@usu.ru

За тридцатилетнюю историю запусков ИСЗ на геостационарную орбиту многие задачи, связанные с эволюцией орбит этого типа объектов, успешно решены. Однако по-прежнему актуальными остаются вопросы отождествления и каталогизации пассивных ГСС, исследования их орбитального движения на длительном временном интервале.

В астрономической обсерватории Уральского государственного университета в течение 10 лет проводится исследование движения ГСС по фотографическим наблюдениям. В ходе выполнения работы создано методическое и программное обеспечение для получения и обработки наблюдений, их отождествления и исследования эволюции орбит ГСС. Рассмотрим этапы этой работы и приведем полученные результаты.

1. Определение точных положений ГСС.

Фотографические наблюдения в астрономической обсерватории УрГУ выполняются на астрогеодезической камере SBG ($F = 777$ мм, $D = 420$ мм), которая предназначена для наблюдений ИСЗ на низких орбитах и модернизирована сотрудниками обсерватории для наблюдений ГСС. Составлена методика и проведено исследование астрометрических характеристик телескопа [1]. Учитывая особенности движения геосинхронных спутников, разработана методика их наблюдений, для получения точных положений ГСС составлена методика и программа астрометрической обработки снимков и программа обработки моментов времени с приведением их к системе всемирного времени UTC [2].

Алгоритм программы астрометрической обработки снимков основан на обобщенном методе Тернера редукции измеренных и тангенциальных координат. В нашей программе реализована линейная модель редукции и модель в виде полного квадратичного полинома, при приведении звезд на видимые места учитываются их собственные движения, дифференциальная рефракция и годичная абберрация. В качестве опорной системы используется система 1950.0 года.

Проведенное нами исследование [3] позволило оценить точность определения положений, составить оптимальную методику астрометрической редукции в зависимости от условий обработки (вид и яркость изображения определяемого объекта, его положение относительно оптического центра снимка и системы опорных звезд). Получено, что для объектов, находящихся в центре, ошибки определения положений составляют $0.8'' - 1.0''$, на среднем рас-

стоянии между центром и краем снимка $- 1.5'' - 2''$, а на краю они могут достигать $3''$ в зависимости от вида изображения объекта (точка или слабый длинный штрих).

2. Определение и улучшение орбит ГСС.

Для получения первоначальных элементов орбит по наблюдениям были составлены программы вычисления эллиптических орбит методом Лапласа, двойной g -итерации по трем и круговых орбит по двум измерениям [4,5]. Исследование точности определения элементов орбит методом Лапласа показало, что ошибки зависят от длины дуги, на которой распределены наблюдения. Оптимальным можно считать интервал не менее 15° , ошибки i и Ω при этом равняются $18''$ и $1.3'$, если наблюдения имеют точность $1''$.

Ошибки определения круговых орбит, кроме интервала между ними, существенно зависят и от элементов орбиты. Например, при интервале между наблюдениями в 60 минут ошибка в Ω колеблется от $4'$ ($i=15^\circ$, $e=0.001$) до 6° ($i=0.3^\circ$, $e=0.01$). Ошибки наблюдений, изменяющиеся в пределах $5''$, почти не влияют на точность элементов i и Ω .

Для улучшения орбит успешно используется программа "ОРБИТА ГСС" [6].

3. Отождествление наблюдений ГСС и их каталогизация.

При обработке фотографических наблюдений ГСС возникает проблема их отождествления. Существует несколько подходов к ее решению [7,8]. Нам представляется целесообразным решать задачу поэтапно, осуществляя на первом этапе идентификацию наблюдений ГСС по их принадлежности к орбитам. При этом вычисляются и сравниваются элементы предварительных орбит, полученных по различным группам наблюдений. На втором выполняется отождествление выделенных ГСС путем сравнения улучшенных элементов орбит с результатами прогноза движения конкретного объекта.

Мы сделали попытку путем численного моделирования выработать достаточно обоснованную методику и критерии отождествления наблюдений на интервале 5 суток [4,5] и исследовать возможность использования для этой цели метода Лапласа определения орбиты по трем измерениям и метода определения круговой орбиты по двум измерениям.

С помощью "Численной модели движения ИСЗ" [9] оценены возмущения от гармоник геопотенциала V_{20} и V_{22} , притяжения Луны и Солнца, смоделиро-

ваны наблюдения ГСС и исследованы методические ошибки определения орбит. При этом варьировались элементы орбит, интервалы между положениями ГСС, ошибки наблюдений. Таким образом были получены составляющие критериев отождествления.

В результате анализа полученных оценок и многократного использования данной методики при обработке реальных наблюдений, в том числе специально полученных для этой задачи наблюдений гибридных спутников [10], сделан вывод о том, что универсальный критерий для отождествления любых ГСС сформулировать невозможно. Однако данная методика может успешно использоваться в некоторых частных случаях, например, при выделении из общего каталога наблюдений конкретного спутника, для которого известны приближенные элементы орбит. Примером является обработка ГСС COSMOS 1700, Raduga 10, и других ГСС [10], а также спутников Sp1 и Sp3, которые наблюдаются нами для изучения их орбитального движения на длительном интервале.

В АО УрГУ получены и обработаны многолетние ряды фотографических наблюдений ГСС, составлен каталог точных положений, который содержит координаты ГСС примерно на 10000 моментов времени и каталог орбит избранных ГСС на 230 эпох.

4. Исследование эволюции орбит ГСС.

При помощи "Численной модели движения ИСЗ" [9] исследована структура возмущений орбитального движения ГСС, получены оценки влияния различных возмущающих факторов на движение ГСС на интервалах от 2 суток до 10 лет, показано, что для прогнозирования с точностью $1''$ по положению необходимо учитывать влияние притяжения Луны и Солнца, световое давление и гармоника геопотенциала до 6-го порядка на 30-суточном интервале и до 12-го порядка на интервале 10 лет [11]. Получены оценки точности прогнозирования ГСС и ее зависимость от ошибок начальных данных на интервалах до 10 лет. Так, ошибка модуля вектора положения на данном интервале достигает 40 м.

Комбинированным методом (численное прогнозирование и результаты наблюдений) проведено исследование эволюции орбит 2 геосинхронных спутников на интервале 7 лет [12]. Определены тип движения, амплитуды, периоды и долгота либрационного центра. На 7-летнем интервале для пассивного ГСС получены совокупные ошибки в кеплеровых оскулирующих элементах орбит, обусловленные ошибками прогнозирования движения с помощью численной модели [9] и определения улучшенных орбит по наблюдениям с помощью программы "ОРБИТА ГСС" [6]. Эти ошибки составляют в a - 190 м, в i - $2.5'$ и $15'$ в Ω . На рис.1 приведены наклонения, полученные по фотонаблюдениям, численным прогнозированием и по TV-наблюдениям, полученным в Алма-Ате [13]. Видно, что все результаты хорошо согласуются между собой.

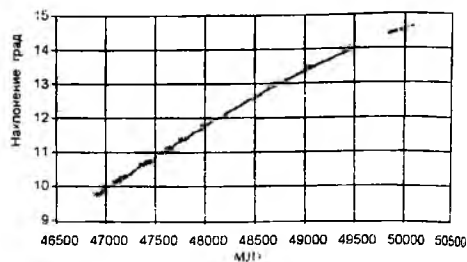


Рис.1. Наклонение Sp3: - - прогноз; + - фотонаблюдения; ○ - TV-наблюдения

Таким образом, можно сделать вывод о том, что созданное методическое и программное обеспечение позволяет проводить весь комплекс работ по исследованию орбитального движения ГСС на длительном интервале, основанном на фотографических наблюдениях с одной станции, а также может использоваться при получении и обработке позиционных наблюдений другими методами (TV- или ПЗС-измерения).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайзер Г.Т. // Современная астрометрия: Изд-во ГАО АН СССР. 1987. С. 391 - 395.
2. Кайзер Г.Т., Тэаро А.Р. // Астрономо-геодезические исследования. Свердловск: Изд-во УрГУ, 1988. С. 177 - 179.
3. Кайзер Г.Т. // Астрономо-геодезические исследования. Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 1995. С.141 - 144.
4. Бордовицына Т.В., Кайзер Г.Т. и др. // Астрономия и геодезия. Томск: Изд-во ТГУ, 1989. Вып. 15. С.105 - 121.
5. Кайзер Г.Т., Кузнецов Э.Д. и др. // Тезисы докл. и сообщений науч. конф. "Физика космоса" (30 января - 3 февраля 1995г.). УрГУ, С.23.
6. Сурнин Ю.В., Кужелев С.В. и др. // Наблюдения ИСЗ. София, 1978. 16. С. 157 - 174.
7. Хуторовский З.Н., Бойков В.Ф. и др. // Наблюдения ИНТ, 1990. 85. С. 123 - 131.
8. Социлина А.С. // Наблюдения искусственных небесных тел. 1990. 85. С. 104 - 110.
9. Бордовицына Т.В., Шарковский Н.А. и др. // Наблюдения искусственных небесных тел. 1988. 84. ч.1. С. 70 - 74.
10. Вибе Ю.З., Кайзер Г.Т. и др. // Астрономо-геодезические исследования. Екатеринбург: Изд-во УрГУ, 1995. С.141 - 144.
11. Кайзер Г.Т. // Наблюдения искусственных небесных тел. 1990. 85. С. 141 - 146.
12. Кайзер Г.Т., Бордовицына Т.В. // Труды Всесибирских чтений по математике и механике. Томск: Изд-во ТГУ, 1997.
13. Демченко Б.И. и др. // Зонный каталог геостационарных спутников. Алматы, 1996. 88с.

ДВИЖЕНИЕ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО СПУТНИКА ПО ОРБИТЕ МАЛОГО ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ПОД ВЛИЯНИЕМ ПРИТЯЖЕНИЯ ЗЕМЛИ

Кузнецов Э.Д., Кузнецова Т.В.

Астрономическая обсерватория Уральского государственного университета
620083, г. Екатеринбург, пр. Ленина, д. 51
тел. (3432) 617445
E-mail: Eduard.Kuznetsov@usu.ru

Рассматривается задача о движении геостационарного спутника по орбите малого эксцентриситета ($e < 0.01$) под действием притяжения Земли [3]. Работа является обобщением теории движения слабоэллиптического спутника С.Брейтера (S Breiter) и Э.Буа (E.Bois) [6,7] на случай геостационарной орбиты и теории движения геостационарного спутника Е.И. Тимошковой [4,5] и Э.Д.Кузнецова [1,2] на случай малого эксцентриситета.

Уравнения движения записываются в геоцентрической сферической экваториальной системе координат, жестко связанной с Землей. Учитываются возмущения только за счет несферичности Земли. Для решения уравнений возмущенного движения используется метод малого параметра Ляпунова–Пуанкаре. В промежуточном потенциале учитывается центральная часть потенциала Земли. Промежуточная орбита является кеплеровой с точностью до первой степени эксцентриситета. Получены выражения для вариаций сферических координат в первом приближении с точностью до первой степени эксцентриситета.

С использованием выражений для вариаций сферических координат получены оценки возмущений сферических координат геостационарного спутника, движущегося по орбите с малым эксцентриситетом $e < 0.01$, за счет несферичности гравитационного поля Земли. Исследована зависимость возмущений от времени, долготы подспутниковой точки, используемой модели гравитационного поля Земли. Получены оценки возмущений за счет неучтенных гармоник геопотенциала при усечении модели гравитационного поля Земли до порядков 2, 3, ..., 10. Проанализировано влияние используемых моделей гравитационного поля Земли на полученные оценки.

Возмущения сферических координат. Получены возмущения сферических координат геостационарного спутника на интервале времени 30 суток для всех долгот подспутниковых точек при различных значениях эксцентриситета орбиты. Расчеты

проводились с использованием модели геопотенциала JGM-3. Возмущения долготы слабо изменяются с ростом эксцентриситета от 0 до 0.01. Возмущения радиуса и широты растут с увеличением эксцентриситета, причем их характер существенно изменяется при переходе от $e=0.001$ к 0.01.

Оценка возмущений за счет неучтенных гармоник. Для модели геопотенциала JGM-3 были получены оценки возмущений сферических координат геостационарного спутника за счет влияния неучтенных гармоник гравитационного поля Земли. Расчеты проводились на интервале времени 30 суток для всех долгот подспутниковых точек. Значения эксцентриситета брались равными $e=0$ и 0.01. В усеченных моделях учитывались гармоники до порядков $n=2, 3, \dots, 10$ включительно. Полная модель включала гармоники до порядка $N=70$.

Таблица 1. Максимальные значения возмущений за счет неучтенных гармоник геопотенциала на интервале времени 30 суток.

n	$\delta r, \text{ м}$	$\delta \lambda, ''$	$\delta \varphi, ''$	$\Delta r, \text{ м}$
2	763.99	530.38	$8.76 \cdot 10^{-4}$	104195.01
	205.31	540.10	$2.87 \cdot 10^{-2}$	110489.93
3	54.51	38.14	$1.56 \cdot 10^{-4}$	7796.01
	16.42	38.64	$6.61 \cdot 10^{-3}$	7885.63
4	13.16	9.15	$1.68 \cdot 10^{-5}$	1869.25
	3.83	9.30	$9.36 \cdot 10^{-4}$	1877.00
5	1.61	1.12	$2.34 \cdot 10^{-6}$	228.99
	$4.69 \cdot 10^{-1}$	1.14	$1.75 \cdot 10^{-4}$	232.46
6	$8.76 \cdot 10^{-2}$	$6.06 \cdot 10^{-2}$	$4.01 \cdot 10^{-7}$	12.39
	$2.29 \cdot 10^{-2}$	$6.16 \cdot 10^{-2}$	$3.18 \cdot 10^{-5}$	12.30
7	$3.73 \cdot 10^{-2}$	$2.59 \cdot 10^{-2}$	$2.74 \cdot 10^{-8}$	5.31
	$1.14 \cdot 10^{-2}$	$2.62 \cdot 10^{-2}$	$2.36 \cdot 10^{-6}$	5.26
8	$3.42 \cdot 10^{-3}$	$2.38 \cdot 10^{-3}$	$7.27 \cdot 10^{-9}$	0.49
	$0.90 \cdot 10^{-3}$	$2.42 \cdot 10^{-3}$	$7.58 \cdot 10^{-7}$	0.49
9	$6.35 \cdot 10^{-4}$	$4.43 \cdot 10^{-4}$	$1.16 \cdot 10^{-9}$	0.09
	$1.67 \cdot 10^{-4}$	$4.48 \cdot 10^{-4}$	$1.12 \cdot 10^{-7}$	0.09
10	$8.43 \cdot 10^{-5}$	$5.85 \cdot 10^{-5}$	$1.01 \cdot 10^{-10}$	$1.19 \cdot 10^{-2}$
	$2.59 \cdot 10^{-9}$	$5.92 \cdot 10^{-5}$	$1.06 \cdot 10^{-8}$	$1.21 \cdot 10^{-2}$

В табл. 1 приведены максимальные (по времени и долготе подспутниковой точки) возмущения сферических координат на интервале времени 30 суток. В первом столбце дается порядок n последней учтенной гармоники, в следующих столбцах — возмущения сферических координат: радиуса δr в метрах, долготы $\delta \lambda$, в секундах дуги, широты $\delta \varphi$ в секундах дуги, модуля отклонения Δr в метрах. Для каждой гармоники даются два значения: в верхней строке для эксцентриситета $e=0$, в нижней — для $e=0.01$.

Из табл. 1 видно, что с ростом порядка n последней учитываемой гармоники от 2 до 10 возмущения сферических координат за счет неучтенных гармоник уменьшаются на 7 порядков для δr , $\delta \lambda$, Δr и на 6 порядков для $\delta \varphi$ для обоих рассматриваемых эксцентриситетов. Можно сказать, что возмущения за счет неучтенных гармоник геопотенциала уменьшаются в среднем почти на порядок с ростом n на единицу. Анализ относительных изменений возмущений за счет неучтенных гармоник показывает, что при увеличении n убывание возмущений происходит неоднородно: относительные изменения возмущений лежат в пределах от 2 (переход от $n=6$ к $n=7$) до 15–20 (переход от $n=5$ к $n=6$).

Влияние используемых моделей геопотенциала. Было исследовано влияние используемой модели геопотенциала на полученные оценки возмущений. Сравнивались следующие современные спутниковые модели гравитационного поля Земли: JGM-3, JGM-2, GEM-T3 и TEG-3. Путем сравнения оценок возмущений за счет неучтенных гармоник геопотенциала, вычисленных с использованием указанных моделей геопотенциала, было показано, что число верных значащих цифр в полученных оценках уменьшается с ростом порядка n последней учитываемой гармоники. При $n=2$ оценки возмущений содержат от 3 до 5 верных значащих цифр, а при $n=10$ — 1–2.

В табл. 2 приведены модули максимальных значений разности возмущений долготы (в секундах дуги) для всех возможных пар сравниваемых моделей геопотенциала на интервале времени 30 суток для значений эксцентриситета $e=0$ (верхняя строка) и 0.01 (нижняя строка).

Таблица 2 Максимальные разности возмущения долготы (в секундах дуги)

	JGM-2	GEM-T3	TEG-3
JGM-3	0.32 0.35	0.50 0.51	0.035 0.040
JGM-2		0.25 0.25	0.35 0.34
GEM-T3			0.48 0.50

Видно, что модуль максимума разности возмущений долготы не превосходит 0.5". Однако эта величина сравнима с точностью оптических наблюдений геостационарных спутников. Для повышения точности прогноза движения геостационарных спутников необходимо провести дальнейшее исследование с целью выбора модели геопотенциала, наиболее точно описывающей движение этих спутников в гравитационном поле Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Э.Д. Построение аналитической теории движения геостационарного спутника в сферических координатах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПбГУ, 1993.
2. Кузнецов Э.Д. Аналитическая теория движения геостационарного спутника в сферических координатах. Промежуточная орбита, уравнения первого и второго приближений // *Астрономо-геодезические исследования*. Екатеринбург: УрГУ, 1997. С.147–160.
3. Кузнецов Э.Д., Кузнецова Т.В. Движение геостационарного спутника по слабозэллиптической орбите под влиянием притяжения Земли. I. Решение первого порядка для вариаций сферических координат // *Космические исследования* (в печати).
4. Тимошкова Е.И. Приближенная аналитическая теория движения стационарного ИСЗ // *Труды АО ЛГУ*. 1977. Т.33. С.77–90.
5. Тимошкова Е.И. Определение постоянных интегрирования приближенной аналитической теории движения стационарного ИСЗ // *Вестник ЛГУ*. 1977. Вып.13. С.162–165.
6. Bois E., Breiter S. Spherical coordinates perturbations for small eccentricity orbits // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1993. V.57. №1–2. P.406–416.
7. Bois E., Breiter S. First-order theory of weakly eccentric orbital motion // *Celest. Mech. and Dyn. Astron.* 1994. V.60. P.191–206.

О ВЛИЯНИИ СЕЗОННОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ВОЗДУХА И ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ НА НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ВРАЩЕНИЯ И ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСОВ ЗЕМЛИ

Тютюрев Г.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел.(3822) 410576, факс (3822) 410347

Поисками возможной связи неравномерности вращения Земли с циркуляцией атмосферы по приближенным метеорологическим данным занимались К.П. Ламбек и А. Казинов, А.А. Корсунь и Н.С. Сидоренков и другие исследователи, которые получили различные результаты. По глобальным аэрологическим наблюдениям, выполненным на всей поверхности земного шара в период МГГ-МГС (1957-1959 гг.), были составлены для стандартных поверхностей карты барической топографии (БТ). Эти наиболее полные данные послужили нам для последующих исследований.

В поставленной задаче принимается Земля как абсолютно твердое тело. Атмосфера Земли рассматривается как система материальных точек, на которые не действуют внешние силы. Вращение Земли вместе с гидросферой и атмосферой происходит в инерциальной системе координат вокруг оси Z (рис.1). Вектор \overline{OA} — момент импульса системы Земля+атмосфера $M_{E+A} = const$. Допустим, отдельная частица воздуха получила самостоятельное движение, не совпадающее с осью Z (вектор \overline{OB}), момент которой будет M' . Но тогда M_{E+A} получит приращение, равное по величине M и противоположное вектору \overline{AD} . Таким образом, вектор \overline{OA} раскладывается на составляющие \overline{OB} и \overline{OD} , а $M'_{E+A} + M' = const$. Перенесем вектор \overline{AD} в точку O , получим проекции M_x, M_y, M_z . Компонента M_z определяет приращение угловой скорости вращения Земли ω , которая может быть получена из соотношения

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta s}{s} = \frac{M_z}{M_{E+A}},$$

где S — продолжительность суток. Угол поворота γ мгновенной оси вращения Земли относительно оси Z определяется

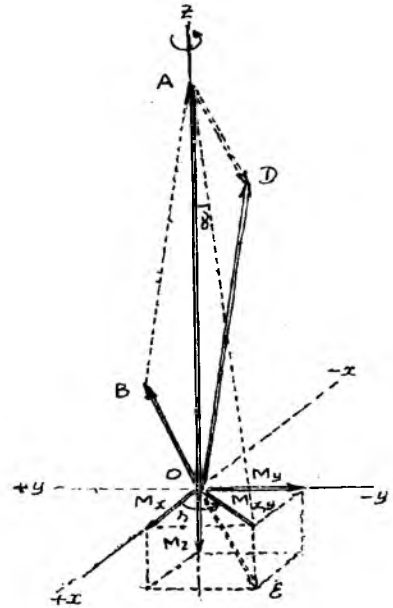


Рис. 1

$$tgy = \frac{M_{xy}}{M_{E+A}}, \quad tg\lambda = \frac{|M_y|}{|M_x|}$$

В сферической системе координат r, λ, θ имеем известное выражение момента импульса

$$\begin{aligned} M^2 &= m^2 r^4 (\dot{\Theta} + \sin^2 \Theta \dot{\lambda}), \\ M_x &= -mr^2 (\dot{\Theta} \sin \lambda + \dot{\lambda} \sin \Theta \cos \Theta \cos \lambda), \\ M_y &= mr^2 (\dot{\Theta} \cos \lambda + \dot{\lambda} \sin \Theta \cos \Theta \sin \lambda), \\ M_z &= mr^2 \sin^2 \Theta \dot{\lambda}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь m — момент частицы, $\dot{\lambda}$ и $\dot{\Theta}$ — производные по времени долготы λ , отсчитываемой к выступу от оси X , и полярного угла θ радиуса r , отсчитываемого от оси Z . Преобразуя равенства (1), найдем перемещение по сфере частицы m через зональную и меридиональную скорости ветра v_E и v_M

$$M = mr(v_1 \sin \lambda - v_2 \cos \lambda \cos \Theta),$$

$$M = -mr(v_1 \cos \lambda + v_2 \sin \lambda \cos \Theta), \quad (2)$$

$$M = mr v_1 \sin \Theta.$$

По среднемесячным стандартным картам БТ поверхностей 850, 700, 500, 300, 200 и 100 мбар вычислены массы частиц m и скорости ветров V_E и V_M .

На картах БТ геометрические высоты h задаются геопотенциалом H , определяемым равенством

$$dH = gdh \quad (3)$$

откуда $H = gp$, где $g = 9.8 \text{ м/с}^2$. По разностям высот между двумя изобарическими поверхностями определяются плотность воздуха ρ .

$dp = -\rho g dh$ с учетом (3), получим

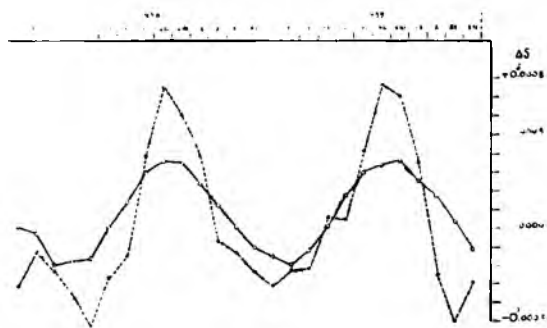


Рис. 2

$$\rho = \frac{P_1 - P}{g(H - H_0)}, \quad (4)$$

где P_0 и P - давление воздуха на нижней и верхней поверхностях, H_0 и H - геопотенциальные высоты соответственно

За элементарный объем частицы m нами принята геометрическая фигура трапецеидальной формы, ограниченная стандартными изобарическими поверхностями, меридианами и параллелями через $20''$. Объем такой фигуры

$$V = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\Theta_1}^{\Theta_2} \int_{r_1}^{r_2} r^2 \sin \Theta \, dr \, d\Theta \, d\lambda,$$

$$r_1 = R_\varphi + H_0, \quad r_2 = R_\varphi + H,$$

R_φ - радиус Земли для средней широты частицы (эллипсоид Ф.Н. Красовского). Таким образом, в (2) масса частицы $m = \rho V$

Вычисление скоростей ветра V_E и V_M по картам БТ производилось с помощью гравитационных линий по долготным и широтным зонам, учитывающим искажения масштаба произвольной проекции картографической основы.

По данным Метеорологического бюро времени продолжительность суток за указанное время составляет 1.2 м/с. Сезонное перераспределение воздушных масс и циркуляция атмосферы в наших исследованиях изменяют продолжительность суток лишь на половину, что составляет 0.55 м/с (рис. 2), и не оказывает существенного влияния на движение полюсов. Максимальное значение угла γ не превышает $0''.0003$.

Вследствие стабильности зональные ветра выше 100 мбар существенного влияния на изменения скорости вращения и движения полюсов оказать не смогут. Слои ниже 850 мбар, по некоторым оценкам, вносят вклад не более 4 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lambeck K., Cazenave A. The Earth Rotation and Atmospheric Circulation. I. Season Variations Geophys. J. Roy Astron Soc. 1973, 32, 79-93
2. Корсун А.А., Сидоренко Н.С., Сезонная неравномерность вращения Земли в 1956-1973 гг. // Сб. Астрономия и астрофизика. № 28. Киев: Наукова думка, 1976. С.22-29.
3. Bureau International De L'Heure (B.J.H) Circulaire D.Paris 1957, 1958, 1959.

АБСОЛЮТНЫЙ АПЕКС ДВИЖЕНИЯ ЗЕМЛИ И ФОТОМЕТРИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

Федянин М.Р.

Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная 2
тел. (3822) 752763

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410576, факс (3822) 410347
E-mail: niirmm@uranium.tomsk.su

В 1976 г. были открыты глобальные пульсации Солнца с периодом P_{11} , равным примерно 160 минут [1]. Период P_{11} обладает большой универсальностью. Было установлено, что скорость вращения Земли, осевые вращения других планет и крупных астероидов удивительным образом настроены на частоту $\nu = P_{11}^{-1} \approx 104.160$ мкГц. Не только Солнце, но и пульсирующие звезды некоторых типов "настроены" в среднем на частоту ν_{11} . Статистический анализ 435 частот, установленных для 318 пульсирующих звезд типа δ Центавра, показал, что наилучшим образом соизмерима со всеми частотами списка частота соответствует периоду 162 ± 4 мин.

В 1986 г. статистически значимый эффект – с амплитудой ~ 0.01 звездной величины – был обнаружен в фотометрических наблюдениях переменности ядра сейфертовской галактики NGC 4151, а затем и у многих других АЯГ (под термином АЯГ в настоящее время понимаются все внегалактические объекты с переменным излучением в любом диапазоне: квазары, ядра сейфертовских галактик – SyG, объекты типа BL Lac – "лацертиды"). У одних объектов P_{11} – периодичность обнаружена по оптическим наблюдениям, у других – по рентгеновским (со спутника EXOSAT), а у некоторых независимо по оптическим и рентгеновским наблюдениям. В настоящее время период P_{11} с тем или иным уровнем значимости обнаружен у 26 внегалактических объектов [1].

Очень интересным оказалось распределение начальных фаз АЯГ. У 15 объектов фаза совпала в пределах ошибок с фазой колебаний яркости Солнца, у 11 она оказалась сдвинутой на полпериода, т.е. часть АЯГ колеблется в фазе с Солнцем, а другая часть – в антифазе. Если кривую колебания блеска, скажем, для АЯГ, колеблющихся в противофазе с Солнцем, зеркально отразить в фазе 0,0, а потом сдвинуть на полпериода, то кривые блеска двух групп объектов совпадут почти идеальным образом! Этот факт привел авторов [1] к мысли, что объекты, колеблющиеся в антифазе с Солнцем, возможно, состоят из антивещества. Если эта интерпретация верна, то вещество и антивещество оказываются перемешанными на уровне групп галактик.

Авторы [1] утверждают, что принадлежность объектов к 1-й или 2-й группе (по фазе ϕ') никак не связана ни с абсолютной звездной величиной АЯГ, ни с координатами (с положением на небесной сфере), ни с величиной красного смещения z . Также нет связи между указанной принадлежностью с направлением на "великий аттрактор" [2].

Обнаружение анизотропии микроволнового фонового излучения Вселенной позволило радиоастрономическими методами определить координаты Абсолютного апекса движения Солнечной системы. Координаты Абсолютного апекса могут быть вычислены по результатам определения ошибок в измеренных координатах небесных объектов: с наибольшей достоверностью – по измеренным координатам Луны, из массивов измерений колебаний широты по наблюдениям звезд, а также по кривым блеска АЯГ.

Движение Солнечной системы к Абсолютному апексу оказывает влияние на протекание многих процессов, фиксируемых на земной поверхности. Покажем это на примере измеренных фаз АЯГ.

1. Экваториальные координаты α, δ для 23 АЯГ взяты из [2]. Рассматривалась единая шкала скорректированных фаз ϕ' . Весь массив объектов (по ϕ') приведен к излучению рентгеновского диапазона, исходя из фазового соотношения $\Delta\phi = 0.10 \pm 0.08 = \phi_{\text{инф}} - \phi_{\text{рент}}$.

2. К массиву АЯГ добавлено Солнце. Средние координаты Солнца получены по 21 интервалу наблюдений [3]. С учетом количества измерений в каждом интервале вычислены средневесовые координаты Солнца за период 1976–1988 гг.

3. Изменены скорректированные фазы ϕ' для трех объектов (3С 66А; MCG-6-30-15; NGC 7469), у которых приводимые фазы оказались близки либо к "0", либо к "1". Модули отличия этих фаз от 0 и 1 меньше ошибок определения соответствующих фаз. Окончательные значения скорректированных фаз взяты из [3].

4. Найдены координаты апекса абсолютного движения Солнечной системы из решения так называемой обратной задачи по меридианным наблюдениям Луны (354 уравнения):
 $\alpha_A = 12^h.41 \pm 0.02, \delta_A = -1.5^0 \pm 0.10.$

5. По координатам α, δ АЯГ и координатам Апека α_1, δ_1 вычислялись $\cos \Theta$ для каждого объекта по формуле

$$\cos(\Theta) = \sin \delta \sin \delta_1 + \cos \delta \cos \delta_1 \cos(\alpha - \alpha_1)$$

Далее фазы ϕ' сопоставлялись с косинусами угловых расстояний Θ АЯГ от апека абсолютного движения.

6. Существует корреляционная зависимость для АЯГ в координатах $\phi' \div \cos \Theta$ (без деления объектов на 2 группы состоящих из вещества и антивещества, т.е. для всего массива АЯГ в целом). Применение критерия инверсий для всего массива показывает, что "тренд" статистически значим. Более отчетливо указанная зависимость проявляется внутри каждой группы (см. рис. 1).

7. Рассматривая зависимость, описанную в п.6, следует объект под № 20 [3]: BL Lac, из группы В (вещество) перенести в группу АВ (антивещество).

8. Из пп.6.7 (по 24 объектам) можно видеть, что небесная сфера разделяется на две области: 1) $\cos \Theta_1 < 0$: здесь фазы объектов из АВ больше фаз объектов из В; 2) $\cos \Theta_1 > 0$: здесь наоборот, фазы В больше фаз АВ. Вблизи $\cos \Theta_1 \cong 0$ пока один объект В: это "зона избегания" – либо нет соответствующих наблюдений, либо светила не испытывают колебаний блеска (см. рисунок).

9. Большие ошибки в определении фазы ϕ' в областях, где $\phi' \sim 0$ либо 1 не позволят однозначно отнести такие АЯГ к одной из групп: состоящим из В или АВ (после прибавления к фазе ± 1 объект может "перескочить" из одной группы в другую).

10. Решение обратной задачи (как в пп.4.5) для всего массива АЯГ приводит к координатам апека:

$$\alpha_1 = 11^h 99 \pm 0.02; \delta_1 = +3.33^\circ \pm 0.10.$$

Видно, что эти координаты хорошо согласуются с координатами апека, приведенными в п.4.

11. Существование зависимости $\phi' \div \cos \Theta$ для АЯГ – результат влияния на электромагнитное излучение объектов "эфирного ветра", вызванного движением Солнечной системы к Абсолютному апеку. При существующей точности измерения фаз влияние других апеков на фазы АЯГ практически не обнаруживается. Вполне вероятно, что "управляющий" поток эфира [4] падает на Солнечную систему вдоль направления "центр \div антицентр Галактики". В нем содержатся все управляющие частоты колебаний (в том числе и V_0). Эффективный радиус эфирного облака, в котором "перерабатывается" электромагнитное (и иное) излучение, приходящее к нам из отдаленных областей Вселенной, может составлять по порядку величины несколько десятков а.е. В этом случае расстояние в 1 а.е. является малым, что и должно приводить практически к посто-

явству ϕ' для Солнца (в известных автору работах о периоде P_0 нет сведений об изменении фазы колебаний блеска для Солнца в течение года).

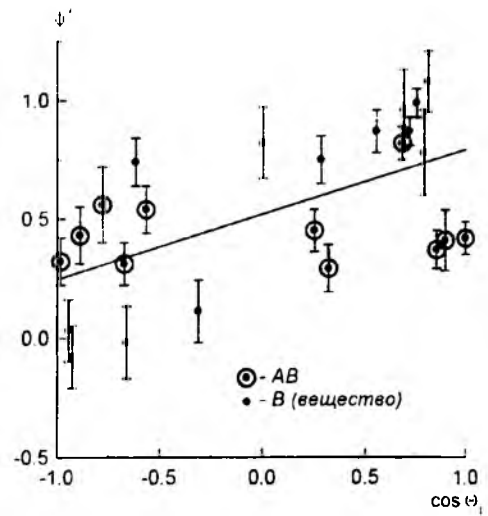


Рис. 1

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Котов В.А., Лютыи В.М. Новый космологический эффект: период $P_0 = 160$ мин. // Астрономический календарь. Ежегодник. Переменная часть 1998. М.: Космосинформ., 1997. С.238-248.
2. Котов В.А., Лютыи В.М. Пульсации активных ядер галактик и проблема антивещества во Вселенной// Изв. КраО. Т.86. 1992. С.108-124.
3. Котов В.А., Лютыи В.М. Осцилляции активных ядер галактик с периодом 160 минут и гипотеза об антивеществе// Изв. КраО. Т.87. 1993. С.144-152.
4. Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. М.: Энергоатомиздат. 1990. 278 с.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ КОМЕТНЫХ ОРБИТ

Черницов А.М., Батурин А.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410576, факс (3822) 410347

E-mail: cherni@urama.tomsk.su

В настоящее время существенно расширились наши знания о кометах, что способствовало разработке ряда математических моделей, позволяющих точнее описывать их движение. В этом направлении можно выделить работы [1-3]. Так, разработанные С.Д.Шапоровым алгоритмы [3] позволяют формировать по наблюдениям комет в одной оппозиции более точные весовые матрицы их ошибок. Это в несколько раз увеличивает в ряде случаев точность определения параметров орбит комет. В целом проблема построения «наилучших» весовых матриц остается открытой и в настоящий момент. Этому вопросу, а точнее целесообразности его решения, посвящено настоящее исследование.

Пусть модель движения кометы описывается системой дифференциальных уравнений вида

$$\begin{aligned} \dot{q} &= F(q, A, t), \\ \dot{A} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями $Q(t_0) \in N(\hat{Q}_0, \hat{D}_0)$.

Здесь $\hat{Q}_0 = (\hat{q}_0, \hat{A})$ и \hat{D}_0 - определяемые из решения обратных задач оценки первых и вторых статистических моментов ошибок вектора $Q(t_0) = (q(t_0), A)$, $q(t) = \{q_1(t), \dots, q_6(t)\}$ - вектор текущих параметров движения кометы; $A = \{A_1, A_2, A_3\}$ - вектор параметров модели сил, описывающей негравитационное возмущение.

В рамках этой вероятностной постановки система уравнений (1) определяет эволюцию возможных траекторий движения комет на относительно небольших интервалах времени. Ограничения по времени обусловлены несовершенством современных негравитационных моделей сил. Ниже приводится анализ и сравнение оценок вектора начальных условий \hat{Q}_0 и ковариационных матриц их ошибок \hat{D}_0 , при различном построении весовых матриц P , характеризующих ошибки наблюдений комет. Оценки \hat{Q}_0 и \hat{D}_0 определяются в рамках модели (1) путем решения задач безусловной минимизации вида

$$\begin{aligned} \Phi(Q_0) = \sum_{i=1}^n \{ \{\Delta\alpha_i, \cos\delta_i\}^2 p_{1i} + \\ + \{\Delta\delta_i\}^2 p_{2i} \} = \min. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\Delta\alpha_i = \alpha_i^* - \alpha(Q_0, t_i); \Delta\delta_i = \delta_i^* - \delta(Q_0, t_i).$$

α_i^* и δ_i^* - измеряемые значения прямого восхождения и склонения кометы на момент времени t_i ;

$\alpha(Q_0, t_i)$ и $\delta(Q_0, t_i)$ - соответствующие расчетные значения углового положения кометы; p_{1i} и p_{2i} - элементы диагональной весовой матрицы P .

В качестве объекта, на котором проводились все исследования, была выбрана комета д'Арре. На базе наблюдений этой кометы, охватывающих последние шесть ее появлений с 1963 по 1995 г., были рассмотрены типичные для астрономической практики случаи. Моделировались варианты, когда мерные интервалы охватывают от одной до четырех наблюдаемых оппозиций комет. При этом рассматривались два способа построения весовых матриц ошибок наблюдений: $P=I$ и $P=P^*$. Здесь I - единичная матрица, соответствующая случаю стандартной и наиболее употребляемой аппроксимации весовых матриц. В нашем случае это означает, что $p_{1i} = p_{2i} = 1$. Второй способ построения весовых матриц состоял в моделировании значений p_{1i} и p_{2i} путем решения задачи (2) по данным всех наблюдений кометы д'Арре. Результаты моделирования использовались затем при формировании соответствующих весовых матриц $P=P^*$ для всех рассматриваемых вариантов наблюдаемости кометы.

Сравнение получаемых оценок \hat{Q}_0 и \hat{D}_0 для однотипных вариантов с весовыми матрицами $P=I$ и $P=P^*$ проводилось путем однопараметрического отображения начальных вероятностных областей $\{\hat{Q}_0, \hat{D}_0\}$ в область независимых измерений параметров α, δ . Обозначим эти отображения в виде: $\{\hat{Q}_0, \hat{D}_0\} \rightarrow \{(\hat{\alpha}, \hat{\delta}), \hat{D}(\alpha, \delta)\}$. Оператором отображения здесь является система (1). Последующее сравнение отображений $\{(\hat{\alpha}, \hat{\delta}), \hat{D}(\alpha, \delta)\}_i$ с наблюдениями $(\alpha^*, \delta^*)_i$, не участвовавшими в определении искомых оценок \hat{Q}_0 и \hat{D}_0 , делает результаты исследований достоверными. Все вычисления были выполнены в рамках модели (1), учитывающей возмущения от 9 больших планет и Луны, а также

релятивистский эффект, определяемый шварцшильдовским линейным элементом, и

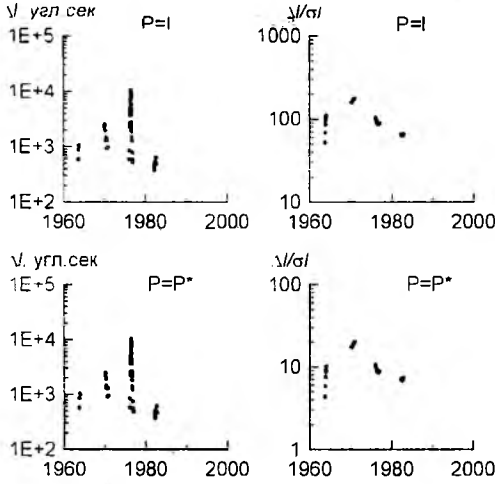


Рис.1

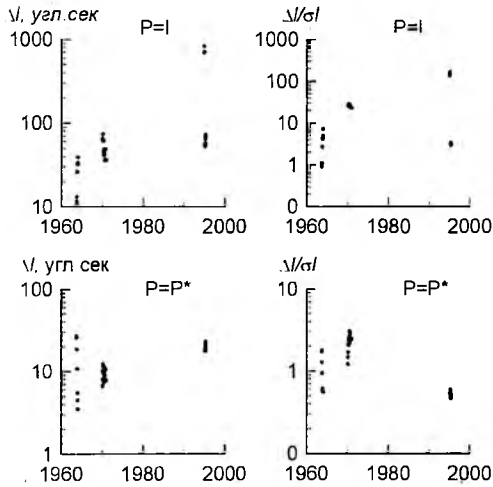


Рис.2

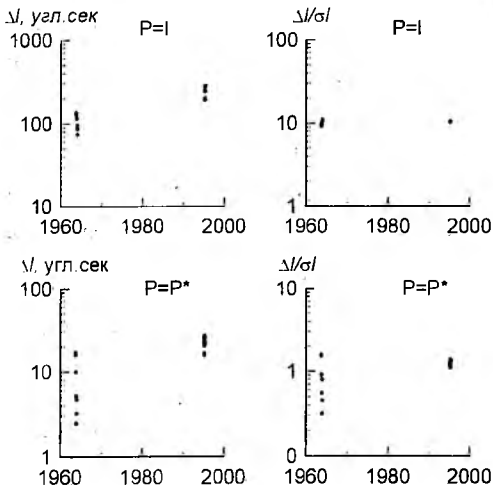


Рис.3

негравитационные ускорения, определяемые моделью Марсдена. Для численного интегрирования уравнений движения кометы д'Арре и уравнений в вариациях

применялся экстраполяционный алгоритм Грэгга. Некоторые из полученных результатов приводятся на рис. 1-3. Здесь использовались следующие

обозначения: $\Delta I = \sqrt{(\Delta \alpha \cos \delta)^2 + (\Delta \delta)^2}$, где $\Delta \alpha$, $\Delta \delta$ – невязки прогнозируемых и наблюдаемых угловых положений кометы;

$\sigma I = \sqrt{(\sigma \alpha \cos \delta)^2 + (\sigma \delta)^2}$; $K = \Delta I / \sigma I$ – коэффициент достоверности оценок \hat{D}_0 и $\hat{D}(\alpha(t), \delta(t))$.

На рис.1 приведено сравнение прогнозируемых угловых положений кометы д'Арре при опорной ее траектории, определяемой по мерному интервалу 1987-89 и 1995 гг. (две наблюдаемые оппозиции), с наблюдениями 1963, 1970-71, 1976-77 и 1982 гг. В данном случае негравитационные ускорения не учитывались. Аналогичное сравнение, но с учетом негравитационных ускорений, приведено на рис.2 и 3. В первом случае мерный интервал, по которому определялись оценки \hat{Q}_0 и \hat{D}_0 , охватывал наблюдения 1976-77, 1982 и 1987-89 гг. (мерный интервал – 3 оппозиции). Во втором случае – наблюдения 1970-71, 1976-77, 1982 и 1987-89 гг. (мерный интервал – 4 оппозиции). Анализ приводимых результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. При определении параметров орбит комет по наблюдениям в одной или двух оппозициях проблема построения «наилучших» весовых матриц является некорректной. В данном случае это связано с невозможностью определения и учета в модели движения комет негравитационных ускорений.

2. При мерных интервалах, охватывающих наблюдения комет более чем в двух оппозициях, возможно построение весовых матриц, увеличивающих точность определения параметров орбит. Этот результат можно рассматривать как основание для разработки конструктивных и, возможно, нетрадиционных методов построения наилучших весовых матриц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медведев Ю.Д. Эффекты сублимации в орбитальном и вращательном движении кометного ядра: Автореф. дис. ... д.ф.-м.н. С.-Петербург, 1995. 27 с.
2. Козлов Е.А. Определение орбит комет с использованием их кривых блеска: Автореф. дис. ... к.ф.-м.н. С.-Петербург, 1997. 15 с.
3. Шаповров С.Д. Оценка статистических характеристик ошибок наблюдений в анализе данных о траекториях движения небесных тел: Автореф. дис. ... д.ф.-м.н. С.-Петербург, 1996. 33 с.

ОБОБЩЕННЫЕ АЛГОРИТМЫ ЭНКЕ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОЗМУЩЕННЫХ ОРБИТ

Шефер В.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410576, факс (3822) 410347

E-mail: shefer@urania.tomsk.su

Использование уравнений для малых отклонений реальной траектории небесного тела от некоторой предварительно построенной опорной орбиты повышает эффективность процесса вычисления возмущенного движения. Эта эффективность тем выше, чем ближе опорная орбита к реальной и менее трудоскоп алгоритм ее построения. В классическом методе Энке [1] в качестве опорной орбиты используется осцилирующая кеплеровская траектория задачи двух тел, обеспечивающая касание первого порядка к траектории реального движения в начальный момент времени. В данной работе предлагаются обобщенные метода Энке, основанные на применении новых сверхосцилирующих промежуточных орбит, обеспечивающих более высокую точность аппроксимации реального движения по сравнению с осцилирующей орбитой и орбитами других авторов.

Рассмотрим движение малого тела под действием притяжения системы точечных масс и других сил произвольной природы. Уравнения относительного движения запишем в традиционной форме [1]:

$$\ddot{\mathbf{x}} = -\frac{K}{r^3}\mathbf{x} + \mathbf{F} \equiv \mathbf{G}, \quad (1)$$

где \mathbf{x} – вектор положения малого тела, $r = |\mathbf{x}|$, $K = const$ – гравитационный параметр центрального тела, \mathbf{F} – вектор возмущающего ускорения. В начальный момент времени $t = t_0$ известны векторы положения и скорости малого тела: $\mathbf{x}(t_0) = \mathbf{x}_0$, $\dot{\mathbf{x}}(t_0) = \dot{\mathbf{x}}_0$. Нижний индекс 0 повсюду в тексте означает, что данная величина определена при $t = t_0$.

Введем фиктивный притягивающий центр с гравитационным параметром μ , расположенный в точке, задаваемой вектором

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_0 + \dot{\mathbf{Z}}_0(t - t_0), \quad (2)$$

где \mathbf{Z}_0 , $\dot{\mathbf{Z}}_0$ – начальные векторы положения и скорости центра. Уравнения движения малого тела относительно фиктивного центра примут вид

$$\ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{G}, \quad (3)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{x} - \mathbf{Z}$.

В той же системе координат, в которой рассматривается реальное движение (3), зададим промежуточное движение уравнениями

$$\ddot{\mathbf{q}}^* = -\frac{\mu}{R^3}\mathbf{q}^* \quad (4)$$

и начальными условиями: $\mathbf{q}^*(t_0) = \mathbf{q}_0^*$, $\dot{\mathbf{q}}^*(t_0) = \dot{\mathbf{q}}_0^*$. $R^* = |\mathbf{q}^*|$. Пусть μ есть функция, непрерывно изменяющаяся со временем согласно формуле

$$\mu = \frac{\mu_0^2}{\mu_0 - \dot{\mu}_0(t - t_0)}. \quad (5)$$

Тогда уравнения (4) принимают форму уравнений задачи Гюльдена–Мещерского с гравитационным параметром μ , изменяющимся в соответствии с первым законом Мещерского [2].

Промежуточная орбита с касанием второго порядка. Примем в (2) $\dot{\mathbf{Z}}_0 = \mathbf{0}$ и потребуем выполнения условий:

$$\mathbf{q}_0^* = \mathbf{q}_0 = \mathbf{x}_0 - \mathbf{Z}_0, \quad \dot{\mathbf{q}}_0^* = \dot{\mathbf{q}}_0 = \dot{\mathbf{x}}_0, \quad (6)$$

$$\ddot{\mathbf{q}}_0^* = \ddot{\mathbf{q}}_0 = \mathbf{G}_0 \quad (7)$$

Тогда получим

$$\mu_0 = |\mathbf{G}_0| R_0^{*2}, \quad \dot{\mathbf{q}}_0^* = -\frac{R_0^*}{|\mathbf{G}_0|} \mathbf{G}_0. \quad (8)$$

Произвольный параметр R_0^* выберем таким образом, чтобы обеспечить минимум величины $\chi_3 = (q_0^{*31} - q_0^{31})^2$. Здесь и ниже индексы в скобках обозначают порядок производной по времени t . Минимум χ_3 имеет место при

$$R_0^{*3} = -\frac{(\dot{\mathbf{G}}_0 \cdot \mathbf{V}_0)}{|\mathbf{G}_0| V_0^2}, \quad \mathbf{V}_0 = \dot{\mathbf{q}}_0^* - \frac{(\dot{\mathbf{q}}_0^* \cdot \mathbf{G}_0)}{G_0^2} \mathbf{G}_0 \neq \mathbf{0}. \quad (9)$$

После того, как R_0^* вычислено из (9), по формулам (8) определяются μ_0 и $\dot{\mathbf{q}}_0^*$. Полученное $\dot{\mathbf{q}}_0^*$ дает вектор \mathbf{Z}_0 из (6). Вектор $\dot{\mathbf{q}}_0^*$ находится из (6). И, наконец, скаляр $\dot{\mu}_0$ вычисляется по формуле

$$\dot{\mu}_0 = -[(\dot{\mathbf{G}}_0 \cdot \dot{\mathbf{q}}_0^*) + 2(\mathbf{G}_0 \cdot \dot{\mathbf{q}}_0^*)] R_0^*. \quad (10)$$

Промежуточная орбита с касанием третьего порядка. Возьмем \mathbf{Z} в общем виде (2) и зададим условия

$$\mathbf{q}_0^* = \mathbf{q}_0 = \mathbf{x}_0 - \mathbf{Z}_0, \quad \dot{\mathbf{q}}_0^* = \dot{\mathbf{q}}_0 = \dot{\mathbf{x}}_0 - \dot{\mathbf{Z}}_0, \quad (11)$$

$$\ddot{\mathbf{q}}_0^* = \ddot{\mathbf{q}}_0 = \mathbf{G}_0, \quad \mathbf{q}_0^{*31} = \mathbf{q}_0^{31} = \dot{\mathbf{G}}_0. \quad (12)$$

Из (12) получим соотношения (8), а также

$$\dot{\mathbf{q}}_0^* = \frac{R_0^*}{|\mathbf{G}_0|} \left(\frac{1}{2} \alpha \mathbf{G}_0 - \dot{\mathbf{G}}_0 \right), \quad (13)$$

где параметры R_0^* и α определим из условия минимума величины $\chi_{\pm} = (q_{0\pm}^{*14} - q_{0\pm}^{14})^2$:

$$R_0^* = \frac{3G_0^2 G_{01}^2 - 15(G_0 \cdot G_{01})^2 + G_{01}^2 (G_{01} \cdot G_{01})}{2|G_{01}|^5} + \frac{\alpha}{|G_{01}|} \left[\frac{4(G_0 \cdot G_{01})}{G_0^2} - \frac{3}{4} \alpha \right], \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{(G_0 \cdot W_{01})}{W_{01}^2}, \quad W_{01} = G_{01} - \frac{(G_{01} \cdot G_{01})}{G_0^2} G_0 \neq 0. \quad (15)$$

Параметр $\dot{\mu}_0$ определим формулой

$$\dot{\mu}_0 = \left[\frac{3(G_0 \cdot G_{01})}{G_0^2} - \alpha \right] |G_{01}| R_0^{*2}. \quad (16)$$

С помощью вычисленных по формулам (14) и (15) величин R_0^* и α из (8), (13) и (16) однозначно находятся искомые постоянные μ_0 , $\dot{\mu}_0$ и векторы q_0^* , \dot{q}_0^* , определяющие промежуточную орбиту. Затем из условий (11) получим векторы Z_0 и \dot{Z}_0 , задающие положение фиктивного центра (2).

Параметр R_{01}^* определяет расстояние малого тела от фиктивного центра. Если условие (9) или (14) не выполняется, или R_0^* , вычисленное из (9) или (14), оказалось отрицательным, то для R_0^* можно выбрать любое положительное значение.

В случае плоского движения при выполнении условия (9) или (14) порядок касания промежуточной орбиты к реальной увеличивается на единицу.

Введем преобразования координат и времени вида

$$u = \frac{\mu}{\mu_0} q^*, \quad d\theta = \left(\frac{\mu}{\mu_0} \right)^2 dt. \quad (17)$$

Тогда уравнения промежуточного движения (4) преобразуются в систему уравнений

$$u'' = - \frac{\mu_0}{|u|^3} u, \quad t' = \left[1 - \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} (t - t_0) \right]^2, \quad (18)$$

где (') означает дифференцирование по новой независимой переменной θ (фиктивное время).

Решение для промежуточной орбиты находится следующим образом. На заданный момент физического времени t определяется значение фиктивного времени θ по формуле

$$\theta = \frac{\mu_0 (t - t_0)}{\mu_0 - \dot{\mu}_0 (t - t_0)}. \quad (19)$$

Затем на найденный момент θ вычисляются векторы положения u и скорости u' малого тела на промежуточной орбите в u -пространстве по формулам невозмущенной задачи двух тел постоян-

ной массы [3] в соответствии с первым уравнением из (18). При этом используются следующие начальные условия, отнесенные к моменту $\theta = 0$:

$$u_0 = q_0^*, \quad u'_0 = \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} q_0^* + \dot{q}_0^*. \quad (20)$$

И, наконец, с помощью преобразований

$$q^* = \frac{\mu_0}{\mu} u, \quad \dot{q}^* = \frac{\mu}{\mu_0} u' - \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} u \quad (21)$$

находятся соответственно векторы положения и скорости малого тела на промежуточной орбите в физическом пространстве в момент времени t .

Дифференциальные уравнения для вектора отклонения промежуточного движения от реального $\Delta q = q - q^*$ представим в виде

$$\Delta \ddot{q} = F - \frac{\delta \mu}{r^3} x + \frac{\mu}{r^3} (Q q^* - Y), \quad (22)$$

где

$$Q = \left(\frac{r^2 + rR^* + R^{*2}}{r + R^*} \right) \left[\frac{Y^2 + 2(Y \cdot q^*)}{R^{*3}} \right], \quad (23)$$

$$\delta \mu = \left\{ (F_0 \cdot q_0) + \frac{K}{r_0^3} [Q_0 R_0^2 - (Z_0 \cdot q_0)] \right\} R_0 - \mu \frac{\dot{\mu}_0}{\mu_0} (t - t_0), \quad (24)$$

$$x = q^* + Y, \quad Y = Z + \Delta q. \quad (25)$$

Уравнения (22) есть основные уравнения предлагаемых обобщений метода Энке.

Решая уравнения (22) с начальными условиями $\Delta q_0 = \Delta \dot{q}_0 = 0$ каким-либо подходящим методом численного интегрирования и зная положение тела на промежуточной орбите, найдем в любой заданный момент t векторы положения и скорости малого тела для возмущенного движения в исходной системе координат с помощью формул (25) и формул, получаемых дифференцированием (25) по t . Значительное уменьшение шага в процессе интегрирования является показателем того, что используемая промежуточная орбита становится непригодной и необходимо приступить к построению новой.

Результаты проведенного численного эксперимента на примерах движения реальных тел Солнечной системы подтверждают высокую эффективность предлагаемых алгоритмов. Их использование особенно выгодно при исследовании движения вблизи больших возмущающих масс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рой А.Е. Движение по орбитам. М.: Мир, 1981. 544 с.
2. Мещерский И.В. Работы по механике тел переменной массы. М.: ГИТТЛ, 1952. 280 с.
3. Субботин М.Ф. Введение в теоретическую астрономию. М.: Наука, 1968. 800 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА И ДВИЖЕНИЯ ПОРШНЯ В ЛГУ

Аблитаров Э.А., Жалнин Е.В., Зорин А.Ф., Христенко Ю.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел.: (3822) 410-708 Факс: (3822) 410-347

E-mail: hrs@niipmm.tsu.tomsk.su

Экспериментальные исследования легкокажовых установок (ЛГУ) /1,2/ показали, что существующие представления о процессах высокоскоростного метания требуют уточнения. Это вызывает необходимость более углубленных экспериментальных исследований основных внутрибаллистических процессов ЛГУ. С этой целью разработан, изготовлен, смонтирован и запущен в эксплуатацию экспериментальный стенд, включающий универсальную станину, на которой может быть установлена любая из имеющихся в НИИ ПММ метательных установок и баротрассы. Баротрасса рассчитана на давление от 0,01 бар (вакуум) до 10 бар и состоит из нескольких секций длиной 2,5 м, с практически неограниченным количеством окон для рентгеновской и оптической регистрации. Размеры помещения, в котором оборудован стенд, позволяют установить 6 секций общей длиной 15 м. Всего же в институте имеется 30 секций, что позволяет оборудовать баротрассу общей длиной свыше 65 м. Стенд связан на измерительно-вычислительный управляющий комплекс 70 отдела и позволяет вести разнообразные исследования процессов высокоскоростного метания и соударения. При удлинении трассы можно проводить также аэробаллистические исследования при скоростях полета до 8 км/с и выше.

Анализ экспериментальных данных, приведенных в работе /1/, показал, что значения обобщенных коэффициентов в законе газообразования для штатного трубчатого пороха существенно зависят от плотности заряжания. Такая зависимость может быть объяснена, во-первых, зависимостью скорости горения от динамики нарастания давления при различных плотностях заряжания (нестационарность горения), во-вторых, нарушении геометрического закона горения /3/. Это может быть связано с тем, что время воспламенения поверхности каналов зависит от динамики нарастания давления, которое в свою очередь зависит от плотности заряжания.

С целью проверки справедливости геометрического закона горения диафрагменная манометрическая бомба /1/ была модернизирована следующим образом. Длина пороховой камеры была уменьшена так, чтобы ее объем представлял собой равновеликий цилиндр. Вместо диафрагмы вставляется пластина (крышка) из стеклотекстолита, которая прижимается гайкой с внутренним диаметром больше диаметра камеры (расточенное сопло). Такая конструкция манометрической бомбы обеспечивает мгновенный сброс давления при разрушении стеклотекстолитовой крышки, что в свою очередь приводит к прекращению горения пороха. Измеряя толщину сгоревшего свода недогоревших порохо-

вых зерен, можно исследовать зависимость относительной сгоревшей части порохового зерна от толщины сгоревшего свода $\psi(z)$ при различных плотностях заряжания. Для этого изменялась толщина стеклотекстолитовой разрушаемой крышки.

Проведена серия экспериментов с плотностями заряжания $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$ ($\omega = 9,2 \text{ г}$, $W_{\text{пк}} = 15 \text{ см}^3$) и $\Delta = 0,21 \text{ г/см}^3$ ($\omega = 3,2 \text{ г}$). При этом толщина крышек (давление разрушения) подбиралась так, чтобы в момент разрушения (затухания заряда) значение ψ для обеих плотностей заряжания было приблизительно одинаковым. Результаты нескольких статистически обработанных опытов приведены в таблице. Измерения проводились следующим образом: из каждого опыта выбирались по 30 пороховых зерен и разрезались пополам. На поперечном срезе измерялись внешний и внутренний диаметры в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Результаты 60 измерений усреднились. Таким же образом были измерены и начальные диаметры порохового зерна, которые оказались следующими: внешний - 0,796 мм, внутренний - 0,122 мм.

Результаты экспериментов

N опыты	Δ , г/см ³	Внешний диаметр	Толщина внешнего сгоревшего свода	Внутренний диаметр	Толщина внутреннего сгоревшего свода	Разность внешнего и внутреннего сгоревшего свода
1	0,61	0,778	0,018	0,131	0,009	0,009
2	0,21	0,717	0,079	0,182	0,060	0,019
3	0,21	0,698	0,098	0,198	0,076	0,022
4	0,21	0,671	0,125	0,207	0,085	0,040
5	0,61	0,721	0,075	0,195	0,073	0,002

Значения, приведенные в последней колонке таблицы, и являются мерой справедливости геометрического закона горения. Анализ приведенных результатов показывает, что при плотности заряжания $\Delta = 0,21 \text{ г/см}^3$ геометрический закон горения заметно нарушается. При $z \approx 0,2$ разность внутреннего и внешнего сгоревшего свода составляет +0,019 мм (порядка 25%), при $z \approx 0,3$ эта разность становится больше. Для рабочих плотностей заряжания $\Delta \geq 0,6 \text{ г/см}^3$ геометрический закон горения выполняется достаточно точно.

Естественно, для полного анализа необходим более обширный статистический материал. Однако и приведенные в таблице результаты позволяют сделать вывод, что зависимость закона горения от плотности заряжания в основном определяется зависимостью скорости горения от динамики нарастания давления. Причем в законе горения помимо

зависимости u_1 от dP/dt , по-видимому, должна быть функциональная зависимость от P , вернее, от температуры продуктов сгорания. Действительно, скорость горения определяется толщиной прогретого слоя порохового зерна и распределением температуры в нем. А температура является более «консервативным» параметром, чем давление. Все это означает, что найденный в //1/ обобщенный физический закон горения для диафрагменной манометрической бомбы даже при соответствующей плотности зарядки не вполне адекватно описывает горение заряда в реальном выстреле. Это должно учитываться при расчете ЛГУ с легким поршнем, в которых «текущая плотность зарядки» $\rho(x,t) \cdot (1 - \psi(x,t))$ существенно зависит от координаты. Причем эта зависимость возрастает при уменьшении массы поршня.

Таким образом, полное представление о процессе воспламенения, начальной фазе горения порохового заряда, а также о начальном трении поршня τ_0 //4,5/ можно получить в поршневой манометрической бомбе, в которой наряду с давлением определяется закон движения поршня (закон изменения объема камеры).

Для улучшения идентификации участка кривой давления в период воспламенения и начального периода горения использовалась ступенчатая зависимость $u_1(z)$ (сохранены размерности //3/):

$$u_1 = 0.43 \cdot 10^{-7} (\text{дм/с}) / (\text{кг/дм}^2), z < 0.015;$$

$$u_1 = 1.11 \cdot 10^{-7} (\text{дм/с}) / (\text{кг/дм}^2), z \geq 0.015.$$

Разработанные манометрические бомбы и методики могут быть использованы при отработке зарядов из зерновых порохов для малокалиберных пушек //7/.

Одним из основных параметров, определяющих баллистику выстрела из ЛГУ, является скорость поршня перед входом его в конический переходник. Для детального исследования закономерностей движения поршня в камере сжатия ЛГУ разработана модельная установка //1/. При проведении опытов, результаты которых приведены в работе //1/, использовались поршни массой порядка 20 г с двумя ведущими поясками. В то же время при проведении других экспериментов использовались поршни массой порядка 60 г с тремя ведущими поясками. С целью исследования влияния формы поршня на закон трения проведена серия опытов с поршнями одинаковой массы, но с разным количеством поясков. Эксперименты показали, что количество поясков существенно влияет на параметры выстрела. В частности, при увеличении количества поясков с 2 до 3 максимальное давление в пороховой камере возросло на 5%. Таким образом, используемое при разработке модели движения поршня //4,5,6/ предположение о том, что поршень движется как конечный объем вязко-пластической жидкости, неприменимо для такой конструкции поршня.

Действительно, при изучении поршней, которые прошли в прямом и обратном направлении камеры сжатия модельной установки, было обнаружено, что помимо следов на ведущих поясках на поршне нет следов контакта с каналом поршневого ствола. Подтверждение этому было также найдено на кривых давления в модельных экспериментах //1/, где было обнаружено, что, проходя мимо датчиков давления, пор-

шень сам вызывает всплески на кривой давления. Причем всплески давления для поршней с двумя ведущими поясками – двугорбые, а с тремя поясками – трехгорбые. Это означает, что датчик давления в данном случае служит достаточно надежным датчиком положения (скорости) поршня. Кроме этого, изучение поршней массой 60...70 г, которые наполовину зашли в конический переходник, показало, что в районе тального ведущего пояска также нет явных следов контакта с каналом камеры сжатия. Проведенный анализ показывает, что даже после того, как давление в пороховой камере (давление на левом торце поршня) в несколько раз превысит предел текучести полиэтилена (порядка 100 бар), поршень сохраняет свою форму, так как время выстрела, по-видимому, меньше времени релаксации.

Таким образом, можно считать доказанным, что в данном случае реализуется упругопластический режим движения поршня. Причем пластический режим движения (течения) наступает только при входе поршня в конический переходник. Это означает, что в приведенных в работе //1/ опытах найдено некоторое эффективное значение коэффициента в законе трения //4/ τ_0 «растянутое» на боковую поверхность, вычисленную исходя из всей длины поршня. На самом деле этот коэффициент намного больше, но реализуется он только при входе поршня в конический переходник. В существующих методиках расчета ЛГУ это можно учесть, введя соответствующую зависимость $S_{\text{сж}}(x)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок //Избранные доклады «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд. Том. ун-та, 1997. Т.2. Механика. С.207-213.
2. Христенко Ю.Ф. Исследование закономерностей горения порохового заряда в легкогазовых установках с легким поршнем //Сб. тезисов докладов «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд. Том. ун-та, 1997. Т.2. Механика.
3. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962.
4. Иоселевич В.А., Пилгогин Н.Н., Чернявский С.Ю. О влиянии трения на движение поршня под действием продуктов горения.// ПМТФ. 1978. № 5. С.24-31.
5. Хоменко Ю.П. Уравнения нестационарного движения неньютоновской жидкости по трубе переменного сечения.// Тр. НИИ ГИММ. 1974. Т.5.
6. Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во ТГУ, 1989.
7. Кувшинов В.М., Сергеев В.В., Дубнер М.И. Работы в области внутренней баллистики отечественных малокалиберных средств вооружения //Боеприпасы. № 5-6. 1995. С 22-26.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ГРУППОВОГО ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЛОБОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Биматов В.И., Якушев В.К., Николаев Р.Г.

Томский государственный университет

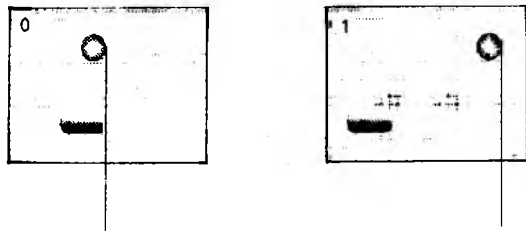
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (382-2) 410-621

E-mail: postmaster@ftf.tsu.tomsk.su

Для определения коэффициента лобового сопротивления C_x тела на баллистической трассе традиционными способами [1] необходимо проводить измерения координат модели на измерительном участке трассы и времен пролета моделью измерительных станций. Необходимость измерения координат и времени обуславливает повышение относительной ошибки вычисления коэффициента C_x и, кроме того, предъявляет более высокие требования к измерительному оборудованию баллистической трассы. Для повышения точности определения C_x и для упрощения эксперимента предлагается новый способ, основанный на использовании эффекта группового движения тел.

Пусть производится одновременное метание двух тел различной формы, размеров и массы. В момент времени $t=t_0$ оба тела с одинаковой скоростью $V_{01}=V_{02}=V_0$ пролетят через регистрирующую станцию ("нулевое сечение"). В следующий момент времени $t=t_1$ они пролетят вторую регистрирующую станцию ("первое сечение"), причем из-за различия своих массово-геометрических и аэродинамических характеристик за промежуток времени (t_1-t_0) тела пролетят разные расстояния.



Тогда для этого случая получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} m_1 \ddot{x} = -C_{x1} \frac{\rho_0 S_1}{2} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2, \\ m_2 \ddot{x} = -C_{x2} \frac{\rho_0 S_2}{2} \left(\frac{dx}{dt}\right)^2. \end{cases} \quad (1)$$

где m_1 и m_2 – массы первого и второго тел, S_1 и S_2 – площади мишени первого и второго тел, ρ_0 – плот-

ность газовой среды, C_{x1} и C_{x2} – коэффициенты лобового сопротивления первого и второго тел.

В этой системе первое уравнение относится к первому метаемому телу, на что указывают индексы, второе уравнение – ко второму. Предположим, что для обоих метаемых тел коэффициент лобового сопротивления изменяется по условию:

$$\frac{C_x}{C_{x0}} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^\alpha, \quad (2)$$

Выполняя некоторые преобразования, получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dV_1}{V_1^{\alpha+2}} = -k_1 \frac{1}{V_0^\alpha} dt, \\ \frac{dV_2}{V_2^{\alpha+2}} = -k_2 \frac{1}{V_0^\alpha} dt, \end{cases} \quad (3)$$

здесь k_i – параметры замедления первого и второго тел, вычисляемые по соотношению:

$$k_i = \frac{\rho_0 S_i C_{x0}}{2m_i}, \quad (4)$$

Проведя двукратное интегрирование уравнений системы, получим законы изменения скорости и координат летящих тел:

$$\begin{cases} V_1 = \frac{V_0}{[1 + (\alpha + 1)V_0 k_1 t]^{1/(\alpha+1)}}, \\ V_2 = \frac{V_0}{[1 + (\alpha + 1)V_0 k_2 t]^{1/(\alpha+1)}}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} x_1 = \frac{1}{k_1 \alpha} \left\{ [1 + (\alpha + 1)V_0 k_1 t]^{\alpha/(\alpha+1)} - 1 \right\}, \\ x_2 = \frac{1}{k_2 \alpha} \left\{ [1 + (\alpha + 1)V_0 k_2 t]^{\alpha/(\alpha+1)} - 1 \right\}. \end{cases} \quad (6)$$

В основу предлагаемого нового способа определения коэффициента аэродинамического сопротивления положим предположение о том, что искомые коэффициенты на измерительном участке трассы сохраняют постоянное значение $C_{x1}=C_{x01}=\text{const}$, $C_{x2}=C_{x02}=\text{const}$ (т.е. $\alpha=0$). Принимая во внимание то, что расстояние между регистрирующими станциями относительно небольшие, вполне можно считать, что в опыте метаемые тела движутся с постоянным замедлением и предположение о постоян-

стве коэффициента лобового сопротивления не является грубым. Положив $(x=0)$ и выполняя предельный переход, можно увидеть, что выражения $x(t)$ при $t=0$ принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} x_{11} &= \frac{2m_1}{\rho_0 S_1 C_{x1}} \ln \left[\frac{\rho_0 S_1 C_{x1} (V_{01} t) + 1}{2m_1} \right], \\ x_{12} &= \frac{2m_2}{\rho_0 S_2 C_{x2}} \ln \left[\frac{\rho_0 S_2 C_{x2} (V_{02} t) + 1}{2m_2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для компактности и большей наглядности потенцируем уравнения этой системы и запишем их для параметра замедления k :

$$\left\{ \begin{aligned} e^{x_{11} k_1} &= 1 + V_{01} t_1 k_1, \\ e^{x_{12} k_2} &= 1 + V_{02} t_2 k_2. \end{aligned} \right.$$

Как видно, из обоих уравнений можно явно выразить комплекс $V_{0i} t_i$, тогда будет иметь место следующее равенство:

$$I_{01} = \frac{e^{x_{11} k_1} - 1}{k_1} = \frac{e^{x_{12} k_2} - 1}{k_2} = A. \quad (9)$$

Предположим, что в этом соотношении коэффициент замедления одного из метаемых тел (для определенности - второго) известен. Тогда для отыскания неизвестного коэффициента лобового сопротивления первого тела получаем следующее уравнение:

$$e^{x_{11} k_1} - A k_1 - 1 = 0, \quad (10)$$

где

$$A = \frac{e^{x_{12} k_2} - 1}{k_2} \quad (11)$$

Таким образом, получено уравнение для отыскания неизвестного параметра замедления исследуемого тела. Анализ данного соотношения показывает, определение неизвестной начальной скорости теперь необходимо только для соотношения к ней искомого коэффициента C_{x1} , для нахождения которого требуется лишь определение координат обоих летящих тел в первом сечении баллистической трассы и нет необходимости измерять время. Очевидно, что эксперимент, проводящийся по данной схеме, потребует меньшего технического обеспечения, так как для измерения координат используются только две регистрационные станции (установки для фотографирования искровым способом) [2], тогда как при традиционном подходе необходимы три снимка полета модели по трассе.

Из полученного соотношения нельзя явно выразить искомый коэффициент замедления k_1 . Для решения предложенного уравнения можно выразить искомую величину используя разложение функции в ряд и получить для нее аналитическую зависимость. Также возможно применение графического

способа решения. Можно, однако, воспользоваться методом численного решения этого уравнения

Оказывается, что у полученного уравнения всегда существует тривиальное решение $k_1=0$, которое никакого интереса для исследования не представляет. Существование же второго, реального значения k_1 зависит от выполнения некоторого условия, накладываемого, в конечном итоге, на параметры метаемых тел. Это условие может иметь следующий вид:

$$x_{11} < \frac{2m_1}{C_{x2} \rho_0 S_2} \left[e^{\frac{x_{12} \rho_0 C_{x2} S_2}{2m_2}} - 1 \right] < x_{11} e^{\frac{x_{12} \rho_0 C_{x2} S_2}{2m_2}} \quad (12)$$

То есть исходя из этого условия - "условия аэродинамической совместимости" - следует подбирать массово-геометрические и аэродинамические параметры метаемых тел, чтобы можно было рассчитывать на получение значимого результата.

Определение коэффициента лобового сопротивления рассматриваемым способом производится путем расчета на основе данных, измеренных непосредственно в опыте (координаты метаемых тел), и данных, полученных до опыта (параметры среды, массово-геометрические характеристики метаемых тел) [2]. Естественно, что эти величины мы не можем знать абсолютно точно из-за погрешностей, вносимых используемыми измерительными приборами.

Чтобы определить истинную погрешность метода, необходимо отметить, что так как метаются два тела, то погрешность результата, определяемая ошибкой измерений их координат и массово-геометрических характеристик, удвоится. С учетом всего сказанного получим

$$\delta C_{x1} = \delta \rho_0 + 2[\delta x_1 + \delta m + 2 \delta D + Q \cdot \Delta x_1], \quad (13)$$

где Q - "нелинейный" член ошибки определения координат модели на трассе, появившийся при выполнении операций дифференцирования.

Оказывается, при соответствующем подборе параметров метаемых тел можно добиться относительной ошибки определения неизвестного коэффициента лобового сопротивления не более 2-3%, тогда как традиционными методами, например, способом, описанным в [1], относительная погрешность конечного результата оказывается около 5-7%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. Под ред. Златина Н. А. и Мишина Г.И. М.: Наука, 1974. 344 с.
2. Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте. Под ред. Мишина Г.И. М.: Наука, 1979. 230 с.

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО СВЕРХЗВУКОВОГО ЭКРАНОПЛАНА

Биматов В.И.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел (3822) 410134
E-mail: bimatov@ftf.tsu.tomsk.su

Возрастающие требования к объему и скорости перевозок глобальных транспортных систем ставят задачи создания скоростных, грузоподъемных, экономичных и не привязанных к каким-либо магистралям и коммуникациям транспортных средств. Этим требованиям в наиболее полном виде может удовлетворить экраноплан - летательный аппарат, использующий экранный эффект опорной поверхности земли или воды.

Интерес к созданию экранопланов объясняется тем, что при прочих равных условиях грузоподъемность машины, летящей в экранном режиме, может быть повышена на 40-50% [1]. Первый отечественный экраноплан был построен в 1934 году. С 1960 года в России была построена и испытана серия аппаратов со взлетными массами от 5 до 544 тонн и скоростями полета до 560 км/ч. Об эффективности экранопланов говорит тот факт, что абсолютный мировой рекорд по взлетной массе, установленный аппаратом КМ-1 в 1965 году, был превзойден только в 1989 году самолетом АН-225 «Мрия». Особенно интересной сейчас становится задача создания сверхзвуковых экранопланов, способных преодолевать большие океанские расстояния.

Основным для всех экранопланов, независимо от их аэродинамической компоновки, является режим околоскробного движения, когда аппарат наиболее полно использует несущие свойства крыла, а следовательно, и свои энергетические преимущества. Одной из важнейших и всеобъемлющих аэродинамических характеристик крыла или летательного аппарата является

его аэродинамическое качество $K = C_y / C_x$

отношение подъемной силы аппарата к силе лобового сопротивления. Показывая, во сколько раз подъемная сила крыла больше его лобового сопротивления, значение аэродинамического качества характеризует, по существу, аэродинамическую эффективность крыла. Расположение крыла над экраном будем характеризовать относительной высотой $\bar{h} = h/b$, где h - высота задней кромки крыла над экраном, b - его хорда. Многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями установлено (см. [1 - 4]), что заметное влияние экрана на аэродинамические характеристики крыла прояв-

ляется при $\bar{h} \leq 1$, то есть при движении на высотах, меньших хорды крыла. В этом случае наблюдается существенно иная картина обтекания, нежели при движении крыла в неограниченном потоке. Изменения в распределении давления по хорде крыла при его движении вблизи экрана сводятся главным образом к резкому увеличению давления на нижней поверхности крыла и сравнительно небольшому - на верхней поверхности. Таким образом, если вдали от поверхности Земли подъемная сила крыла образуется в основном за счет разрежения над крылом, то вблизи экрана значительную роль в создании подъемной силы играет повышение давления под крылом.

В работе предлагается газодинамический расчет аэродинамического качества крыла летательного аппарата, движущегося в зоне действия экрана. Для расчета задач такого класса целесообразно применять методы расщепления [5-6]. Движение идеального сжимаемого газа опишем уравнениями Эйлера в дивергентном виде (уравнения неразрывности, импульса, энергии, состояния):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{W}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \operatorname{div}(\rho u \bar{W}) + \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \operatorname{div}(\rho v \bar{W}) + \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial p E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \bar{W}) + \operatorname{div}(p \bar{W}) &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$p = (\gamma - 1)\rho J,$$

где $J = E - W^2/2$ - удельная внутренняя энергия, E - удельная полная энергия, u, v - составляющие вектора скорости \bar{W} вдоль осей x, y соответственно.

Граничные условия задавались следующим образом. На левой границе поля течения - условия невозмущенного набегающего потока, на нижней границе - экране - условия на твердой стенке, на крыле - условия непротекания, на верхней и правой границе - естественные условия свободного вытекания. В начальный момент времени в расчетной области задавался невоз-

мущенный поток газа. Стационарное решение задачи находилось методом установления как предельное решение системы нестационарных уравнений (1) со стационарными краевыми условиями. В практических расчетах выход на установление контролировался выполнением условия

$$\left| \frac{\rho^{(n+1)} - \rho^{(n)}}{\tau \rho^{(n)}} \right| \leq \varepsilon \approx 10^{-4}$$

так как из расчетов известно, что наиболее медленно устанавливается плотность.

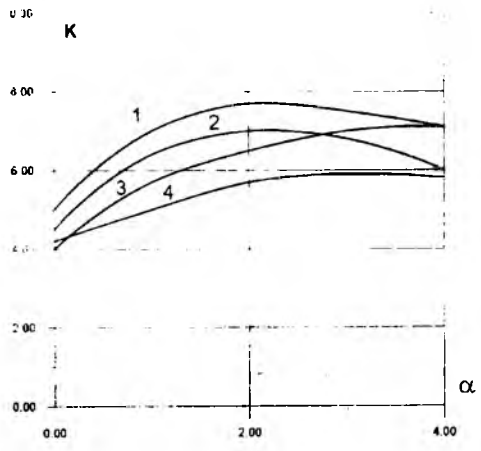


Рис. 1. Зависимость аэродинамического качества от угла атаки для $M = 2.0$. \bar{h} : 1 - 0.1, 2 - 0.25, 3 - 0.5, 4 - 0.75.

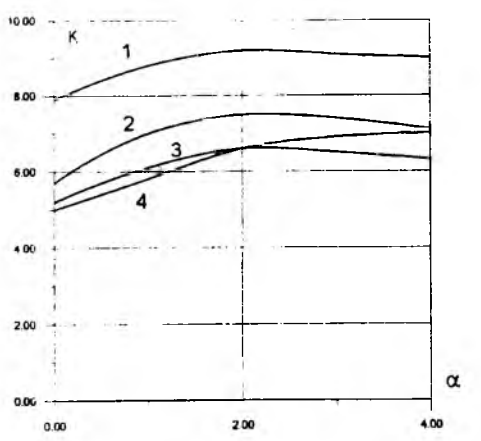


Рис. 2. Зависимость аэродинамического качества от угла атаки для $M = 1.5$. \bar{h} : 1 - 0.1, 2 - 0.25, 3 - 0.5, 4 - 0.75.

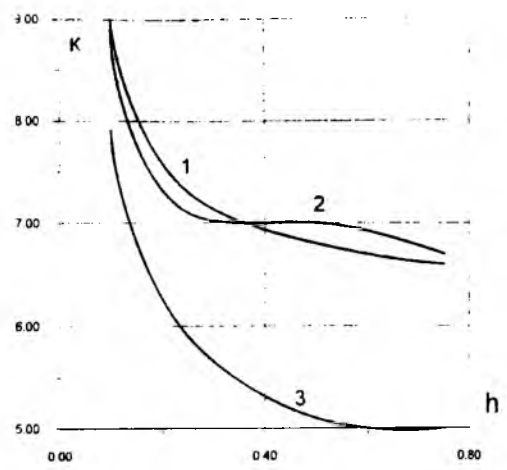


Рис. 3. Зависимость аэродинамического качества от относительной высоты \bar{h} для $M = 1.5$.

α : 1 - 2° , 2 - 4° , 3 - 0° .

По полученным в результате численного решения задачи (1) распределениям давления и плотности газа по поверхности крыла рассчитывались аэродинамические коэффициенты силы лобового сопротивления C_x , подъемной силы C_y , аэродинамическое качество K для различных чисел Маха, углов атаки α и относительной высоты \bar{h} .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белавин Н.И. Экранопланы. Л.: Судостроение, 1977. 297с.
2. Булыгин А.В., Моисеев А.Н. Концепция и выбор проектных параметров транспортного экраноплана // Известия высш. учебн. заведений: Авиационная техника. 1995. № 2. С. 3 - 8.
3. Гусев И.Н. Улучшение эксплуатационных возможностей экраноплана схемы «утка» // Известия высш. учебн. заведений: Авиационная техника. 1995. № 2. С. 9 - 14.
4. Богомолов А.И., Семенов П.К. Система управления полетом экраноплана со свойствами адаптации // Известия высш. учебн. заведений: Авиационная техника. 1995. № 2. С. 20 - 28.
5. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 392 с.
6. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Нестационарный метод «крупных частиц» для решения задач внешней аэродинамики. М.: ВЦ АН СССР, 1970. 70 с.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ АЛЮМИНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ ГЕКСОГЕНА

Викторенко А.М., Решетов А.А.

НИИ высоких напряжений при Томском политехническом университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 2а

тел. (3822) 419101, факс (3822) 417177

E-mail: 0 admin@admin.hvri.tpu.edu.ru

К изучению влияния содержания и дисперсности алюминия на скорость и давления детонации гексогена был использован подход, предложенный в [1]. Сущность его заключается в том, что парциальная плотность гексогена является величиной постоянной, не зависящей от содержания алюминия в смеси. Постоянная масса индивидуального ВВ в единице объема заряда позволяет более точно установить влияние добавки, определить ее роль в увеличении или уменьшении энергии взрывчатого превращения смеси ВВ на уровне процессов, протекающих в зоне химических реакций (ЗХР).

Эксперименты проводились с зарядами диаметром 40 мм, длиной 120 мм. Скорость детонации измерялась электроконтактным методом, давление - манганиновыми датчиками. В работе использовались штатные порошки алюминия ПА-1, АСД-1 и ультрадисперсный алюминий УДАВ (средний числовой размер частиц 0,23 мкм). Параметры зарядов представлены в табл. 1. Здесь:

$\rho_{см}$ - плотность смеси ВВ;

$\rho_{вв}$ - плотность индивидуального ВВ в смеси.

В табл. 2 приведены полученные в экспериментах значения скорости детонации и давления.

Ультрадисперсный алюминий взрывной (УДАВ) был получен по технологии, основанной на явлении электрического взрыва проводников (ЭВП), разработанной в НИИ высоких напряжений при ТПУ. Свойства полученных по этой технологии порошков исследованы и описаны в работах [2,3,4]. В [4] отмечается исключительно высокая скорость окисления УДАВ на воздухе. В условиях эксперимента на дериватографе при нагревании образцов до температуры плавления алюминия окисляется 70% УДАВ и лишь только 4% штатного АСД-4. В этой связи представляется весьма перспективным направлением применение УДАВ в качестве активной добавки к взрывчатым веществам.

Эксперименты с ПА-1 показали, что частицы алюминия диаметром порядка 200 мкм в детонационной волне не прогреваются, потери энергии на сжатие добавки незначительны. При дисперсности металла порядка 50 мкм (АСД-1) и 0,23 мкм (УДАВ) на зависимости скорости детонации от содержания алюминия имеется минимум, приходящийся на 30% мас. Это определенно указывает на теплотери в ЗХР, обусловленные прогревом мелких частиц алюминия. Причем близкие значения скорости детонации для смесей с АСД-1 и УДАВ

при одном и том же массовом содержании алюминия позволяют заключить, что размер частиц порядка 50 мкм является максимально допустимым для прогрева частиц алюминия в ЗХР.

Оценочные расчеты указывают на монотонное снижение скорости детонации с увеличением содержания алюминия в смеси, что, однако, не подтверждается экспериментом. Наиболее вероятными причинами этого могут быть:

- экзотермическая реакция алюминия с продуктами детонации;

- снижение теплотери на прогрев добавки вследствие уменьшения ширины ЗХР в результате увеличения плотности гексогена в смеси. Критические параметры для алюминия [5] составляют: $P=4,47 \cdot 10^8$ Па, $T=8000$ К. Очевидно, в детонационной волне алюминий находится в конденсированном состоянии. Следовательно, скорость протекания реакций алюминия с ПД, а значит, и тепловой эффект определяются удельной поверхностью конденсированных и скоростью диффузии газообразных реагентов. Удельная поверхность УДАВ в 10^4 раз больше, чем АСД-1, однако в эксперименте для них получены близкие значения скорости детонации во всем исследованном диапазоне содержания металла в смеси. Очевидно, скорость горения алюминия в ЗХР определяется низкой скоростью диффузии газообразных ПД, что исключает положительное влияние экзотермических реакций на скорость детонации. Низкие скорости диффузии в условиях детонационной волны экспериментально установлены в работе [6]. Данное положение было проверено и нашло подтверждение экспериментом с инертной добавкой (тальк). Для составов гексоген/ тальк - 70/30 и 50/50 скорость детонации составила 4910 и 7050 м/с соответственно, что больше, чем для аналогичных составов с АСД-1 и УДАВ.

Таким образом, из предложенных возможных причин увеличения скорости детонации наиболее вероятным представляется уменьшение теплотери в ЗХР на прогрев добавки. На основании данных по ширине ЗХР для гексогена в зависимости от плотностей, представленных в табл.3 [7], можно заключить, что время прогрева добавок в смесях с содержанием УДАВ и АСД-1 50% мас. уменьшается в три раза. Полагая, что в ЗХР потери на прогрев добавки имеют линейную зависимость от времени реакции, для данных составов расчетом была получена

скорость детонации 5800 м/с, что близко к экспериментальному.

Из представленных в табл.2 данных по экспериментальному измерению давления ПД в точке Чепмена-Жуге следует, что с уменьшением дисперсности металла давление снижается. Анализ полученных профилей изменения давления во времени показывает, что влияние горения алюминия становится заметным лишь через 2-3 мкс после прохождения фронта детонационной волны. Аналогичные результаты были получены в работе [8], для состава октоген/алюминий. Измерения яркостной температуры ПД, выполненные в работе [8], показали, что введение алюминия приводит к увеличению уровня регистрируемых температур относительно измерений для октогена. На этом основании делается вывод о наличии экзотермической реакции на поверхности частиц алюминия. Результаты исследования удельной электропроводности ПД алюминизированных ВВ, выполненные в работе [9], также указывают на протекание экзотермических реакций на поверхности частиц алюминия в ЗХР. Очевидно, в ЗХР горение алюминия начинается, но в существенных количествах он сгорает в расширяющихся ПД за плоскостью Чепмена-Жуге.

На основании вышесказанного можно заключить, что алюминий дисперсностью от десятков микрон до субмикронных размеров в зоне химических реакций ведет себя как инертная прогреваемая добавка, снижающая параметры детонационной волны.

Таблица 1

Состав, % мас.	$\rho_{см}$ г/см ³	$\rho_{вв}$ г/см ³	$\rho_{п}$ г/см ³
Гексоген /А/			
90/10	1,0	0,94	0,9
80/20	1,12	0,98	0,9
70/30	1,29	1,07	0,9
60/40	1,51	1,19	0,9
50/50	1,8	1,41	0,9
Гексоген /талък			
70/30	1,31	1,0	0,9
50/50	1,87	1,64	0,94

Таблица 2

Состав, % мас.	D, м/с	P, ГПа
Гексоген/УДАВ		
90/10	5360	-
80/-20	4850	-
70/30	4610	5,81
60/40	5210	-
50/50	5740	-
Гексоген/АСД-1		
80/20	5050	-
70/30	4620	5,96
60/40	5090	-
50/50	6270	-

Гексоген/ПД-1		
80/20	6100	-
70/30	5820	8,15
60/40	5690	-
50/50	6060	-
Гексоген/талък		
70/30	4910	6,30
50/50	7050	-
Гексоген	5580	8,40

Таблица 3

$\rho_{вв}$ г/см ³	D м/с	τ мкс	a мм
1,72	8460	0,1	0,7
1,44	7530	0,2	1,0
1,29	7000	0,24	1,12
1,10	6180	0,33	1,29
0,95	5800	0,40	1,42

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хотин В.Г., Козлов А.И. и др. // Химическая физика конденсированных взрывчатых систем. Труды МХТИ, М., 1979. Вып.104. С.113-122.
2. Яворовский Н.А., Ильин А.П. // I Всесоюзный симпозиум по макрокинетике и химической газодинамике. Тезисы докладов. Черногловка: Изд-во ОИХФ АН СССР. Том I. Часть 1. 1984. С.55-56.
3. Ильин А.П., Ляшко А.П., Проскуровская Л.Т. и др. // Получение, свойства и применение энергонасыщенных ультрадисперсных порошков металлов и их соединений: Тезисы докладов. Томск: ТПУ, 1993. С.51.
4. Ильин А.П., Райда В.С., Проскуровская Л.Т., Лернер М.И. и др. // I Всесоюзный симпозиум по макрокинетике и химической газодинамике: Тезисы докладов. Черногловка: Изд-во ОИХФ АН СССР. Т. I. Ч.2. 1984. С.26-27.
5. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин Л.В., Фортов В.Е. // Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. С.361.
6. Макгайр Р., Орнелъяс Д., Актс И. // Детонация и взрывчатые вещества. М.: Мир, 1981. С.160-169.
7. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.С., Шведов К.К. // Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970. С. 101-103.
8. Гоголя М.Ф., Долгобородов А.Ю., Бражников М.А. // Химическая физика. М.: Наука, 1998. Т. 17. № 1. С.41-44.
9. Решетов А.А. // Физика горения и взрыва. Новосибирск: Наука, 1996. Т. 32. № 6. С.112-118.

ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ВРЕМЕНИ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ УДАРНО НАГРЕТОГО КРИПТОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УДАРНОЙ ТРУБЕ

Григорьев П.В., Макаров Ю.П.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН

630090, г. Новосибирск 90, Россия

ул. Институтская, 4/1 ИТПМ СО РАН

Тел.: (383-2) 35-42-75. Факс: (383-2) 35-22-68

E-mail: grigorev@itam.nsk.su

Экспериментально наблюдалось периодическое изменение времени ионизационной релаксации в пределах от 15 до 23 мкс с периодом около 55 мкс при постоянной скорости ударной волны в криптоне. Определено, что в каждом цикле основного автоколебания также периодически меняется максимально достижимый уровень интенсивности излучения плазмы, а также структура релаксационной зоны.

Исследование выполнено при постоянной скорости ударной волны $V = 2.47 \pm 0.03$ км/сек (соответствующие числа Маха $M = 11.3 \pm 0.1$), начального давления криптона $p = 14$ Торг и постоянной примеси молекулярных газов $\zeta = 10^{-2}$ относительно основного газа.

Эксперименты проводились на цилиндрической ударной трубе с диаметром рабочей части 76 мм и длиной камеры низкого давления 3.5 м. Внутренняя поверхность камеры для уменьшения шероховатостей отполирована элетрополировкой. На рис.1 представлена оптическая схема для исследования динамики автоколебательного процесса в криптоне [1]. Цифрами обозначены номера каналов: 1-ый осуществляет обычную фоторазвертку относительно неподвижного измерительного сечения "профильная" интенсивность излучения плазмы), а 2-ой и 3-ий выполняют непрерывную регистрацию интенсивности излучения плазмы, движущейся на наблюдателя ("фронтальная" интенсивность излучения плазмы). Оптические элементы (зеркала, диафрагмы, фильтры) регистрирующих каналов установлены таким образом, что 2-ой канал регистрирует излучение только центрального участка ударной волны, диаметр исследуемой им области меньше 6 мм, а 3-ий канал (с таким же диаметром для области диагностики) может передвигаться по радиусу измерительной секции. Дополнительно (на рис.1 не показан) в сечении 1-го канала был установлен лазерный интерферометр Mach-Zehnder для определения момента прохождения фронта ударной волны через измерительное сечение 1-го фоторегистратора. В качестве фотоприемников использовались фотоумножители с полосой чувствительности 300-600 нм. Совместная юстировка 2 и 3 каналов осуществлялась перед каждым экспериментом с помощью лазера.

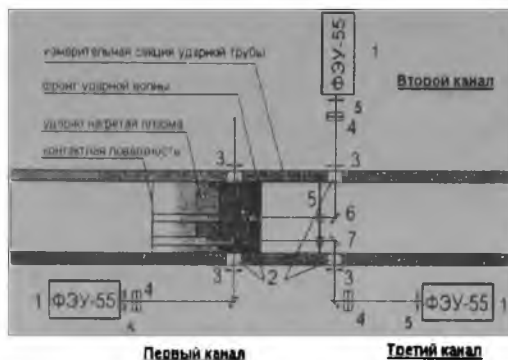


Рис. 1

Эксперименты показали наличие развитых автоколебаний ударно нагретой плазмы криптона. На рис.2 показаны изменения интенсивности излучения плазмы, определенные 2-ым (верхняя кривая) и 3-им (нижняя кривая) каналами фоторегистрации на всей протяженности камеры низкого давления. Здесь 3-ий канал установлен на расстоянии 0.5 радиуса ударной трубы от ее центральной оси. Прослеживается увеличение уровня сигнала по мере нарастания пробки горячего газа, после этого - постепенное уменьшение среднего уровня сигнала по мере некоторого замедления ударной волны и монотонного падения температуры ударно нагретого газа. На фоне общего плавного изменения уровня сигнала видны периодические осцилляции интенсивности излучения плазмы с периодом около 55 мкс в области с их максимальной относительной амплитудой (в области резонанса) около 35-40%.

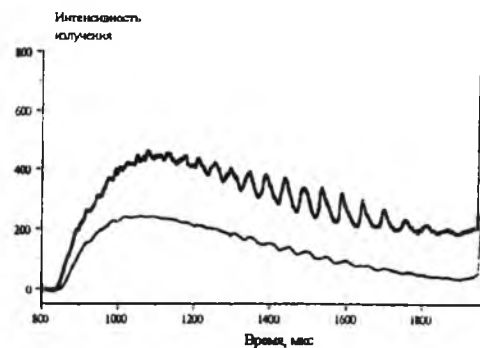


Рис. 2

Периодический характер изменения сигнала "фронтального" излучения позволяет ввести

понятие фазы этого колебания: это есть разность во времени между максимумом "профильного" излучения и последним перед ним "фронтальным" максимумом, деленная на соответствующий период основного колебания, рис. 3.

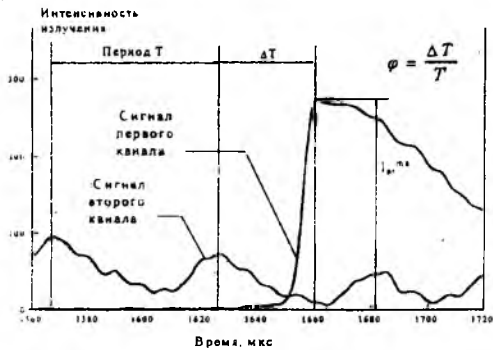


Рис. 3

Изменение времени ионизационной релаксации на протяжении одного цикла основного автоколебания приведено на рис. 4.

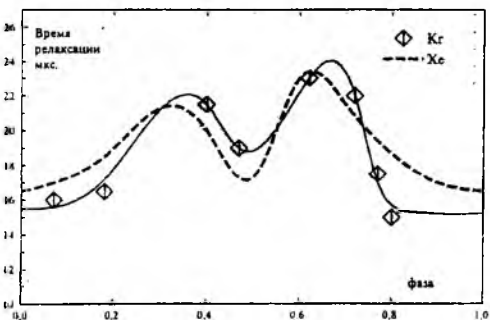


Рис. 4

Там же пунктиром показаны аналогичные данные для ксенона из работы [2], которые демонстрируют хорошее качественное совпадение с результатами для криптона, полученными на другой установке.

Изменение интенсивности излучения плазмы в потоке за фронтом ударной волны для трех разных фаз приведено на рис. 5. Видны характерные деформации в структуре релаксационной зоны, которые заключаются в изменении времени ионизационной релаксации, формы профиля излучения и относительного соотношения в длительности между участком начальной наработки электронов в столкновениях атом-атом и участком ионизации электронным ударом.

Заключение

Обнаружены и исследованы автоколебания ударно нагретой плазмы, локализованные, в основном, в неравновесной области потока за фронтом ударной волны в криптоне, которые не подчиняются классическому представлению

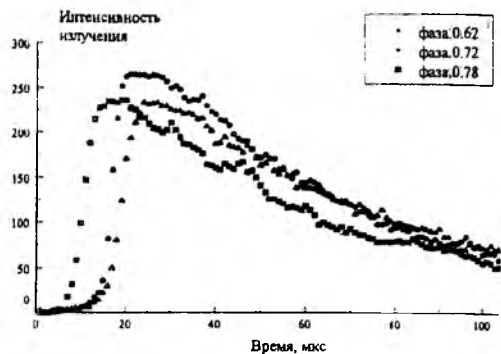


Рис. 5

о развитии релаксационных процессов за фронтом ударной волны в одноатомных газах [3]. В экспериментах определено периодическое изменение в процессе автоколебаний времени ионизационной релаксации в пределах от 15 до 23 мкс. Обнаружено запаздывание момента наступления максимума интенсивности излучения плазмы при удалении от центра ударной трубы, что может говорить о радиальности или спиновой природе автоколебаний. Относительно физической природы явления следует сказать, что обнаружен эффект индуцированного излучения на сверхизлучательном переходе $5d [7/2]_3 - 6p [5/2]_2$ в ксеноне [4]. Он может являться причиной неустойчивости II типа (автоколебания).

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения к.ф.-м.н. Косинову А.Д. и за финансовую поддержку Российскому Фонду Фундаментальных Исследований (Грант № 97-01-00772).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grigor'ev P.V. and Makarov Yu.P. The first observation of dynamics of nonequilibrium region self-oscillations behind the ionizing shock wave in krypton // Proceedings of the 8th International Conference on Method of Aerophysical Research, Novosibirsk, September, 1996, V.3, p.96-98.
2. Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Григорьев П.В. Экспериментальное исследование II типа неустойчивости ударно нагретой плазмы ксенона в ударной трубе. Часть 2. Динамика релаксационной зоны потока за фронтом ударной волны // ЖТФ.-1992.-т.62.- в.1.- с.74-80.
3. Oettinger P.E., Bershader D.A. A Unified Treatment of the Relaxation Phenomenon in Radiating Argon Plasma Flows // AIAA J.-1967.-v.5.-№9.-p.1625-1632.
4. Тумакаев Г.К., Степанова З.А., Дьяков Б.Б. Об индуцированном излучении на сверхизлучательном переходе $5d[7/2]_3-6p[5/2]_2$ атома ксенона в релаксационной зоне потока за фронтом ударной волны // ЖТФ.-1992.-т.62.-в.11.- с. 25-31.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА КОМПЛЕКСА ЛАБОРАТОРНЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СТЕНДОВ

Долматов В.П., Зорин А.Ф., Кульпин В.И., Касимов В.З., Хоменко Ю.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410575, факс (3822) 410347

E-mail: khomip@niipmm.tsu.tomsk.su

В структуре системы автоматизации научных исследований НИИ ПММ предусмотрена единая измерительная информационная система (ИИС) для комплекса лабораторных баллистических электрогазодинамических испытательных стендов. Такая организация имеет цели повышения эффективности использования дорогостоящих измерительно-вычислительных средств, входящих в состав ИИС, а также повышение оперативности

кратных быстропротекающих процессов в баллистических электрогазодинамических установках.

Основой ИИС служат персональный компьютер (ПК) фирмы IBM и аппаратура в стандарте КАМАК. На рис. 1 показана структурная схема ИИС. Она содержит группу восьмиканальных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) типа ЦП 0600, на входы которых подключаются выходы датчиков информации, блок усилителей-

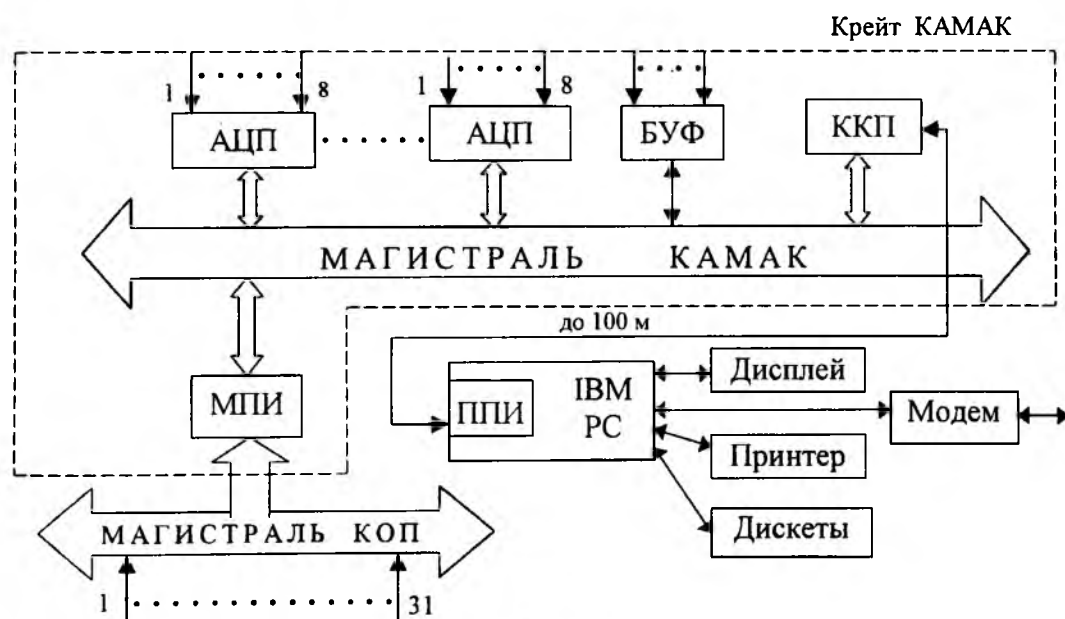


Рис. 1

сбора, обработки экспериментальной информации, управления измерениями и воздействиями на исполнительные органы стендов. Основная ориентация ИИС – многомерные методики, требующие набора экспериментальных значений амплитудно-временных параметров исследуемых одно-

формирователей (БУФ), на входы которых также подключаются выходы датчиков информации, требующие усиления и формирования сигналов, межприборный интерфейс (МПИ) по ГОСТ 26.003-80 для подключения к магистрали крейта КАМАК программируемых и непрограммируемых

измерительных устройств, имеющих магистральный канал общего пользования (КОП), устройство сопряжения магистрали КАМАК с системной магистралью ПК в составе контроллера крейта последовательного (ККП) и параллельно-последовательного интерфейса (ППИ), встраиваемого в ПК. Через модемную связь ИИС имеет прямой выход экспериментальной информации к заказчику научных исследований.

Программное обеспечение ИИС разработано на основе пакета универсальных программ для работы с аппаратурой КАМАК и написано на языке С. Пакет разработанных подпрограмм реализует выполнение команд КАМАК и генерацию сигналов общего управления. Вместе с тем специфика работы с АЦП типа ЦП 0600 заключается в том, что требуется организовать выполнение последовательности однородных команд чтения данных, число которых достигает сотен тысяч. Чтение всей памяти модуля ЦП 0600 (65536 двухбайтовых слов) при использовании пакета стандартных подпрограмм на языке С занимает около 30 секунд. Для убыстрения этого процесса разработаны inline-вставки ассемблеровского кода в С-программы. С их помощью чтение всей памяти ЦП 0600 производится за несколько секунд. Чтение данных измерений из устройств, подключенных к магистрали КОП (например, цифровые запоминающие осциллографы типа С9-8), осуществляется по соответствующей подпрограмме, аналогичной подпрограмме чтения данных из памяти ЦП 0600.

В течение нескольких лет ИИС успешно эксплуатируется на стендах отдела механики быстротекущих процессов при выполнении экспериментальных исследований и имеет следующие основные технические характеристики:

- диапазон измеряемых токов в электрогазодинамических установках, кА.....до 500,0
- диапазон измеряемых напряжений, кВ...до 10,0
- диапазон измеряемых давлений газа, кбар.....до 10,0

- диапазон измеряемых скоростей метания элементов, км/с до 10,0

Разработанное программное обеспечение ИИС позволяет производить подготовку аппаратуры КАМАК к опыту (тестирование памяти, программирование режимов работы), а после окончания опыта осуществлять поиск нужной информации и ее запись в файле на диске.

Большой объем памяти используемых АЦП в большинстве практически важных случаев снимает проблему синхронного запуска регистрирующих приборов, т.к. позволяет записывать разнородные сигналы с единой временной координатой в режиме запуска "от кнопки".

Программное обеспечение следующего уровня предназначено для обработки записанной информации, в том числе визуализации, печати протокола эксперимента, установления характерных значений параметров в зависимости от содержания проведенного эксперимента, численного дифференцирования и интегрирования и т.п., а также, в ряде случаев, идентификации разрабатываемых математических моделей.

Цифровой характер получаемой в эксперименте информации позволил разработать ряд оригинальных методик идентификации физических закономерностей, в том числе:

- интегро-дифференциальный метод определения законов горения и газообразования зерновых образцов твердого топлива в условиях постоянного объема;
- методика установления закона газообразования конденсированных систем в баллистических установках;
- методики определения электротехнических характеристик некоторых сильноточных рядных цепей.

Некоторые из этих методик описываются в докладах, представленных сотрудниками института на настоящей конференции.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОЙ БИГАРМОНИКИ, РЕЗОНАНСНОЙ СПИНОВЫМ ЧАСТОТАМ, С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ

Еньшин А.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина 36
тел. (3822) 410191, факс (3822) 410347

Результаты экспериментов с He-Ne-лазером, генерирующим бигармонику с разностной частотой $5 \cdot 10^8$ Гц, представлены в работах [1, 2] в виде двумерных спектрограмм состоящих из сплошных горизонтальных линий, расположенных симметрично относительно некой центральной линии. В данной работе разностная частота бигармоники составляет примерно $0,6 \cdot 10^{11}$ Гц. Для ее получения используется 2-я гармоника Nd-лазера с энергoвременными характеристиками светового импульса (30-50) мДж и $3 \cdot 10^{-8}$ с. Исследования проводились в воздухе при комнатной температуре и атмосферном давлении на стенде [3] по фотографической «поляритонной» методике [4], адаптированной к особенностям нашего эксперимента. Сущность ее заключается в следующем. Луч лазера направляется по центру входной щели S спектрального прибора и фокусируется с высокой точностью в плоскости этой щели. Реагирующей средой является воздух, находящийся в фокальном объеме линзы, используемой для фокусировки луча. Поперечные размеры объема определяются размером фокального пятна линзы, продольные - расстоянием между сечениями по обе стороны от плоскости щели, в которых напряженность электрического поля световой волны превышает некоторое пороговое значение. Геометрия рассеяния в фокальном объеме воздуха при исследовании КР света на поляритонах представлена на рис.1.

Здесь K_i ($i = l, s, p$) - волновые векторы возбуждающего, рассеянного излучений и поляритона.



Рис. 1

Из рис 1 следует, что K_p , K_l и угол рассеяния φ связаны соотношением

$$\varphi = \frac{K_p}{K_l}, \quad (1)$$

т.е. рассеяное излучение распространяется в приборе в пространстве, ограниченном поверхностью конуса, вершина которого сходится в центре входной щели, а ось наклонена под углом φ к направлению распространения возбуждающего излучения, которому соответствует угол $\varphi = 0$. Далее излучение коллимируется и направляется на дифракционную решетку. Итоговая картина протекающих в фокальном объеме процессов рассеяния фотографируется. Результаты эксперимента представлены на рис.2 в виде двумерной спектрограммы - по углу рассеяния φ и волновому вектору K или длинам волн. Иначе, на спектрограмме получается двумерная развертка изображения щели S прибора - по вертикали, вдоль направления штрихов решетки, и горизонтали, поперек направления штрихов решетки.

Спектрограмма состоит из семи сплошных горизонтальных линий, пронумерованных цифрами ± 0 , ± 1 , ± 2 и ± 3 . Знаки плюс (+) и минус (-) перед номерами линий обозначают стоксово и антистоксово рассеяния соответственно. Линии ± 1 , ± 2 и ± 3 рас-

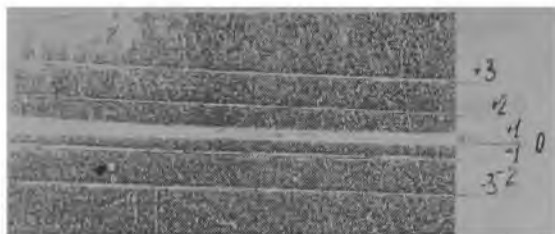


Рис.2

положены симметрично относительно центральной ± 0 ($\varphi = 0$) и наблюдаются из центра входной щели под углами φ , определяемыми из соотношения

$$\varphi = \frac{h}{F}, \quad (2)$$

где h - удаление линии от центральной; F - фокусное расстояние камерного объектива спектрографа. Из (2) по измеренным h с учетом увеличения прибора в один крат и $F = 1000$ мм углы φ оказались равными: $\pm 10^{-4}$ рад; $0,67 \cdot 10^{-3}$ рад и $1,65 \cdot 10^{-3}$ соответственно. Далее из (1) по известным φ и K_l ($\lambda_l = 527,5$ нм, $K_l = \frac{2\pi}{\lambda_l} = 119052$ см $^{-1}$)

определяются величины волновых векторов K_p и частот $\nu_p = \frac{K_p}{2\pi}$ поляритонов, образующихся при взаимодействии газовых молекул и бигармоники. Ряд значений частот ν_p , получающихся при обработке спектрограммы рис.2, выглядит следующим образом:

$$0,01 \text{ см}^{-1}; 1,90 \text{ см}^{-1}; 12,68 \text{ см}^{-1}; 31,28 \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

Заметим, что величины ряда (3) соответствуют энергиям сверхтонкого и тонкого расщепления уровней и вращательной энергии молекул. Самые яркие линии на спектрограмме обозначены цифрами ± 1 . Им

соответствует частота поляритонов $\nu_p = 1,90$ см или $\pm 0,6 \cdot 10^{11}$ Гц, т.е. разностная частота бигармоники.

Относительно формы зарегистрированных линий заметим следующее. Сплошные горизонтальные линии на графике дисперсии $\omega(K)$ при учете взаимодействия между фотонами и дипольно-активными оптическими фононами соответствуют случаю продольных оптических колебаний E/K , частоты которых ω определяются дисперсионным соотношением [5]:

$$\omega^2 = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} \omega_0^2 = \omega_\alpha^2, \quad (4)$$

где ω_α , ω_0 - частоты оптического фонона и дипольно-активного колебания; ϵ_0 , ϵ_∞ - диэлектрические постоянные среды для низких и оптических частот.

Результаты эксперимента достаточно хорошо укладываются в рамки теории последовательно протекающих (каскадных) трехфотонных процессов: с образованием поляритонов частоты $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ в поле двух лазерных волн ω_1 и ω_2 , и комбинационным рассеянием пробной волны ω_l (в качестве ω_l можно ω_1 или ω_2) с генерацией волны на частоте $\omega_s = \omega_l \pm \omega_p$ [4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еньшин А.В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т.8. №4. С.532-539.
2. Еньшин А.В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т.8. №5. С.701-705.
3. Еньшин А.В. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т.7. №10. С.1415-1419.
4. Поливанов Ю.Н. // УФН, 1978. Т. 126, вып.2. С. 185-233.
5. Бори М., Кунь Х. Динамическая теория кристаллических решеток; Под ред. И.М. Лифшица. М.: ИЛ, 1958. 488 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВОЙ БИГАРМОНИКИ С АТОМАМИ МЕТАЛЛОВ ПЕРЕХОДНОЙ ГРУППЫ

Еньшин А.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410191, факс (3822) 410347

Известно [1], что корреляция движения спинов (магнитных моментов) частиц газовой парамагнитной среды (поляризация частиц по спину) является предпосылкой для проявления в ней макроскопических квантовых эффектов. Например, появления спиновых волн.

В [2] показано, что существование спиновых волн в спин-поляризованных газах означает наличие в системе дополнительной ветви возбуждений, связанной со спином, - бозевской. В этом случае существует прямой обменный механизм неупругого рассеяния частиц на тепловых флуктуациях поперечной намагниченности, сопровождающийся переворотом спина рассеиваемой частицы и испусканием или поглощением коллективной спиновой волны - магнона. Сечение такого процесса рассеяния оказывается порядка обычного газокинетического для упругого рассеяния частиц друг на друге, а в некоторых случаях значительно превосходит его. Аналогичные, необычайно высокие, сечения рассеяния характерны и для исследуемых нами процессов в экспериментах с парами металлов переходной группы. Атомы элементов этой группы обладают ненулевым электронным спином. Исследовались расходимость, пространственная когерентность, спектральный состав, интенсивность линий рассеянного излучения, а также его физическая природа.

Эксперименты проводились с парами железа, никеля, кобальта, титана и "нейтрального" алюминия. Использовался лазер типа ОГМ-40, который излучал две продольные моды (бигармонику), разность частот которых после преобразования во вторую гармонику составляет примерно $0,6 \cdot 10^{11}$ Гц, а энергия излучения и продолжительность светового импульса (30-50) мДж и $3 \cdot 10^{-8}$ с. Схема установки представлена на рис.1 и функционирует следующим образом.

Излучение лазера 1 фокусируется линзой 2 ($f = 150$ мм) на поверхность металлической мишени 3, в качестве которой используется стандартная щель спектрального прибора, ножи которой изготавливаются из исследуемого металла. Ширина

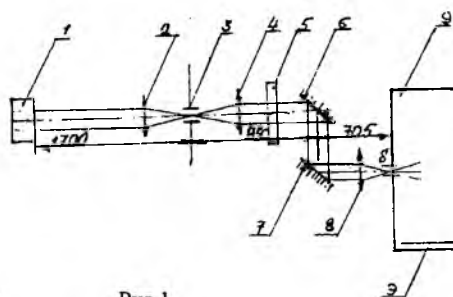


Рис.1

щели-мишени устанавливается несколько меньшего размера фокального пятна линзы 2. Поэтому при облучении мишени происходит испарение вещества с контактной поверхности и образование плазменной короны (факела), которая частично или полностью перекрывает щель. Далее фокальное пятно линзы 2 проецируется объективами 4 и 8 на входную щель 5 спектрального прибора 9. Непровзаимодействующее излучение лазера и видимая часть рассеянного излучения отсекаются светофильтром 6 (УФС-1 толщиной 5 мм).

Спектрограммы регистрируются на фотопластинку и обрабатываются по стандартной методике. Особенность эксперимента состоит в том, что ширина 5 входной щели прибора устанавливалась несколько большей размера фокального пятна линзы 8, и поэтому на фотопластинку регистрировался линейчатый спектр в виде "круглых" пятен. Спектрограмма для железа - в диапазоне 200-360 нм представлены на рис.2.

Обработка спектрограмм и идентификация линий с табличными данными позволяют заклю-

чить, что зарегистрированные спектры соответствуют спектрам излучения нейтральных атомов и ионов исследуемых металлов переходной группы.

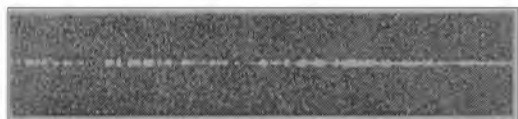


Рис.2

Особо отметим, что для получения нормально экспонированных спектрограмм оказалось достаточным нескольких лазерных вспышек, что соответствует временам экспозиции порядка десятых долей микро-секунды. Заметим также, что в экспериментах с алюминием, атомы которого имеют нулевой электронный спин, никаких спектров зарегистрировать не удалось.

Для оценки расходимости излучения использован метод фокального пятна [3], предполагающий применение соотношения

$$\Theta = \frac{d}{F}, \quad (1)$$

где Θ - полная ширина расходимости; d - диаметр "круглого" пятна по уровню $1/e$ для интенсивности; F - фокусное расстояние объектива прибора, "наведенного на бесконечность".

В нашем эксперименте $F = 1000$ мм, а величины d на спектрограммах рис.2 имеют значения 0,2-0,5 мм. Поэтому соответствующие оценки Θ по (1) характеризуются величинами 0,2-0,5 мрад. Пространственная когерентность рассеянного излучения оценивалась по формуле [3]:

$$d = \frac{0,16}{\Theta}, \quad (2)$$

где d - размер площадки, освещаемой почти когерентно (степень когерентности $\gamma = 0,88$) источником света с длиной волны λ и угловой расходимостью Θ .

Подставляя в (2) Θ и λ , определенные в эксперименте, получаем минимальную оценку пространственной когерентности. Она оказалась равной примерно 0,1 мм и совпадает по порядку величин с размером круглых пятен на спектрограмме рис.2. Оценим яркость или интенсивность линий на этой спектрограмме. Известно, что плотность почернения фотопластинки зависит от упавшей на нее лучистой энергии H , определяемой соотношением

$$H = E \cdot t, \quad (3)$$

где E - освещенность поверхности (Вт/см²); t - время экспозиции (с).

E в (3) пропорциональна яркости B (Вт/(см²·стер)) входной щели S спектрографа, или интенсивности I (Вт/см²) излучения источника света, т.е.

$$H \sim B \cdot t \sim I \cdot t. \quad (4)$$

В прикладной спектроскопии для получения необходимых плотностей почернения требуются времена t порядка секунд и десятков секунд [4]. В нашем эксперименте, как отмечалось ранее, они имели величины порядка 10^{-6} с. Из (3) и (4) видно, что для достижения упомянутых плотностей почернения при таких временах экспозиции необходимо, чтобы величины E , B и I на много порядков превосходили аналогичные характеристики для упомянутых некогерентных источников света.

Автору известен только один тип источников, удовлетворяющих перечисленным требованиям, - это лазеры. Только лазерные источники света могут создавать интенсивности излучения в узком спектральном диапазоне, достаточные для получения нормально экспонированных спектрограмм за времена порядка микро-секунды. Малая расходимость обнаруженного излучения, его высокая пространственная когерентность и направленность также свидетельствуют о его лазерной природе. Поэтому экспериментальную установку на рис.1 можно рассматривать как аналог безрезонаторного многочастотного лазера, в котором активной средой являются атомы металлов переходной группы, а оптической накачкой - световая бигармоника с разностной частотой $\sim 10^{11}$ Гц [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башкин Е.П. // УФН. 1986. Т. 148. Вып.3. С.433-471.
2. Башкин Е.П. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.49. Вып.6. С.320--322.
3. Хирд Г. Измерение лазерных параметров /Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 539 с.
4. Нагибин И.М., Прокофьев В.К. Спектральные приборы и техника спектроскопии. Л.: Машиностроение, 1967. 324 с.
5. Еньшин А.В. Патент № 2030826 на изобретение: "Способ преобразования лазерного излучения." Оpubл. 10.03.95 г. Бюл. №7.

ЛЕГКОГАЗОВЫЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ВЫВОДА В КОСМОС КАПСУЛ С РАДИОАКТИВНЫМИ ОТХОДАМИ

Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Синяев С.В.

Томский государственный университет

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете.

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822)410138, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@nupmm.tsu.tomsk.su

За рубежом, преимущественно в США, уже давно разрабатываются средства высокоскоростного метания, которые можно было бы использовать для начального ускорения аппаратов, выводимых на околоземные орбиты. Оценки, проведенные учеными Ливерморской лаборатории (США), показали, что стоимость доставки одного килограмма груза на орбиту космическим кораблем сейчас обходится в 40 раз дороже, чем доставка такого же груза в будущем при помощи средств высокоскоростного метания. К настоящему времени опубликовано значительное число работ по различным схемам электромагнитных пушек, где приведены расчеты процесса ускорения снаряда до космических скоростей. Но электромагнитные средства метания более приспособлены для ускорения малых тел, а для ускорения достаточно крупных вряд ли, по нашему мнению, в ближайшие 20 лет выдержат конкуренцию с легкогазовыми установками.

В Ливерморской лаборатории [1] разработан проект гигантской легкогазовой пушки для ускорения снарядов до скоростей 6 км/с, строительство которой предполагалось по начальному плану в 1997 году. Из [2] известно, что ученым этой лаборатории удалось реализовать только первый из четырех этапов проекта: изготовить самую большую к настоящему времени легкогазовую установку и разогнать в ней снаряд массой 5 кг до скорости 4 км/с.

В излагаемом ниже проекте предлагается провести теоретическую проработку возможности непосредственного вывода в космос легкогазовыми баллистическими системами специальных капсул с радиоактивными отходами (РО). Вывод капсул ракетами не только дорог, но и недостаточно надежен, а каждый старт оказывает негативное воздействие на окружающую среду. Предлагаемый альтернативный способ вывода капсул в космос с грузом, способным выдержать большие ускорения, свободен от перечисленных выше недостатков.

Известно, что недалеко от г. Томска, как и в некоторых других районах России, сосредоточено такое большое количество РО, что создается угроза физическому существованию местных жителей, так как в настоящее время нет полностью гарантированных безаварийных способов их хранения. Чтобы восстановить безопасную среду обитания, отходы с полигонов хранения придется удалять. Однако на Земле нет таких мест, население которых согласилось бы на создание на своей территории новых ра-

диоактивных свалок. Остается, как предсказывал еще акад. А.Ф. Иоффе, только возможность размещения РО в космосе, куда твердые радиоактивные отходы можно выводить в специальных капсулах. Это и послужило побуждающим мотивом работы над проектом.

Таким образом, Томск стоит перед выбором: либо так или иначе усовершенствовать уже применяемые способы хранения РО, затрачивая большие средства, но по существу не решая проблему, либо искать и разрабатывать принципиально новые подходы, открывающие перспективу кардинального решения проблемы. Теоретическая проработка именно такого подхода и предлагается в данной работе.

Важнейшей частью проекта является предлагаемая нами схема легкогазовой системы, которая имеет значительные отличия от существующих легкогазовых установок. Два (вместо одного) поршневых канала, направленные навстречу друг другу, позволяют избежать использования противовесов. Одновременный разгон поршней в каналах с помощью рельсовых электродинамических ускорителей вместо пороховых ступеней, дает возможность организовать оперативно управляемый оптимальный режим. Имеется еще ряд отличительных признаков: ударно-волновой подогрев легкого газа, узел стыковки поршневых каналов с баллистическим, а также другие преимущества. Существенным моментом является конструкция, состоящая из поддона и капсулы, ее взаимодействие с баллистическим стволом, а также взаимодействие капсулы на начальном участке траектории с земной атмосферой. В зависимости от вида траектории последнее взаимодействие будет продолжаться всего несколько секунд.

Накопленный при разработке теории средств высокоскоростного метания многолетний опыт позволяет надеяться на успех. Так, для разработанной нами в 1978-1980 гг. крупнокалиберной легкогазовой баллистической установки, имеющей существенно меньшие габариты, чем американская, (она только по длине в три раза ее короче), для тела массой 2 кг проектная скорость составляет 6 км/с. Позднее была предложена новая легкогазовая система с подгоном снаряда в стволе с целью использования ее в качестве устройства для прямого вывода в космос малых тел [3]. Сложность процессов, происходящих в баллистических установках, требует более тщательного предварительного теоретического исследования баллистических схем метания. И в

первую очередь это относится к разработке математических моделей метания, которые должны наиболее точно отражать реальный процесс выстрела из конкретной установки. А это требует применения методов механики сплошных сред и особенно методов нестационарной газовой динамики, что математически сводится к исследованию систем уравнений в частных производных со сложными краевыми условиями.

На первом этапе рассмотрена предложенная нами Т-образная схема легкогазовой установки с новым узлом стыковки двух поршневых каналов с баллистическим стволом. Математическое моделирование процесса работы такой системы позволяет теоретически показать преимущество ее перед известными схемами метания. В этой же схеме предлагается использовать ударно-волновой подогрев легкого газа с целью увеличения скорости метания капсулы. Достоверность полученных результатов работы отдельных узлов установки проверена на решениях, полученных другими методами.

Теоретические исследования существенно осложняются еще и тем, что в области потока газа могут возникать и распространяться сильные ударные волны, что предъявляет особые требования к численным методам расчета. Для интегрирования исходных систем уравнений применены различные схемы, обладающие, кроме аппроксимации и устойчивости, дополнительными свойствами. Применение методов нелинейного программирования позволяет определить заданную дульную скорость капсулы при ограничениях на показатели самого процесса метания.

Общий план работ на весь срок выполнения проекта:

1. Разработка математической модели Т-образной легкогазовой системы с ударно-волновым подогревом легкого газа: выбор схемного решения для блока управления и синхронизации процесса ускорения.

2. Построение математической модели турбулентного неизотермического течения газа в канале со сложной границей с использованием как двухпараметрических моделей турбулентности, так и моделей с транспортными уравнениями для компонент тензора напряжений Рейнольдса и потоков тепла.

3. Разработка пространственной математической модели электродинамического управления процессами ускорения, сжатия и разогрева рабочего газа в каналах легкогазовой системы.

4. Разработка универсальной численной методики сквозного решения задач о существенно нестационарных пространственных течениях, включающих многопараметрические модели турбулентного переноса импульса и тепла.

5. Построение разностных схем с положительно определенными матрицами для сквозного расчета нестационарных уравнений газовой динамики с одной, двумя и тремя пространственными координатами.

6. Обоснование и разработка алгоритма расчета параметров газа в узле стыковки трех каналов, расположенных под углом друг к другу.

7. Применение метода Ψ - преобразования с разрывными функциями штрафа для поиска глобально экстремума многомерных функций, описывающих процессы в легкогазовых системах.

8. Разработка и выбор конструкции сборки, состоящей из поддона и капсулы.

9. Создание теоретических основ баллистического проектирования Т-образной легкогазовой системы для надежного вывода в космос капсул с радиоактивными отходами.

В ближайшее время будут получены следующие результаты:

1. Теоретическое обоснование модели процесса выстрела из новой Т-образной легкогазовой баллистической установки с учетом реальных свойств рабочего газа, взаимодействия поршней и поддона с поверхностями стволов.

2. Реализация компьютерной модели расчета Т-образной легкогазовой системы и обоснование преимущества выбранной схемы метания.

3. Сравнительный анализ отдельных узлов предложенной легкогазовой системы с имеющимися теоретическими и экспериментальными результатами для крупнокалиберной легкогазовой установки.

4. Проведение для заданных значений массы метаемого тела и диаметров баллистического и поршневых каналов параметрического исследования легкогазовой системы по группе определяющих параметров.

Так как определение оптимальных параметров предложенных легкогазовых систем в конечном счете должно быть сведено к случайному перебору вариантов, а число существенных входных параметров довольно велико, то, чтобы решить задачу за приемлемое время, при математическом моделировании не обойтись без упрощающих предположений, даже учитывая современный уровень развития вычислительной техники. Конечно, все такие предположения должны быть математически обоснованы, для чего будут решены модельные задачи в строгой постановке (см. разделы 2-4 общего плана работ).

Используя часть подходов, изложенных в [4], предварительно проведены расчеты, позволяющие оценить решения некоторых сформулированных в проекте задач. Полученные результаты дают основание для продолжения работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aviation Week and Space Technology, 1990. Vol.133, N4. P.78-79.
2. Пилогин Н.Н., Лешевский В.В. Начинается пушечная космонавтика// Поиск, 1988, №1-2. 11 с.
3. Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Оптимальное ускорение тела ударными волнами в канале газодинамической метательной системы: Анн. докл. 6-го Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. Ташкент, 1986. С.363-364.
4. Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989. 256с.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ

Жолобов В. В., Иванова И. А., Ищенко А. Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) +10722, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Рассматривается процесс воспламенения зернистого слоя, состоящего из гранул унитарного топлива, помещенного в цилиндрическую камеру переменного сечения. По оси симметрии камеры расположен металлический стержень (рис. 1).

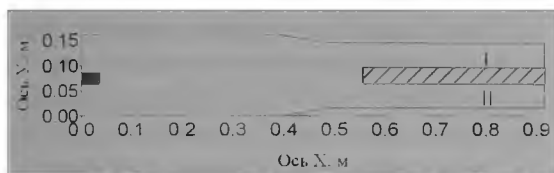


Рис. 1

Зажигание осуществляется с левого торца камеры под воздействием высокотемпературных продуктов срабатывания воспламенительного устройства, соосного камере. До настоящего времени при математическом моделировании подобных процессов предполагается симметрия относительно продольной оси. Однако появление экспериментальных данных о наличии перепада давления в плоскости поперечного сечения камеры (приводящего к разрушению стержня) потребовало оценки возможных причин нарушения симметричности процесса. В качестве таких причин могут выступать неоднородное распределение гранул топлива, несимметричность геометрии стержня, нарушение соосности размещения воспламенительного устройства, зависимость пористости от направления и др. Перечисленные эффекты могут быть естественным образом описаны в рамках пространственной постановки задачи для двухскоростной модели механики сплошных сред [1], дополненной способом определения начала межфазного массообмена. Учитывая трудности расчета пространственных задач, оценка влияния причин, приводящих к несимметричным эффектам, проводится на основе решения плоской двумерной задачи, имитирующей условия реального процесса. Система газодинамических уравнений и замыкающие соотношения аналогичны [2]. Для определения времени воспламенения как функции координат используется уравнение зажигания с критерием воспламенения по

методу М. Э. Аверсона, В. В. Барзыкина, А. Г. Мержанова [3].

Рассматривается модельная задача, в которой предполагается наличие непроницаемого выступа в верхней части плоского стержня, имитирующего асимметричность его геометрии (рис. 2). В качестве базовых, дающих максимальные значения поперечного перепада давления, принимаются варианты при отсутствии массообмена между верхней (I) и нижней (II) расчетными областями в зоне расположения стержня. При имитации поперечного массообмена стержень считается проницаемым с порами, ориентированными перпендикулярно оси X. Граничные условия соответствуют тонкой перфорированной стенке, что обеспечивает непрерывность осевой составляющей скорости. Учет поперечного обмена газовой фазой приводит к менее выраженным перепадам при сохранении общего характера кривых. Результаты расчета одного из базовых вариантов представлены на рис. 2, где показано положение фронта воспламенения в различные моменты времени.

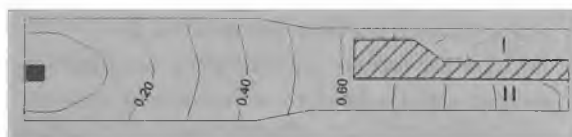


Рис. 2

Рис. 2 иллюстрирует затрудненность прохождения пламени в области I, приводящую к более быстрому нарастанию давления в области II. На рис. 3 приведена зависимость перепада давления $\Delta P = P_I - P_{II}$ от времени в трех фиксированных сечениях по оси X (кривая 1 соответствует сечению $x=0,5$ м, 2 – $x=0,6$ м, 3 – $x=0,9$ м) по периферии слоя.

Таким образом, рассмотренный выше вариант показывает принципиальную возможность возникновения перепада давления в поперечном направлении за счет различий в условиях воспламенения, являющихся следствием несимметричности хвостов

вого оперения. Вероятной причиной, приводящей к существенному усилению этого эффекта, является несимметричность воспламенения зернистого слоя. Как показывают параметрические расчеты, в случае изотропного слоя начальные флуктуации затухают и при подходе к стержню фронт пламени незначительно отличается от плоского (рис. 4).

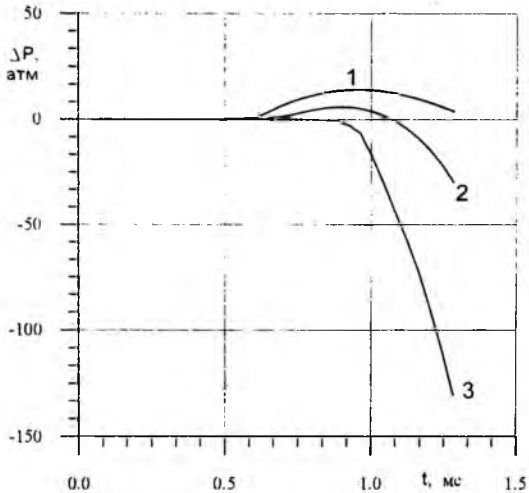


Рис. 3

В случае ортотропного пористого слоя уже сама его структура способствует сохранению и развитию несимметричного воспламенения. Для описания течения в таких средах используется структурная модель порового пространства с двойной пористостью, имитирующая пакет цилиндрических трубок одинакового радиуса. Соответствующая система уравнений является обобщением соотношений, приведенных в работе [2] и в силу громоздкости здесь не приводится.

При параметрических расчетах, имитирующих процесс несимметричного воспламенения ортотропного пористого слоя унитарного топлива, также рассматривается плоская задача эволюции начального профиля фронта пламени. Стержень предполагается проницаемым для газовой фазы с эквивалентной пористостью, равной поперечной просветности слоя. Предварительные расчеты показали возможность как усиления, так и ослабления влияния геометрии оперения. При этом наблюдается значительная неодновременность во времени воспламенения расчетных областей. Поскольку рассматриваемый случай характеризуется фильтрационным режимом распространения фронта пламени, происходит более плавный и длительный прогрев конденсированной фазы к моменту воспламенения. В отличие от ударно-волнового механизма, характерного для зернистых слоев, при режиме опережающей фильтрации стано-

вится существенной зависимость линейной скорости горения от профиля температуры, сформированного на момент воспламенения. Учет эффекта ускоренного сгорания поверхностных слоев топлива до установления стационарного горения после воспламенения проводится по зависимостям, полученным в работе [4]. Это, в свою очередь, усугубляет эффект несимметричности инициирования и геометрии оперения.

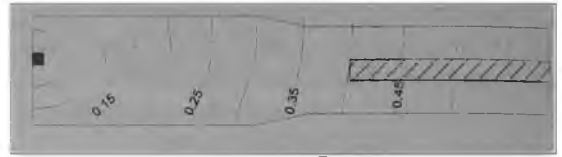


Рис. 4

Таким образом, для расчета количественных закономерностей необходим учет профиля начальной температуры топлива на момент воспламенения, что наиболее существенно для топливных элементов, находящихся под секторами. Формирование этого профиля, в свою очередь, зависит также от условий теплообмена с оперением и стержнем. В заключение следует отметить, что в данной работе рассматривается имитационное моделирование, дающее некоторые оценки на уровне тенденций. Полный количественный расчет реального процесса возможен в рамках пространственной постановки исходной задачи, которая может быть осуществлена на основе соотношений, приведенных в [2, 4].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. // Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336с.
2. Жолобов В.В., Костылева И.А. О приближенном расчете осесимметричных движений запыленного газа в пористой среде, состоящей из монодисперсных гранул // Аэрогазодинамика. Томск: Изд-во ТГУ, 1987. С.62-69.
3. Аверсон А.Э., Барзыкин В.В., Мержанов А.Г. Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания. // Докл. АН СССР. 1968. Т.178, №1. С. 131-134.
4. Ассовский И.Г., Лейпунский О.И. К расчету нестационарной скорости горения пороха при быстром подъеме давления // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258, № 6. С. 1386-1390.

СИСТЕМА АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РАСЧЕТА РАВНОВЕСНЫХ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПО УРАВНЕНИЮ ПЕНГА-РОБИНСОНА

Жолобов В.В., Тарновский Е.И.
Томский политехнический университет
634050, г.Томск, пр.Ленина,30

С необходимостью расчета фазовых превращений природных газов сталкиваются при проектировании и эксплуатации установок добычи газа, обустройства промыслов, при анализе процессов дальнего транспорта и т.п. Исследования фазовых превращений углеводородных смесей необходимы для таких промышленных процессов, как сепарационное отделение газа от конденсата, разделение газов при их охлаждении, сжижение, отбензинивание природного газа и т.д. Учет фазовых превращений легких углеводородных смесей нужен при построении гидродинамических моделей газоконденсатных и нефтегазоконденсатных месторождений. Имея данные о компонентном составе пластовой смеси, можно непосредственно рассчитать критическую температуру, точки кипения и росы, судить о типе залежи, расчетным путем определить положение границы контакта нефть - газ (ГНК), вода-нефть (ВНК), подсчитать покомпонентные запасы залежи.

Для решения вышеприведенных вопросов необходимо, чтобы математическое моделирование фазового состояния систем природных углеводородов включало следующие основные задачи:

1. Определение составов и количественного соотношения равновесных паровой и жидких фаз при заданном давлении, температуре и общем составе смеси.
2. Вычисление давления (температуры) насыщения (начала кипения) жидкой фазы заданного состава (например, пластовой нефти) при заданной температуре (давлении).
3. Расчет давления (температуры) начала конденсации (точки росы) в прямой и ретроградной области газовой фазы заданного состава при заданной температуре (давлении).
4. Изменение состава пластовой смеси по глубине залежи.

При использовании уравнений состояния решение данных задач осуществляется на основе классических положений термодинамики фазового равновесия многокомпонентных смесей и неоднократно рассмотрено в соответствующей литературе. В преобладающем большинстве эти работы ограничиваются рассмотрением только фазовых равновесий. При построении общей гидродинамической модели газоконденсатных месторождений к решению задач подобного типа приходится предъявлять специфические требования, связанные с эффективностью расчетного алгоритма для месторождения в целом.

В настоящее время в качестве уравнений состояния углеводородных смесей широко использу-

ются уравнения состояния ван-дер-ваальсовского типа. Наиболее удачные из большого количества имеющихся модификаций обсуждаются в [1]. В данной работе для решения перечисленных выше задач используется уравнение Пенга-Робинсона [2], имеющее для чистого вещества следующий вид:

$$P = RT / (V - b) - a / (V(V + b) + b(V - b))$$

$$a = a_c \alpha(T), \quad a_c = 0.4572 R^2 T_c^2 / P_c, \quad b = 0.073 RT_c / P_c,$$

$$\alpha(T) = \{ 1 + m [1 - (T/T_c)^{0.5}] \}^2,$$

$$m = 0.37464 + 1.54226 \omega - 0.26992 \omega^2,$$

$$\omega = 0.424 T_k \lg(10.2 P_c) / (1 - T_k) - 0.994,$$

$$T_k = T_r / T_c,$$

где P - давление, Па; T - абсолютная температура, К; V - мольный объем, м³/моль; R - универсальная газовая постоянная; ω - ацентрический фактор; T_b - температура кипения; индекс (с) приписывается параметрам в критической точке.

Для смесей применяются следующие комбинационные правила:

$$V_m = \sum \eta_i V_i, \quad a_m = \sum \sum \eta_i \eta_j a_{ij}, \quad a_{ij} = (1 - c_{ij})(a_i a_j)^{0.5},$$

η_i - условное обозначение мольной доли i -компонента газовой или жидкой фазы, c_{ij} - коэффициенты парного взаимодействия, значения которых для ряда индивидуальных углеводородов приведены в [3]. Выражение для летучести i -го компонента, необходимое для записи условий равновесия имеет вид [1]:

$$\ln f_i = \ln(\eta_i P) - \ln(z - B) + V_i(z - 1) / V_m - A [2 \sum \eta_i (1 - c_{ij})(a_i a_j)^{0.5} / a_m - V_i / V_m] \ln \{ [z + 2.41B] / [z - 0.41B] \}$$

$$A = a_m P / R^2 T^2, \quad B = V_m P / RT.$$

Коэффициент сжимаемости Z определяется из кубического уравнения:

$$z^3 - (1 - B)z^2 + (A - 3B^2 - 2B)z - (AB - B^2 - B^3) = 0.$$

При рассмотрении газовой фазы смеси выбирается максимальный действительный корень, а при рассмотрении жидкой фазы - минимальный действительный корень. Задачи первого типа в математическом плане сводятся к совместному решению системы уравнений, следующих из условий термодинамического равновесия, материального баланса между фазами и нормировки:

$$f_i = f_i^{(1)}, \quad f_i = f_i^{(2)}, \quad f_i = f_i^{(3)} \quad (i = 1, 2, \dots, N)$$

$$\eta_i = y_i W + x_i^{(1)} L^{(1)} + x_i^{(2)} L^{(2)} + x_i^{(3)} L^{(3)} \quad (1)$$

$$\sum y_i = 1, \quad \sum x_i^{(1)} = 1, \quad \sum x_i^{(2)} = 1, \quad \sum x_i^{(3)} = 1,$$

где $f_i, f_i^{(1)}, f_i^{(2)}, f_i^{(3)}$ - летучести i -компонента в равновесных паровой и жидких фазах (принято, что

таких фаз может быть три). $y_i, x_i^{(1)}, x_i^{(2)}, x_i^{(3)}, \eta_i$ - мольные доли i - компонента в газовой, жидких фазах и в смеси соответственно. $W, L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}$ - мольные доли общего количества вещества.

Решение системы (1), состоящей из $(4N+4)$ уравнений позволяет определить неизвестные $y_i, x_i^{(1)}, x_i^{(2)}, x_i^{(3)}, L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}, W$ при заданных давлении, температуре и мольном составе смеси.

В задачах второго типа заданными являются температура T (давление P) и мольный состав N -компонентной смеси η_1, \dots, η_N . Начало кипения определяется как равновесное парожидкостное состояние, при котором общий состав жидких фаз равен заданному составу смеси.

В отличие от (1) смесь не может находиться в паровом состоянии и определяющая система уравнений имеет вид

$$f_i = f_i^{(1)}, \quad f_i = f_i^{(2)}, \quad f_i = f_i^{(3)} \quad (i=1, 2, \dots, N),$$

$$\eta_i = x_i^{(1)}L^{(1)} + x_i^{(2)}L^{(2)} + x_i^{(3)}L^{(3)}, \quad (2)$$

$$\sum y_i = 1, \quad \sum x_i^{(1)} = 1, \quad \sum x_i^{(2)} = 1, \quad \sum x_i^{(3)} = 1.$$

Решение системы (2), состоящей из $(4N+4)$ уравнений, позволяет определить значения $P, (T), y_i, x_i^{(1)}, x_i^{(2)}, x_i^{(3)}, L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}$. Для построения итерационного процесса система разбивается на две подсистемы, из которых сначала определяются мольные концентрации компонент в жидких, а затем паровой фазах при фиксированном давлении (температуре). Началом кипения считаются те значения давления (температуры), которые обеспечивают выполнение критерия насыщенности.

В задаче третьего типа состав паровой фазы равен заданному составу смеси, которая не может находиться в жидком состоянии, а начало конденсации определяется как равновесное парожидкостное состояние. В соответствии с этим смесь описывается следующей системой уравнений:

$$f_i = f_i^{(*)} \quad (i=1, 2, \dots, N),$$

$$\sum x_i = 1. \quad (3)$$

Система (3) из $(N+1)$ уравнений позволяет определить $N+1$ неизвестных $P, (T), x_1, x_2, \dots, x_N$. x_i ($i=1, \dots, N$) состав в начале образования равновесной жидкой фазы. На каждой итерации достаточно рассчитать значения $\sum \eta_i / K_i$ и сравнить с 1. Если эта величина больше 1, то искомое давление (температура) выше (ниже), чем на данной итерации, в противоположном случае наоборот.

В задачах четвертого типа предполагается, что залежь изолирована и во всем ее объеме установилось термодинамическое равновесие. Летучесть с учетом выражения для химического потенциала в гравитационном поле записывается следующим образом:

$$f_i(h) = f_i(h_0) \exp \{ M_i g / (R^* * (h/T(h) - h_0/T(h_0))) \}, \quad (4)$$

$f_i(h), f_i(h_0)$ - летучесть на глубине h и h_0 соответственно. M_i - молекулярная масса i - компонента. g - ускорение свободного падения на глубине h_0 . $T(h)$ - температурный профиль по мощности зале-

жи. Таким образом, если известен компонентный состав смеси y_1, \dots, y_N и давление P на глубине h_0 , то по ним можно вычислить летучести $f_i(h_0)$ на этой глубине. Для расчета мольных долей и давления на произвольной глубине h из (4) и условия нормировки следует

$$f_i(y_1(h), y_2(h), \dots, y_N(h), P(h)) = C_i(h), \quad \sum y_i = 1, \quad (5)$$

$$C_i(h) = f_i(h_0) \exp \{ M_i g / (R^* (h/T(h) - h_0/T(h_0))) \}.$$

При вычислении глубины границы ГНК используется модификация приема, предложенного в [4]. Для этого определяется состав жидкости равновесно сосуществующей с паром состава $y_1(h^*), y_2(h^*), \dots, y_N(h^*)$ и глубина h^* , на которой это равновесие возможно. Условия термодинамического равновесия и нормировки в данном случае принимают вид:

$$f_i(y_1(h), y_2(h), \dots, y_N(h), P(h)) = C_i(h),$$

$$f_i^{(1)}(x_1(h), x_2(h), \dots, x_N(h), P(h)) = C_i(h), \quad (6)$$

$$\sum y_i = 1, \quad \sum x_i = 1, \quad (i=1, \dots, N).$$

Решение системы (6), состоящей из $(2N+2)$ уравнений, позволяет по пробе газа, взятой с некоторой глубины h_0 , определить положение h^* ГНК, давление P , компонентный состав газа $y_1(h^*), y_2(h^*), \dots, y_N(h^*)$ и пластовой жидкости $x_1(h^*), x_2(h^*), \dots, x_N(h^*)$. Если проба газа содержит пары воды, то аналогичным образом может быть вычислено положение ВНК, что дает возможность прогноза запасов нефтяной оторочки. Следует отметить, что для месторождений, процессы формирования которых не закончены, соотношения (5), (6) не справедливы.

Нелинейные системы имеют несколько решений, число которых равно порядку системы. Корни рассматриваемых систем представляют концентрации компонентов смеси, поэтому в силу единственности термодинамически равновесного состояния истинным будет только то решение, в котором выполняется условие $0 < x_i^{(i)} < 1, 0 < y_i < 1$. В данной работе эти условия выполняются автоматически путем введения новых независимых переменных, в качестве которых выступают логарифмы мольных долей компонентов. Для расчета задач (1)-(6) используется комбинация метода последовательных приближений с многомерным методом Ньютона. Тестовые расчеты задачи (1) показали удовлетворительное согласование с экспериментальными данными и расчетами других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баталин О.Ю., Брусиловский А.И., Захаров М.Ю. Фазовые равновесия в системах природных углеводородов. М.: Недра, 1992. 271с.
2. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of State // Ind. End. Chem. Fundam. 1976. Vol. 15. №1. P. 59-64.
3. Oellrich L., Plocker U., Prausnitz J.M., Knapp H. Equation-of-state methods for computing phase equilibria and endhalpis// International Chemical Engineering. 1981. №1. P. 1-16.
4. Прогнозирование состава пластовой смеси и давления по глубине залежи / Баталин О.Ю., Брусиловский А.И., Вафин Н.Г. и др.// Нефте-промышленное дело. 1984. №10. С. 9-11.

О МЕХАНИЗМЕ ДВУХСТАДИЙНОГО ГОРЕНИЯ УЛЬТРАДИСПЕРСНОГО АЛЮМИНИЯ НА ВОЗДУХЕ

Ильин А.П., Громов А.А., Ан В.В.

НИИ высоких напряжений Томского политехнического университета

634050, г. Томск, пр. Ленина, 2а

тел. (3822) 419101, факс (3822) 417177

E-mail: admin@admin.lvri.tpu.edu.ru

Изучение промышленного порошкообразного алюминия показало, что с увеличением его дисперсности снижается содержание металлической составляющей, уменьшается насыпная плотность и температура начала окисления ($T_{но}$) при увеличении степени превращения алюминия в оксиды [1]. Вместе с тем даже для порошка АСД-6 (среднеповерхностный диаметр частиц $a_s=1+2$ мкм) $T_{но}$ превышает температуру плавления металлического алюминия (660°C), т.е. снижение дисперсности от 100 мкм (АСД-1) до ~ 1 мкм не приводит к резкому изменению свойств порошков. Дальнейшее повышение дисперсности алюминия сопровождается появлением от серой до темно-серой и черной окраски ($a_s \sim 0,1$ мкм). В работе изучены высокодисперсные порошки алюминия, полученные с помощью электрического взрыва металлических проволочек в газовых средах [2], что несомненно придало свою специфику свойствам частицам и порошкам, сформированным в экстремальных условиях ($t \geq 10^4$ К, $V_{exp} \geq 10^8$ К). Реакционная способность (РС) веществ в высокодисперсном состоянии отличается от РС в массивном состоянии и обусловлена спецификой самого состояния. Доля поверхностных атомов, обладающих особыми свойствами, для частиц дисперсностью 0,1 мкм возрастает до нескольких процентов [3]. При взаимодействии частица не может обеспечить эффективный теплоотвод как это имеет место в случае массивного тела. Таким образом, при взаимодействии высокодисперсных систем изменяется теплофизический механизм как в отдельной частице, так и в объеме порошка. Реально существующие малые частицы обычно покрыты оксидно-гидрооксидными оболочками сложного состава. Наряду с аморфными фазами для них характерны высокотемпературные оксиды. За счет различного вида взаимодействий высокодисперсные порошки удерживают до 7-8% мас различных газов, причем значительные количества сосредотачиваются в их капиллярной структуре. И в случае получения порошков в экстремальных условиях происходит концентрирование примесей или в объеме, или в поверхностных слоях. На реакционную способность малых частиц влияет

изменение субструктурных характеристик основного вещества. Интегральной характеристикой кристаллического состояния вещества является его рентгеновская плотность. Согласно проведенным исследованиям малые частицы имеют переменную рентгеновскую плотность, то есть плотность, изменяющуюся по радиусу. Из-за неравновесного охлаждения частиц и сильно отличающегося мольного объема поверхностных соединений в малых частицах возникают внутренние механические напряжения. Анализ электронной структуры малых частиц показал, что в отличие от массивного состояния изменяется не только энергетическое положение электронных уровней, но и появляются дополнительные уровни. Изменение электрохимических характеристик частиц в неравновесных условиях достаточно велико и может превышать 0,6 В. Например, наночастицы меди по электрохимическим характеристикам, определяющим РС, соответствуют цинку в массивном состоянии. При нагревании или другом воздействии наблюдаются релаксационные процессы в частичках и в нанопорошках, сопровождающиеся выделением тепла и электромагнитного излучения. Полученные в определенных условиях нанопорошки способны запасать энергию, по величине превышающую стандартную для данного вещества теплоту плавления. При медленном пассивировании полученных порошков, согласно химическому анализу [4], содержание металлического алюминия в них составляет 88-94% мас. Для a_s от 0,08 до 0,20 мкм. Следует отметить, что их насыпная плотность при этом составляет от 0,1 до 0,3 г/см³. При относительно медленном нагревании небольших навесок ($\leq 1 \cdot 10^{-4}$ кг) на воздухе $T_{но}$ снижается $\sim 300^\circ\text{C}$, а степень превращения увеличивается до 80% отн. Характерной особенностью этого процесса является самопроизвольное быстрое повышение температуры до 2000°C , в несколько раз превышающей температуру нагревателя. Дальнейшее нагревание в условиях дериватографического анализа приводит ко второй менее интенсивной стадии окисления с $T_{но} \sim 800-900^\circ\text{C}$. Полное окисление алюминия, близкое 100%, происходит при $1100-1200^\circ\text{C}$. Сравнение площадей

дельных поверхностей ($S_{уд}$) исходного высокодисперсного алюминия и конечных продуктов окисления показало, что одновременно протекает процесс диспергирования. $S_{уд}$ возрастает в 3-4 раза. Это, вероятно, связано с недиффузионным механизмом окисления высокодисперсных порошков алюминия. Введение добавок редкоземельных элементов в состав АСД не дает высокого эффекта [5].

В отличие от промышленных порошков АСД, высокодисперсные порошки алюминия при иницировании нагретой нихромовой или вольфрамовой спиралью сгорают на воздухе без добавок окислителей в две стадии. Медленная стадия при $T \leq 1200^{\circ}\text{C}$ при определенных условиях сменяется быстрой стадией, сопровождающейся повышением T до $2200\text{--}2400^{\circ}\text{C}$ и ярким свечением. Анализ продуктов горения (рентгенофазовый и химический анализы) показал, что в них содержится нитрид алюминия в виде основной фазы с сопутствующими фазами α - и γ -оксидов алюминия, с остаточным металлическим алюминием. Содержание связанного химически азота в пересчете на нитрид алюминия в конечных продуктах составляло более 50% мас. Наличие самостоятельной фазы нитрида алюминия в таких количествах практически исключает возможность монотонно протекающего фильтрационного механизма в формировании конечных продуктов. При свободном доступе воздуха в случае фильтрационного горения происходило бы доокисление нитрида алюминия до оксидов с выделением ~ 500 кДж/моль.

Электронно-микроскопические исследования продуктов горения показали, что они представляют собой легко разрушаемый спек, состоящий из кристаллов игольчатой формы. Переход сферических частиц исходного высокодисперсного алюминия при горении в продукты, имеющие игольчатое строение, позволяет сделать вывод об их формировании из газовой фазы, что также не свойственно промышленным порошкам.

Для определения роли кислорода в процессе нитридообразования при горении были приготовлены модельные смеси азота и кислорода, в которых проводили сжигание свободно насыпанного высокодисперсного алюминия. Установлено, что небольшие добавки кислорода (0,5-2,0 % об.) повышают выход нитрида алюминия. Более высокие концентрации кислорода снижают выход нитрида и одновременно повышают содержание оксидов алюминия. Хроматографический анализ газовой среды показал, что после сгорания относительное содержание кислорода в смеси не уменьшается, что может быть

связано с высвобождением первичносвязанного кислорода при азотировании.

Повышение давления смеси азота и кислорода приводит к повышению скорости горения и к заметному снижению выхода нитрида алюминия с одновременным ростом содержания алюминия в конечных продуктах. Аналогичные результаты получены при изучении процесса горения смесей УДП алюминия и промышленного сплава цирция (цирконий/алюминий) на воздухе. Согласно рентгенофазовому анализу наряду с нитридом алюминия образуется и нитрид циркония. Общее содержание нитридов в конечных продуктах горения достигало 75% мас. Как и в случае УДП алюминия процесс горения сопровождается ярким свечением. С ростом содержания цирция наблюдалось повышение максимальной температуры, а также происходило уменьшение индукционного периода. Характерным также для смесей УДП алюминия с цирцием является более высокая скорость горения и очень низкое содержание остаточных металлов в конечных продуктах. Получены предварительные данные, показывающие, что двухстадийное горение на воздухе с образованием нитридов наблюдается для порошкообразных бор, титана и кремния. Предложен механизм образования и стабилизации фазы нитридов, связанный с саморазогревом малых частиц и образованием летучих субоксидов алюминия как интермедиатов при взаимодействии с молекулярным азотом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильин А.П., Проскуровская Л.Т. Двухстадийное горение ультрадисперсного порошка алюминия на воздухе // ФГВ. 1990. №2. С.71.
2. Азаркевич Е.И., Ильин А.П., Тихонов Д.В., Яблуневский Г.В. Электровзрывной синтез ультрадисперсных порошков сплавов и интерметаллидов // ФХОМ. 1997. №4. С.85.
3. Ляшко А.П., Ильин А.П., Савельев Г.Г. Определение металлического алюминия в ультрадисперсных порошках иодным методом // Физикохимия ультрадисперсных порошков (Ч.1) Томск: НИИ высоких напряжений при ТПИ. 1990. С.56.
4. Шевченко В.Г., Волков В.Л., Кононенко В.И. и др. Влияние поливанадатов натрия и калия на процесс окисления порошка алюминия // ФГВ. 1996. Т.32, №4. С. 91.

О СТРУКТУРЕ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МЕТАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ

Касимов В.З., Хоменко Ю.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410722, факс (3822) 410347

E-mail: ksm@niipmm.tsu.ru

Прогресс в области аппаратного и программного обеспечения (ПО) средств вычислительной техники позволил приблизить средства автоматизированной оценки потенциальных возможностей проектируемых устройств и их разработки непосредственно к потребителю. При этом разрабатываемое ПО должно обладать свойствами, которые бы позволяли пользователю, являющемуся специалистом в своей предметной области, но, возможно, не представляющему деталей вычислительного эксперимента, эффективно использовать ПО. По нашему мнению, эти свойства должны обеспечивать:

- 1) средства хранения расчетных конфигураций и результатов расчета;
- 2) средства сравнительного анализа рассчитанных вариантов;
- 3) возможность включения в ПО новых компонентов;
- 4) развитые средства ввода-вывода и визуализации результатов расчета.

При реализации подобного рода проектов приходится изначально определять степень интеграции разрабатываемого ПО с имеющимся ПО общего назначения, как то: операционная система, пакеты графической и статистической обработки результатов расчета. Тесно связанным с ним является вопрос о том, какие при этом использовать инструментальные средства разработки программ.

Естественны два подхода для решения этих вопросов, каждый из которых имеет свои достоинства и недостатки. В /1/ сообщается о пакете прикладных программ, структура и технология разработки

которого соответствуют принципам, принятым для стандартных приложений, работающих под управлением Windows 95. Для работы с базами данных также используются стандартные средства типа FOXPRO, MS ACCESS, BORLAND DELPHI. Достоинством этого подхода является существенное сокращение рутинной работы по программированию и использование готовых элементов интерфейса, средств импорта и экспорта расчетных данных, методов доступа к базам данных и т.д.

Альтернативный подход, который и применяется в настоящей работе, декларирует меньшую зависимость от стандартных средств разработки, принятых для конкретной операционной среды. Это позволяет:

- достигать высокой мобильности ПО, что дает возможность переноса текста ПО с минимальными изменениями в другие системы программирования, на другие вычислительные платформы и операционные системы;
- выполнять ПО на системах, обладающих ограниченными вычислительными ресурсами, в частности небольшими объемами оперативной памяти;
- достигать большей эффективности в реализации заявленных функциональных возможностей.

Разработанное ПО состоит из общего ПО и специального ПО. Компоненты общего ПО реализуют средства, перечисленные выше в пп. 1-4. Расчетные модули, предназначенные для расчета конкретных конфигураций метательных устройств, составляют специальное ПО.

При разработке общего ПО использовалась система программирования Watcom C++ v10.0, позволяющая создавать программы для широкого спектра целевых вычислительных платформ. При реализации модулей общего ПО используется стиль объектно-ориентированного программирования (ООП) [2] поскольку для реализации сформулированных задач желательным является применение механизмов наследования и виртуальных функций. В соответствии со стилем ООП строится иерархия классов, которая является отражением свойств "общее-частное" понятий, составляющих предметное содержание всех нетривиальных программ. В данном случае таким понятием является набор данных, достаточный для полного описания параметров и результатов выстрела. В самом общем виде он имеет в своем составе собственные компоненты и компоненты-наборы данных. Каждый набор данных является объектом хранения в архиве, отдельного от других наборов данных. Подобное разделение на подобъекты разумно делать, например, по отношению к таким понятиям, допускающим раздельное существование, как уравнения состояния газов, геометрические параметры установки, индивидуальные свойства компонентов заряда и др. Собственные компоненты набора данных могут быть только простыми переменными целого и вещественного типов, допустимых языком C++, а также массивов этих типов, в том числе динамических.

Подобное ограничение вызвано тем обстоятельством, что тип каждого набора данных, поддерживаемого общим ПО, описывается экземпляром объекта специального вида, который называется шаблоном типа (ШТ). На основе информации, содержащейся в ШТ, производится выполнение следующих частных операций:

- 1) конструирование набора данных на основе информации в архиве и обратно, запись набора в архив;
- 2) сравнительный анализ двух наборов данных, например, с целью определения различающихся параметров;

- 3) редактирования компонентов набора данных.

Технология, основанная на применении стиля ООП и ШТ, позволяет существенно минимизировать размер кода программы, зависимость от конкретного содержания специального ПО, и тем самым придать максимально универсальный характер общему ПО. Вместе с тем использование ШТ позволяет не хранить в архиве весь набор данных целиком, а только отличия его от другого набора, называемого базовым. Это может иметь значения в случае сохранения больших объемов данных и производства большого числа серийных расчетов.

Применительно к специальному ПО использование стиля ООП позволяет оперативно, просто и безопасно модифицировать его состав, добавляя новые методы расчета, реализации математических моделей и т.д.

Специальное ПО позволяет производить анализ процессов, происходящих в различных газодинамических метательных установках с использованием методов механики гетерогенных сред для моделирования функционирования многокомпонентного метательного заряда и с учетом реальных деформаций ствола установки и метаемой модели в зависимости от их индивидуальных геометрических и физико-химических характеристик. Наряду с расчетом прямых задач допускается возможность решения задач оптимизации, в том числе состава метательного заряда при известных ограничениях, определения оптимальных с различных точек зрения параметров заряжения для многоступенчатых систем и др.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алиев А.В., Паклина Н.В. Пакет программ по анализу начального участка работы РДТТ// "Всероссийская научно-практическая конференция "Первые Окуневские чтения": Материалы докладов. С-П., 1997. С.56-58.
2. Страуструп Б. Язык программирования C++. Ч.1 / Пер. с англ. Кисев: Диасофт, 1993. 264с.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ОБОБЩЕННОГО МЕТОДА ОБРАЩЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССАХ

Г.А.Поздняков, С.С.Правдин, В.П.Фомичёв

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская 4/1
тел. (3832) 354275, факс (3832) 356822
E-mail: georg@itam.nsc.ru

Проблема измерения высокой температуры в быстропотекающих процессах - например, в нестационарных пламенах, плазме, связана с двумя обстоятельствами. Первое- не существует контактных датчиков температуры для этих условий. Второе- необходимое в такого рода экспериментах высокое временное разрешение оказывается недоступным ряду известных методик.

Из множества оптических методов измерения температуры широко используется метод обращения спектральных линий, что определяется его простотой и надёжностью [1]. При корректной реализации он является более точным методом измерения температуры газовых сред с горением и низкотемпературной плазмы, чем другие. Однако имеются определенные трудности в его применении, связанные с необходимостью иметь источник сравнения -чёрное тело с известной регулируемой температурой. Следует подчеркнуть, что исследуемый объект в спектральной линии, используемой для измерений, должен иметь большую оптическую толщину. Рабочий диапазон измерений определяется диапазоном изменения температуры эталона. Быстродействие метода ограничено временем выравнивания яркости свечения эталона с яркостью свечения объекта.

Обобщенный метод обращения [2,3], в отличие от своего прототипа, не требует выравнивания температуры эталона (по-прежнему чёрного тела) и объекта. Кроме того, оптическая толщина объекта должна быть небольшой, чтобы можно было пренебречь реabsорбцией излучения. В рамках этого метода температура объекта T вычисляется по одновременному измерению в спектральных интенсивностей излучения объекта I_f , излучения эталона I_s с известной температурой T_s и его излучения, прошедшего через объект I_{fs} :

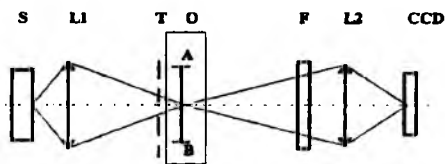
$$T = T_s / (1 - C_2 \cdot T_s \cdot \ln(I_f / (I_s \cdot I_{fs}))), \quad C_2 = k/hv \quad (1)$$

Известна реализация данного метода, использовавшаяся для измерения температуры в стационарном потоке в МГД-канале [4]. Измерения проводились в резонансной линии атомов NaI. Здесь I_f , I_s и I_{fs} , входящие в формулу (1), измерялись одним приёмником последовательно. Последовательное измерение указанных величин ограничивает временное разрешение метода периодом модуляции.

Для измерения распределения температуры в нестационарных объектах предлагается модернизировать обобщенный метод обращения. Предлагается

последовательное измерение I_f и I_s в одной точке заменить одновременным измерением этих величин в соседних точках, что увеличит временное разрешение, хотя и понизит пространственное.

Поясним сущность предлагаемой модернизации на простом примере (фиг. 1).



Фиг.1. S- эталонный источник, L1, L2- объективы, T- транспарант, O- объект, F- фильтр, CCD- ПЗС-линейка.

Для определённости предположим, что необходимо измерить распределение температуры в объекте O на некотором отрезке АВ. Для этого строим на АВ изображение эталона S. С помощью маски-транспаранта T дробим изображение эталона на фрагменты. Строим изображение отрезка АВ на фотоприёмнике (здесь - ПЗС-линейке). Это изображение состоит из чередующихся отрезков, освещенных только объектом (I_f) и отрезков, освещенных эталоном и объектом (I_{fs}). Если интенсивность свечения объекта распределена вдоль АВ непрерывно, по измеренным фрагментам распределения интенсивности I_f можно интерполировать I_f на весь отрезок. Значения I_s могут быть получены непосредственно перед опытом. Следовательно, предлагаемая схема позволяет измерять пространственно совмещённые значения I_f , I_s и I_{fs} , которые используются в формуле (1).

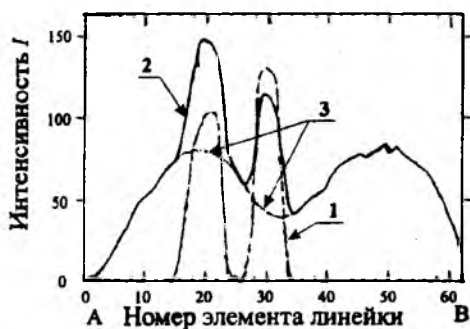
Отметим, что формула (1) применима, когда "индикатор" находится в газовой фазе и наблюдения проводятся в спектральной линии. В то же время оптическая схема позволяет проводить измерения температуры среды с мелкодисперсной конденсированной фазой. В этом случае формула для вычисления T - температуры объекта приводится к виду:

$$T = T_s / (1 - C_2 \cdot T_s \cdot \ln(\alpha \cdot I_f / ((1 - \alpha) \cdot I_{fs}))) \quad (2)$$

Здесь α - доля прошедшего через объект излучения эталона. При выводе формулы (2) предполагалось, что частички имеют температуру вмещающего газа и излучают как черное тело; излучение эталона, падающее на частички, ими поглощаются, остальное излучение проходит без поглощения. Полоса пропускания фильтра F выбирается достаточно узкой, чтобы в ней спектральная интенсивность излучения была постоянной и не содержала линейчатого излучения объекта

Предлагаемый метод был использован для измерения температуры в импульсном (со временем горения менее 0,1с) водородном пламени с примесью мелкодисперсных частиц. Прозрачный делитель изображения эталона на два фрагмента. В качестве приёмника применена 64-элементная ПЗС-линейка TSL-124. Считывание линейки проводилось с периодом около 5мс.

На графике, представленном на фиг.2, показано 2 исходных сигнала. Сигнал 1 получен непосредственно перед вспышкой пламени, соответствует распределению I_f . Сигнал 2 получен во время горения. Цифрой 3 обозначены интерполированные отрезки I_f . Производилась независимая квадратичная интерполяция для каждого отрезка, занятого фрагментом эталона.



Фиг.2. Исходные сигналы.

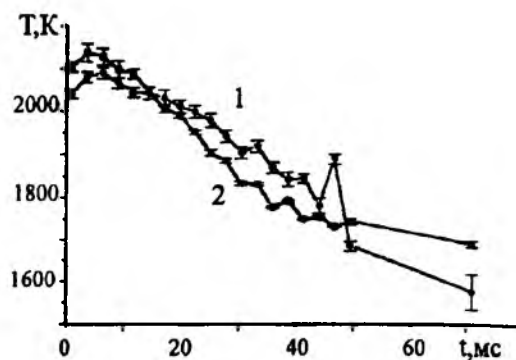
Величина α вычислялась для каждого фрагмента, занятого эталоном, по алгоритму нахождения минимума квадратичного отклонения. Насчитывался массив, содержащий разности измеренного сигнала и интерполированного значения интенсивности свечения пламени. Этот массив содержал интенсивности излучения эталона, прошедшего через объект I_{ef} . Далее насчитывался массив сумм разностей квадратов $\sum(I_{ef} - \alpha I_f)^2$ для различных $\alpha < 1$. Минимальный элемент этого массива соответствовал наилучшему приближению α .

Температура объекта вычислялась по данным, полученным с каждого элемента линейки.

При этом учитывалось, что температура эталона для каждого элемента различна, её распределение рассчитывалась по измеренной оптическим пирометром температуре эталона в максимуме.

На графике фиг.3 приведены зависимости средней температуры от времени. Кривые 1 и 2 относятся к

левому и правому фрагментам эталона соответственно.



Фиг.3. Зависимость средней температуры от времени.

Предложен и реализован метод измерения температуры, основанный на обобщенном методе обращения спектральной линии. Метод отличается тем, что временная модуляция сигнала эталона заменена пространственной.

Метод обладает высоким временным разрешением и может быть применен для панорамных измерений температуры [5] в быстротекающих процессах. Пространственное разрешение определяется периодом "решетки эталонов".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лохте-Хольтгрёвен В., ред.— Амстердам, 1968.
2. Соболев Н.Н. Оптические методы измерения температуры // Труды ФИАН—1953. —Т.7. —С.159.
3. Свиридов А.Г., Соболев Н.Н. К вопросу измерения температуры пламени методом обращения спектральных линий// ЖЭТФ—1953.—Т.24—вып. 1.—С. 93.
4. Шумяцкий Б.Я., Петрик М. Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл. Москва: Наука, 1979.
5. Поздняков Г.А., Правдин С.С., Фомичёв В.П. Модернизация метода обращения спектральных линий для панорамного измерения температуры газовых потоков // Труды международной конференции по методам аэрофизических исследований (ICMAR-98). Новосибирск, 1998 (в публикации).

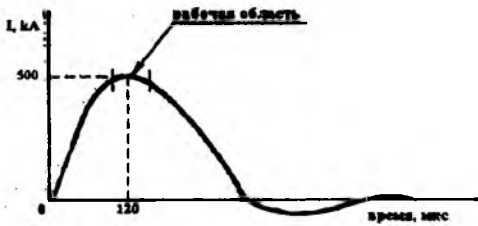
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССОВ В РЕЛЬСОТРОНЕ

С.С.Правдин, В.П.Фомичёв

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская 4/1
тел. (3832) 354275, факс (3832) 352268
E-mail: fomichev@itam.nsc.ru

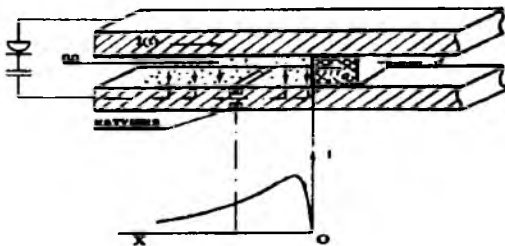
В основе описываемых исследований лежит экспериментально проверенное предположение, что в ситуации, когда характерное время изменения тока много больше самого большого характерного кинетического времени плазмы, реализуется квазистационарная пространственная структура разряда, то есть справедливо приближение "твердого плазменного поршня".

Эксперименты проводились на рельсовом ускорителе диэлектрических тел с массой 1-4 г. На фиг.1 приведена характерная зависимость тока разряда от времени. Выделена рабочая зона- временной интервал, в котором выполняется условие квазистационарности разряда.



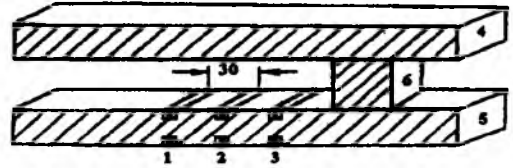
Фиг.1

В качестве первичного датчика использовался миниатюрный пояс Роговского, работающий в дифференциальном режиме, измеряющий производную по времени от тока "протыкающего" пояса. Датчик, охватывающий рельс, "рисует" распределение тока разряда в плазменном поршне, фиг.2.



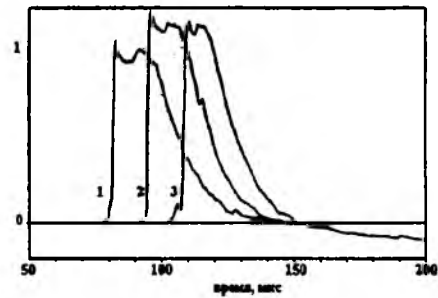
Фиг.2

Два датчика (фиг.3) в рамках приближения "твердый поршень" позволяет провести измерения кинематических характеристик: скорости и ускорения плазменного поршня.



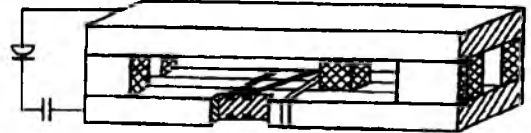
Фиг.3

Это осуществляется выбором параметров нелинейного преобразования совмещающего сигнала с двух последовательных датчиков [1]. Высокая точность измерения подтверждается тем, что любая пара сигналов на фиг.4 дает одно и тоже значение ускорения.



Фиг.4

Информация об ускорении позволяет вычислить давление плазмы разряда на снаряд, а также массу плазменного поршня. Двумерная структура разряда исследовалась с помощью конфигурации датчиков, изображенной на фиг.5.



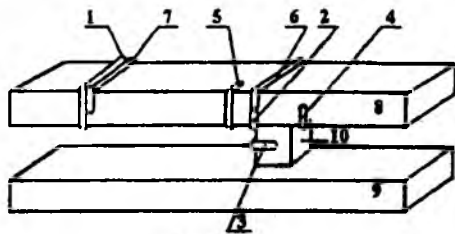
Фиг.5

Схема реализует простейший вариант томографии и позволяет восстановить двумерную структуру разряда с разрешением четыре зоны по ширине рельса [2]. На фиг.6 приведено относительное распределение тока в выбранных зонах. Ток течет перпендикулярно плоскости рисунка. Ясно видна область пониженной плотности тока в центре поршня. Полученные данные хорошо коррелируют с расчетом, проведенным в [4].

PROJECTILE			
-4.7	18.7	18.7	-7.8
6.3	21.9	21.9	6.3
20.3	24.2	20.3	17.2
32.8	18.7	18.7	28.8
40.6	10.9	10.9	37.8
40.8	6.3	8.2	39
35.9	4.7	4.7	35.9
33	6.2	6.2	33
28	8.4	8.4	28
25	11.7	11.7	25
21	12.5	12.5	21
19	11.7	11.7	19
18.5	10.9	11	18.5
14	11.7	11.7	14
12.5	12.5	12.5	12.5
9.4	14	14	9.4
7	13.3	13.3	7
6.3	6.3	6.3	6.3
9.4	-1.5	-1.5	9.4
14	0	0	14
18.4	6.3	6.3	18.4
12.5	9.4	8.4	12.5
6.2	10.9	10.9	6.2
3.1	9.4	9.4	3.1
0	9.4	9.4	0
0	7.8	7.8	0
0	6.2	6.2	0

Фиг.6

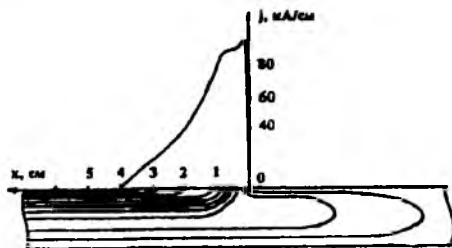
Распределение тока в электродах-рельсах исследовалось в экспериментах с неподвижной токовой перемычкой (фиг.7) и в динамике.



Фиг.7

Любопытная особенность ("петля вперед") продемонстрирована на фиг.8: ток, протекающий по внешней части рельса "обгоняет" ускоряемое тело и возвращается в плазменный поршень по внутренней части рельса.

Величина эффекта (тока в петле) порядка 0.1 полного тока.



Фиг.8

Указанные методики могут быть адаптированы к рельсотронам с твердой проводящей токовой перемычкой. Так, кинематические измерения могут оказаться более содержательными именно в аппаратах такого рода. В постановке, изображенной на фиг. 5, может исследоваться зона металлического контакта снаряд-рельс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Е.Подзин, Г.А.Поздняков, С.С.Правдин, Т.И.Пушкарева, В.П.Фомичев. Измерение кинематических характеристик снаряда в рельсотроне с помощью поясов Роговского// Теплофизика и аэромеханика, т.2 N1.1995г.
2. V.P.Fomichev and S.S.Pravdin. Investigation of Dynamics and Structure of a Plasma Armature in the Railgun by Means of Rogowski Induction Coils //IEEE Transaction in Magnetics, Vol. 31, No. 1, 1995.
3. V.P.Fomichev and S.S.Pravdin. Investigation of Dynamics and Structure of a Plasma Armature in the Railgun by means of Rogowsky Induction Coils //IEEE Transaction in Magnetics, Vol. 33, No. 1, 1997.
4. D. Kondrashov and D. Keefer. 3-D Plasma Armature Railgun Simulations // IEEE Transaction on Magnetics. Vol. 31, No.1, 1995.

ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАКОНОВ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА

Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Саморокова Н.М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410248, факс (3822) 410347

E-mail: khomip@niipmm.tsu.tomsk.su

Манометрическая бомба является одним из основных инструментов определения законов горения конденсированных систем. При этом идентификация законов горения и газообразования производится на основе обработки экспериментально полученной зависимости давления газообразных продуктов горения от времени [1, 2]. Указанная зависимость позволяет однозначно установить газоприход, равный произведению скорости горения на площадь горящей поверхности. В тех случаях, когда поверхность горения известна, легко устанавливается и скорость горения [2]. Однако использование этой методики предполагает работу со специально изготовленными образцами топлива, имеющими правильную форму.

В достаточно часто встречающихся случаях зерновых образцов ситуация осложняется тем, что поверхность горения не может быть определена с достаточной точностью. Это связано, с одной стороны, с различием геометрических характеристик отдельных зерен, с другой – с наличием так называемых воспламенительного периода и периода догорания. Поэтому в случае зерновых образцов используется статистическая стабильность такой геометрической характеристики, как толщина горящего свода. Разработанный на этой основе метод обработки кривых давления [1] предполагает известной структуру зависимости скорости горения от давления (в области высоких давлений наиболее употребительным является линейный закон горения).

В данной работе излагается методика идентификации, сочетающая преимущества интегрального [1] и дифференциального [2] подходов.

Пренебрегая влиянием теплоотдачи, имеем из закона сохранения энергии [1]:

$$p = f\Delta\psi / [1 - \Delta(1 - \psi) / \delta - b\Delta\psi]. \quad (1)$$

где f – сила пороха, Δ – плотность заряжания, δ – истинная плотность пороха, b – коэффциент пороховых газов, ψ – массовая доля сгоревшего пороха. Отметим, что учет теплоотдачи не имеет принципиального значения, а важен лишь сам факт существования связи типа (1).

Зарегистрированная в эксперименте зависимость $p(t)$ и наличие связи типа (1) позволяет определить функцию $\psi(t)$, а следовательно, и ее производную. С другой стороны, при произвольном законе горения вида $u = u(p)$ (u – линейная скорость горения) уравнение для скорости изменения доли сгоревшего топлива можно представить в виде [1]:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{V_1} \sigma(\psi) u(p), \quad (2)$$

где в случае однородного зернового заряда S_1 – начальная поверхность зерна; V_1 – начальный объем зерна; $\sigma(\psi)$ – отношение текущей горящей поверхности к S_1 . В практически важных случаях $\sigma(\psi)$, S_1 , V_1 являются некоторыми осредненными характеристиками заряда, зависящими, начиная с некоторой минимальной навески, лишь от марки пороха.

Если проведено два опыта с разными навесками, то есть имеются две экспериментальные зависимости $\psi_i(t)$, то выбирая опыт с большей навеской за базовый, можно, используя (1), (2), получить для ряда точек на кривых $p_i(\psi)$ отношение скорости горения в текущей точке при $p = p_k$, к скорости горения при $p = p_0$

(рис. 1). Для этого следует поделить друг на друга соотношения (2) для каждого из опытов в точках $\psi = \psi_{k-1}$.

Так, для $p = p_1$ имеем с учетом (2)

$$\frac{u(p_1)}{u(p_0)} = \frac{d\psi_2}{dt} \Big|_{\psi=\psi_0} / \frac{d\psi_1}{dt} \Big|_{\psi=\psi_0} \quad (3)$$

При большем количестве опытов с разными навесками таких соотношений будет больше, что даст возможность определить зависимость скорости горения от давления с точностью до множителя в виде

$$u = u_1 g(p), \quad u_1 = const. \quad (4)$$

Пусть навеска пороха состоит из N зерен, имеющих индивидуальную толщину горящего свода $2e_{1n}$ ($n = 1, \dots, N$). Интегрируя уравнения для толщины выгорания n -го зерна от момента воспламенения $t = 0$ до конца горения $t = t_k$ и суммируя полученные интегралы, найдем аналогично [1]:

$$e_1 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N e_{1n} = u_1 I_k, \quad (5)$$

где e_1 – средняя полутолщина горящего свода в данной навеске. Для I_k с учетом воспламенительного периода и периода догорания можно записать формулу

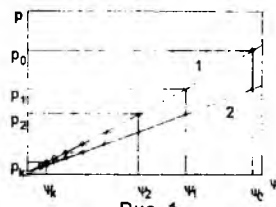


Рис. 1

$$I_k = \int_{t_0}^{t_1} \chi_0 g dt + \int_{t_0}^{t_{k0}} g dt + \int_{t_{k0}}^{t_k} \chi_k g dt, \quad (6)$$

где t_0 - момент окончания воспламенительного периода. t_{k0} - момент начала периода догорания (уменьшения количества зерен); $\chi_0(t)$ - доля горящих к данному моменту зерен; $\chi_k(t)$ - доля негоревших к данному моменту зерен.

Введем аналог удельной интенсивности газообразования [1]:

$$\Gamma = \frac{1}{g(p)} \frac{d\psi}{dt} = u_1 \frac{S_1}{V_1} \sigma(\psi). \quad (7)$$

Естественно предположить, что момент t_0 соответствует первому максимуму или резкому изменению темпа нарастания кривой $\Gamma(\psi)$. Если на кривой $\Gamma(t)$ или $\Gamma(\psi)$ имеется хорошо выраженная точка, начиная с которой реализуется заметное изменение темпа падения, то это время следует принять за t_{k0} . в противном случае t_{k0} можно определять из условия

$$\psi(t_{k0}) = 1 - k\psi(t_0), \quad (8)$$

где k - постоянная, выбираемая из условия $1 \leq k \leq 2$.

Исходя из структуры Γ (см. уравнение (7)), для χ_0, χ_k в формуле (6) использовались зависимости

$$\chi_0(t) = \Gamma(t)/\Gamma(t_0), \quad \chi_k(t) = \Gamma(t)/\Gamma(t_{k0}).$$

В случае линейного закона горения при пренебрежении воспламенительным периодом и периодом догорания I_k, Γ будут совпадать с введенными в [1] полным импульсом давления пороха и удельной интенсивностью газообразования.

Окончательно имеем закон горения в виде (4), при этом

$$u_1 = e_1/I_k.$$

где e_1 находится непосредственным обмером достаточно большого количества зерен.

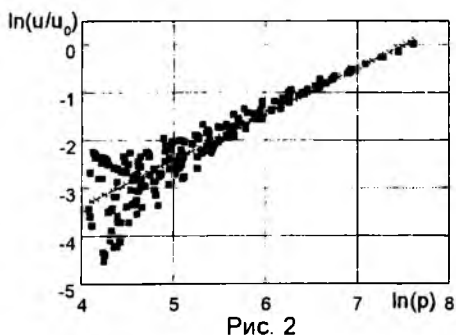


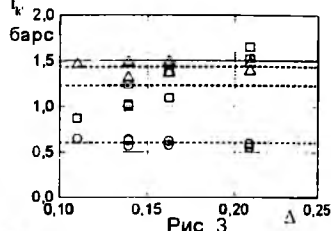
Рис. 2
- линия регрессии
- доверительный интервал при вероятности 0.95

В качестве $g(p)$ в (4) выбиралась степенная функция, поэтому удобным оказалось использова-

ние логарифмических координат и стандартных методов линейного регрессионного анализа

Экспериментальная проверка методики проведена для ряда составов. Сила пороха и коволом определялись аналогично [1]. На рис.2 для одного из составов точками нанесены определенные по описанной методике значения $\ln(u/u_0)$ в зависимости от $\ln p$ (p - в барах), где u_0 - скорость горения на правой границе исследованного диапазона давлений. Здесь же проведена линия регрессии и доверительный интервал. Большой разброс экспериментальных значений при $\ln(p) < 6$ ($p < 403$ бар) объясняется последствиями воспламенительного периода, но, несмотря на это, угол наклона линии регрессии, т.е. значение показателя степени ν определяется достаточно надежно.

На рис.3 для этого же состава показаны значения полного импульса давления, определенные без учета [1] и с учетом воспламенительного периода и периода догорания, $\nu=1$ для линейного закона горения, а также для степенного закона с найденным показателем степени. Следует заметить, что использование формулы (6) для I_k позволяет в 1.5...2 раза уменьшить разброс значений I_k от опыта к опыту по сравнению с предлагаемым в [1] способом даже при линейном законе горения. Это легко объясняется учетом реального хода воспламенения и догорания заряда. Видно также, что модифицированное значение I_k практически не зависит от плотности заряжания, что служит подтверждением истинности найденного закона горения. Пунктиром показаны средние значения соответствующих групп данных.



Моменты t_0, t_{k0} определялись из условий $\psi = 0,1, \psi = 0,8$ соответственно.

Таким образом, в работе предложена новая экспериментальная методика определения законов горения и газообразования зерновых образцов твердых топлив на основе манометрических испытаний.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00792).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962. 703 с.
2. Аксенов 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. Т.15, № 2. С. 103-107.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАКОНОВ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Хоменко Ю. П., Ищенко А.Н., Широков В. М.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822) 410722, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Наиболее важным фактором, определяющим внутрибаллистические процессы, является газоприход, определяемый как произведение площади горющей поверхности метательного заряда (МЗ) на скорость послыонного горения. Излагаемая ниже методика предназначена для определения поверхности горения на основе данных баллистического эксперимента. В рассматриваемом варианте предполагается, что из эксперимента известна зависимость давления от времени на дне канала ствола баллистической установки, а также моменты пролета метаемым телом некоторых фиксированных сечений, по крайней мере, дугльного среза.

Течение гетерогенной монодисперсной смеси по каналу баллистической установки описывалось одномерными уравнениями механики гетерогенных сред с учетом различия скоростей фаз [1]. Считалось, что физико-химические характеристики МЗ и зависимость скорости горения от давления известны из манометрических испытаний.

При определении силового межфазного взаимодействия действительные зерна заменялись эффективными сферическими частицами, имеющими эквивалентный объем и поверхность. Для силы взаимодействия использовалась зависимость из [1].

Таким образом, для согласования экспериментальных и расчетных зависимостей давления от времени и моментов пролета метаемым телом фиксированных сечений необходимо подобрать зависимость относительной поверхности горения зерен МЗ $\sigma(\psi)$ (считалось, что эта зависимость одинакова для всех зерен) и зависимость силы трения между стволом и метаемым телом от координаты. Для последней предполагалось, что между двумя последовательными сечениями, в которых регистрируются моменты пролета, сила трения постоянна.

Описанная система уравнений интегрировалась численно. Для расчета движения газа использовался метод распада разрыва С. К. Годунова [2], при этом параметры газа на границах расчетной ячейки определялись как для однофазной среды без учета конденсированной фазы, а уравнение движения частиц аппроксимировалось консервативной разностной схемой первого порядка по времени и пространству; учетом направления потоков.

Описанная математическая модель применялась для обработки результатов проведенных экспериментов с использованием зарегистрированных кривых давления на дне канала ствола, скорости снаряда и моментов пролета через фиксированные сечения.

Поскольку начальная фаза функционирования МЗ происходит при небольших давлениях, когда относительная погрешность измерения наибольшая, предполагалось, что все зерна воспламеняются одновременно. При этом о ходе воспалительного периода можно судить по величине горющей поверхности или, что то же самое, по диаметру введенных эффективных сферических частиц.

Идентификация поверхности горения и закона трения проводилась следующим образом.

Измеренная зависимость давления от времени на дне канала разбивалась на интервалы величиной Δp , в каждом из которых считалось, что действительные зерна можно заменить эффективными сферическими частицами, горящими по геометрическому закону. При этом диаметр сферических частиц подбирался таким образом, чтобы минимизировать среднеквадратичное отклонение расчетной кривой от экспериментальной. Таким образом, определение текущей поверхности горения $\sigma(t)$ сводилось к определению зависимости диаметра эффективных сферических частиц от времени $d(t)$. Сопоставление $\sigma(t)$ с рассчитываемой одновременно степенью выгорания ψ позволяет установить реализующуюся в эксперименте зависимость $\sigma(\psi)$.

Поскольку давление на дне канала, как правило, превосходит по величине таковые в других сечениях, а значит и степень выгорания на дне канала будет наибольшей, то в сечениях, удаленных от дна канала ствола можно использовать уже установленную зависимость $\sigma(\psi)$ и соответствующую ей зависимость $d(\psi)$.

Естественно, что при переходе к следующему интервалу давления в каждой расчетной ячейке выполняется закон сохранения объема несгоревшей конденсированной фазы. На каждом этапе, таким образом, расчет степени превращения производится по уравнению

$$\frac{d_2}{dt} \psi = \frac{G_2}{d_{30}} \sigma(\psi) u(p),$$

при этом на дне канала (или в сечении с наибольшим давлением)

$$\sigma(\psi) = \left(\frac{d_2}{d_{30}} \right)^2, \quad \frac{d_2}{dt} d_2 = -2u(p);$$

Начальное значение d на каждом интервале является параметром согласования, а в других сечениях используется уже известная зависимость $\sigma(\psi)$. В выписанных уравнениях $d \frac{d}{dt}$ обозначает производную вдоль траектории частиц.

Таким образом, расчет производится до момента вылета снаряда. Если дульная скорость не совпадает с экспериментальными значениями (за время вылета принимается отрезок времени от достижения максимального давления до вылета снаряда), то расчет повторяется, но при этом в уравнение движения снаряда вводится сила трения, величина которой при последующих итерациях находится из условия минимизации указанных невязок. Аналогичная подстройка происходит и при несовпадении расчетного и экспериментально измеренного времени прохождения снарядом промежутка между фиксированными сечениями.

Для апробации предложенной методики был проведен тестовый расчет, где для согласования была выбрана кривая давления, полученная из численного решения ПЗВБ в условиях выстрела из модельной установки с прогрессивно горящим МЗ.

Расчеты показали, что подстраиваемость модели под выбранную кривую давления довольно хорошая. Причем уже на первом шаге идентификации квадратичная невязка составляла не более 0,1%. Расхождение по скорости снаряда не превысило 0,5%. Это видно по зависимости относительной поверхности горения σ от доли сгоревшего заряда ψ , представленной на рис. 1.

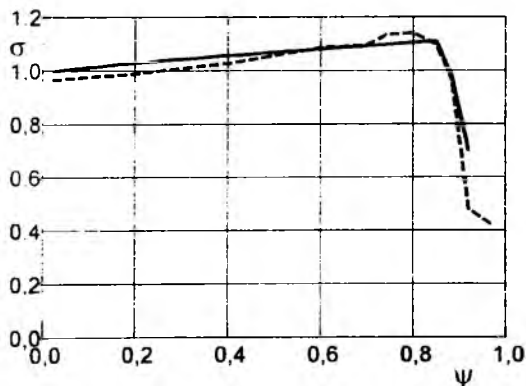


Рис. 1

На этом рисунке сплошной линией обозначен результат расчета ПЗВБ, а пунктирной – результат решения задачи идентификации с эффективными сферическими частицами. Прогрессивность горения сферических гранул достигается их “делением” (уменьшением начальных размеров). На участке депрессивного горения наблюдается противоположная картина – размеры эффективных частиц растут,

подстраиваясь под размеры депрессивно догорающих элементов.

В качестве примера применения предложенной методики обработки экспериментальных данных были использованы результаты измерений, полученные на модельной установке при выстреле с одноканальным зерном.

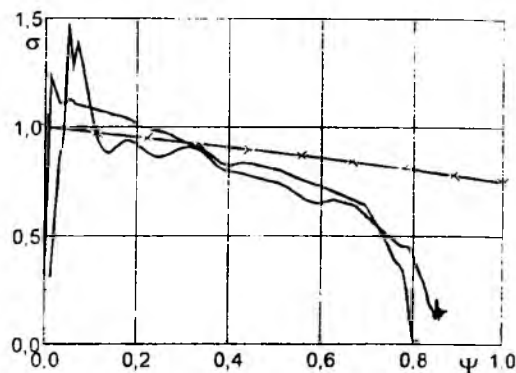


Рис. 2

На рис. 2 приведены результаты обработки трех выстрелов с плотностью заряжения $\sim 0,67 \text{ г/см}^3$ и массой метаемого тела, соответственно: 36г, 36,8г, 21,2г. Видна удовлетворительная повторяемость результатов расчета по размерам эффективных сферических частиц и поверхности их горения. Пик зависимости $\sigma(\psi)$, наблюдаемый на рис. 2, очевидно, объясняется влиянием воспламенительного периода.

Полученные зависимости $\sigma(\psi)$ качественно согласуются с геометрическим законом горения, показанном на рис. 2 сплошной линией с центральными символами (x).

Наблюдаемое при $\psi > 0,4$ существенное отклонение от геометрического закона может свидетельствовать о частичном погасании МЗ вследствие резкого спада давления на заключительной стадии выстрела.

Таким образом, в работе предложена новая экспериментальная методика определения поверхности горения зерновых зарядов на основе баллистических испытаний.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00792).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336с.
2. Годунов С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений газодинамики // Математический сборник. 1959. Т. 47. № 3. С. 271-306.

ПРОБЛЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ СКОРОСТЕЙ МОДЕЛЕЙ И УДАРНИКОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Христенко Ю.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г Томск, пр. Ленина, 36

Тел.: (3822) 410-708 Факс: (3822) 410-347

E-mail: hrs@nipmm.tsu.tomsk.su

Средства высокоскоростного метания используются в моделировании гиперскоростного полета в атмосфере Земли и в атмосфере других планет, а также в моделировании высокоскоростного взаимодействия (удара) при разработке противометеоритной защиты /1,2/. Для решения насущных и перспективных задач требуются надежные и технологичные ускорители масс со скоростями метания $7 \dots 10$ км/с, а в перспективе до 15 км/с.

Для НИИ ПММ вопросы высокоскоростного метания традиционно являются одним из основных научных направлений. Основы этому были заложены еще классиками современной внутренней баллистики С.А. Бетехтиным, М.С. Гороховым и др. /3/. При этом в институте всегда практиковался комплексный подход: широкие экспериментальные исследования (Ю.П. Косточко, М.С. Барышев и др.) и математическое моделирование внутриваллиаических процессов высокоскоростного метания (Л.В. Комаровский, В.В. Жаровцев, Ю.П. Хоменко, Е.И. Погорелов, Ю.Ф. Христенко и др.) /4,5/. Баллистическое проектирование всех созданных за последние десятилетия отечественных легкогазовых установок (ЛГУ) было проведено в НИИ ПММ.

Для получения сверхартиллерийских скоростей метания (2.5...5.5 км/с) в лабораторных условиях в основном применяются ЛГУ с тяжелым поршнем /1/. Используемые в настоящее время ЛГУ с тяжелым поршнем были разработаны около 30 лет назад и поэтому не всегда удовлетворяют требованиям по надежности, живучести, а также технологичности производства.

Одной из самых распространенных ЛГУ с тяжелым поршнем является ЛГУ Т-29, разработанная в НИИ ПММ М.С. Барышевым и В.Н. Панковым. Установка имеет следующие основные параметры: калибр баллистического ствола $d = 23$ мм; калибр камеры сжатия $D = 85$ мм, ее длина $L_k = 2$ м. Реально получаемые скорости составляют 5.5 км/с для метаемого элемента (МЭ) массой 12 г ($C_d = 1$ г/см³) и 4 км/с при массе МЭ 36 г ($C_d = 3$ г/см³). ЛГУ Т-29 выпускалась малой серией производственным объединением «Юргинский машзавод» и эксплуатируется во многих организациях и полигонах. Однако ее дальнейшее распространение приостановилось

из-за сложности конструкции и необходимости трудоемкого технологического оснащения

В связи с вышесказанным был проведен анализ конструкций существующих ЛГУ, изучен опыт их эксплуатации и разработаны принципы создания более технологичных легкогазовых установок с тяжелым поршнем. Это позволило существенно упростить конструкцию затворного узла и узла иницирования, а также конструкцию камеры сжатия. Предложена новая конструкция диафрагменного узла, что позволило кардинально повысить живучесть ЛГУ. На основе этих принципов разработано семейство ЛГУ с тяжелым поршнем с баллистическими стволами калибром 23, 34, 50 мм и с камерами сжатия калибром 100 и 125 мм.

Изготовлено и испытано несколько экземпляров таких ЛГУ. При этом полностью подтвердилась правильность выработанных принципов - на новых ЛГУ получены расчетные скорости метания, а их изготовление оказалось дешевле в несколько раз, чем ЛГУ Т-29.

Для получения скоростей метания 7...9 км/с и выше используются ЛГУ с легким поршнем /2,6/. Впервые в отечественной практике скорость метания 8 км/с была достигнута на ЛГУ П-1 (НИИ механики МГУ) /6/. Однако это были единичные опыты, так как живучесть ЛГУ на этих режимах составляла 1 - 2 опыта. В целом решение проблемы получения высоких скоростей метания необходимо рассматривать как компромисс между стремлением получить как можно более высокую скорость максимально тяжелого ударника и обеспечением приемлемой живучести установки.

В связи с этим был проведен анализ причин выхода из строя основных узлов ЛГУ с легким поршнем и выработана концепция повышения живучести таких установок. Экспериментальные исследования подтвердили правильность этой концепции - живучесть разработанной в НИИ ПММ ЛГУ ППХ23/8 /7/ превысила 60 опытов. На этой ЛГУ впервые в отечественной практике проведена большая серия экспериментов со скоростями, превышающими 8 км/с.

Ограничения, связанные с прочностью конструкции ЛГУ и с максимальными давлениями, кото-

рые выдерживают поддоны МЭ (7...8 кбар), определяют единственно возможный способ повышения скорости МЭ - увеличение длины баллистического ствола с одновременным увеличением заполненности индикаторной диаграммы давления рабочего газа на дно поддона МЭ. В работе /1/ показано, что такому условию соответствуют ЛГУ с подогревом рабочего газа. Действительно, основным параметром, определяющим заполненность индикаторной диаграммы, является скорость звука рабочего газа (для ЛГУ - в момент максимального сжатия). В общем случае для скорости МЭ можно записать: $U_0 = k \cdot a_{\max}$, где $k = 1.8 \dots 2.5$, а для скорости звука в момент максимального сжатия справедливо выражение

$$\left(\frac{a_{\max}}{a_0}\right)^2 = \left(\frac{P_{\max}}{P_0}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \cdot \left(\frac{\Phi_{\max}}{\Phi_0}\right)^{1/\gamma} = \frac{T_{\max}}{T_0}$$

где Φ - энтропийная функция ($\Phi = P/\rho^\gamma$). Индексом «0» обозначены начальные параметры рабочего газа. Из приведенной выше зависимости видно, что для увеличения a_{\max} можно увеличить T_0 (предварительный подогрев) или организовать процесс сжатия с большим ростом энтропии.

В первых схемах, разработанных как у нас в стране, так и за рубежом, легкий газ нагревался в электрических нагревателях или в плазмотронах и подавался в камеру сжатия ЛГУ. В других установках легкий газ нагревался непосредственно в камере сжатия за счет электрического разряда /1/. На таких установках получены скорости до 9 км/с для МЭ с относительной массой $C_d = 1 \text{ г/см}^3$. Однако из-за большой сложности установок, а также из-за меньшего, чем ожидалось, прироста скорости, объясняемого загрязнением рабочего газа парами и частицами металла, такие установки не получили большого распространения.

При этом более предпочтительными представляются схемы ЛГУ с «механическим» (термодинамическим) подогревом легкого газа /1/. В НИИ ПММ разработано несколько схем ЛГУ с подогревом легкого газа (Л.В. Комаровский, Е.И. Погорелов, Ю.Ф. Христенко). Расчеты показывают, что на этих ЛГУ можно получить скорости метания 9...10 км/с и выше.

С целью экспериментальной проверки работоспособности предложенных новых схем баллистических установок был разработан унифицированный комплекс экспериментальных установок «ПХ».

Комплекс представляет собой ряд труб калибром 5.6, 8, 12.7, 18, 23, 34, 50, 76 мм различной длины. Каждая труба может соединяться с пороховой камерой или с соответствующим коническим

переходником. Таким образом, в комплекс «ПХ» входят: семейство одноступенчатых установок указанных выше калибров; семейство «классических» ЛГУ с легким поршнем с баллистическими стволами калибром 5.6, 8, 12.7, 18 и 23 мм; семейство ЛГУ с подогревом легкого газа и другие установки. Всего в комплекс «ПХ» входят около сорока различных баллистических установок. Конструкторская документация разрабатывалась в ОКБ ПО «Юргинский машзавод», где и был изготовлен экземпляр комплекса (заводской индекс комплекса - Т-110). В дальнейшем, с целью расширения возможностей комплекса, было разработано семейство ЛГУ среднего калибра (Т-255...Т-258), рассчитанных на получение скоростей 7...9 км/с и выше для МЭ массой 10...50 г. Комплекс Т-110 послужил основой для создания многих экспериментальных установок, использующихся в отделе 70 НИИ ПММ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М.: Наука, 1974.
2. Chhabildas L.C. // Elsevier Science Publishers, 1995. P. 245-256.
3. Бетехтин С.А., Виницкий А.М., Горохов М.С. и др. Газодинамические основы внутренней баллистики. М.: Оборонгиз, 1957.
4. Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во ТГУ, 1989.
5. Хоменко Ю.П. Уравнения нестационарного движения неньютоновской жидкости по трубе переменного сечения. // Тр. НИИ ПММ, 1974. Т.5. С.152-156.
6. Легкогазовая баллистическая установка / Чернявский С.Ю., Попов Н.Н., Сибилев В.Ю. и др. // Научн. тр. Ин-та механики МГУ, № 39. М.: Изд-во МГУ, 1975.
7. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные исследования основных внутриваллистических процессов легкогазовых установок // Избранные доклады «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд. Том. ун-та, 1997. Т.2 Механика. С.207-213.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ТЕЛ ПРИ ИХ ОДИНОЧНОМ И ГРУППОВОМ ДВИЖЕНИИ

Якушев В.К., Фарапонова З.В.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410-621

E-mail: postmaster@ftf.tsu.tomsk.su

Для создания устойчивого движения тела по траектории традиционными и наиболее распространенными на практике являются способ гироскопической стабилизации и способ, основанный на применении несущих поверхностей [1]. В первом случае телу придается вращение относительно продольной оси и его корпус, как правило, не имеет каких-либо углублений или выступающих элементов. Во втором случае стабилизация достигается за счет применения различных конструктивных элементов, расположенных на поверхности тела, наиболее распространенными из которых являются различного рода хвостовые оперения.

При разработке новых аэродинамических систем реализации этих способов стабилизации может встретиться значительные трудности. Это, в частности, относится к составным аэродинамическим системам, которые условно можно подразделить на два вида. К первому относят составные системы, состоящие из идентичных тел, имеющих одинаковые аэродинамические и массово-геометрические характеристики. Разделение таких систем происходит в заданной точке траектории и важно обеспечить устойчивое движение тел после разделения для получения требуемых зон рассивания. Ко второму виду относят составные системы, содержащие отделяемые в полете элементы конструкции, которые должны отделиться под действием аэродинамических сил с минимальным уровнем начальных возмущений. Для перечисленных составных систем применение гироскопической стабилизации связано с существенными техническими трудностями, а использование для стабилизации хвостового оперения приводит к невозможности создать компоновочные решения, обеспечивающие оптимальный коэффициент наполнения составной системы.

Известно, что обеспечение стабилизации и получение требуемых аэродинамических характеристик возможно путем управления процессом обтекания поверхности тела [1]. При целенаправленном воздействии на поток, обтекающий тело, на его поверхности можно создать необходимое перераспределение давления, приводящее к изменению результирующей аэродинамической силы. Управление обтеканием поверхности тела в настоящее время напрямую связано с отрывными течениями [2]. Как правило, отрыв потока приводит к неблагоприятным последствиям - уменьшается подъемная сила, аэродинамическое качество, происходит большая потеря

энергии. С другой стороны, организуя искусственно вызванные отрывные течения на поверхности тела, можно получить необходимый положительный эффект [3].

Средства воздействия на поток могут быть различными. При этом наиболее эффективны и приемлемы те из них, которые не требуют дополнительных источников энергии для создания зон отрыва, а используют для этого энергию набегающего потока газа. К ним, в первую очередь, можно отнести средства воздействия на поток с помощью аэродинамической формы тел. Различного рода надстройки, ступеньки, уступы на боковой поверхности, а также различные формы головных частей приводят к отрыву потока от поверхности тел и изменению локальных аэродинамических нагрузок, что может быть использовано для управления аэродинамическими характеристиками тел при их одиночном и групповом движении.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния кольцевых осесимметричных вырезов на боковой поверхности тела на его обтекание и аэродинамические характеристики.

В качестве определяющих геометрических параметров исследуемого тела были выбраны следующие величины: удлинение тела $\lambda = L/D$, отношение диаметра выреза к диаметру тела $\bar{d} = d/D$, удлинение выреза $\lambda_v = 2l/(D-d)$. Приведенные параметры изменяются в следующих диапазонах: $\lambda = 0.45, \dots, 1.90$; $\bar{d} = 0.758, 0.833, 0.909$; $\lambda_v = 4.3, \dots, 20.9$. Значение $\bar{d} = 1.0$ соответствовало форме тела в виде цилиндра с гладкой образующей. Рассматривались различные формы головной части тела: плоский торец, затупленный конус, полусфера, иглы различной длины и диаметров. Исследования проводились на баллистической установке НИИ ПММ и в сверхзвуковой аэродинамической трубе НИИ "Геодезия". Использовались результаты аэродинамических исследований, полученные в ИТПМ СО РАН. На баллистической установке с помощью ряда оптических станций регистрации, реализующих метод "светящейся точки", осуществлялась визуализация обтекания тел и проводились координатные измерения. Измерение скорости движения тела осуществлялось бесконтактными светоблокирующими барьерами. В результате баллистических исследований

поучали теневые картины обтекания тел, динамику их разделения при групповом движении, а также определяли параметры траектории и характеристики рассеивания. Диапазон скоростей движения тел равнялся 450...1200 м/с. В аэродинамическом эксперименте проводились весовые и дренажные исследования при числах Маха набегающего потока $M=2,06, 3,02, 4,04$ и углах атаки $\alpha=0...15^{\circ}$. По измеренным силам и моментам определялись коэффициенты продольной C_x и нормальной C_y сил и коэффициент момента тангажа m_z . Кроме того, рассчитывался коэффициент центра давления C_d . Определялось распределение давления по образующей головной части, по дну выреза на боковой поверхности и донному срезу. Визуализация обтекания тел проводилась методом Теллера.

В работе показано, что выполнение осесимметричных прямоугольных кольцевых вырезов на боковой поверхности цилиндрического тела приводит к изменению обтекания всей поверхности в целом. Это объясняется изменением характера взаимодействия пограничного слоя и образующихся вследствие наличия вырезов скачков уплотнения и волн разрежения. В зависимости от геометрических параметров выреза, в частности величины λ_B , в вырезе, при прочих равных условиях, могут реализоваться два типа течения. При λ_B меньше критического значения в вырезе образуется одна область отрывного течения, которую называют "открытой каверной" [2]. При λ_B больше критического значения в вырезе реализуется течение с присоединением потока ко дну выреза и с образованием отрывных областей у передней и задней стенок выреза. Отрывное течение такого вида называют "замкнутой каверной". Переход одного типа течения в другой происходит скачком, сопровождающимся качественными и количественными изменениями параметров течения в вырезе, которые имеют определяющее значение на величину аэродинамических характеристик тела.

В работе дается детальный анализ структуры обтекания тела при различных режимах течения, определяются геометрические параметры перестройки, обсуждается влияние чисел Маха и Рейнольдса на перестройку течения в вырезе и проводится параметрическое исследование аэродинамических характеристик исследуемых тел. Эффективность применения вырезов существенно повышается при их использовании совместно со следующими способами и реализующими устройствами: размещение в вырезе турбулизаторов, вдув газа в вырез, организация перетока газа из области повышенного давления в донную область тела, выполнение выдвигаемых стабилизаторов. Выводы, полученные при исследовании перечисленных способов, позволили предложить ряд устройств для стабилизации тел.

Результаты использования отрывных течений для стабилизации тел позволяют распространить данный способ для стабилизации составных систем. В работе рассматриваются составные системы, скомпоно-

ванные из последовательно расположенных тел так, что их продольные оси образуют продольную ось составной системы. Геометрические параметры вырезов и кинетические параметры движения изменяются в тех же пределах, что и для одиночных тел. Дополнительно варьируется количество тел в составной системе. Как и для одиночных тел, параметры d и λ_B определяют структуру обтекания и аэродинамические характеристики составных систем. Значение этих характеристик существенно влияет на процесс разделения и рассеивания тел. В зависимости от их значений реализуется как соосное разделение тел, так и разделение при больших углах атаки. При соосном разделении тел коэффициент C_x продольной силы, действующей на переднее тело, значительно зависит от формы головной части и менее от параметров λ_B , d и величины расстояния X между разделяющимися телами. Величина X определяет значения коэффициента C_x продольной силы, действующей на отделяющееся тело. Смещение тел в составной системе относительно друг друга по плоским торцам способствует появлению больших аэродинамических нагрузок на поверхностях разделяющихся тел, что может привести к потере устойчивости всей составной системы.

Использование отрывных течений для стабилизации составных систем находит интересные технические приложения. В работе рассматривается несколько таких устройств:

- устройство стабилизации длинных стержней;
- головные части, изменяющие свое удлинение;
- выдвигаемые стабилизаторы.

Так использование составных систем с вырезами на боковой поверхности позволяет обеспечить стабилизацию стержней удлинением $\lambda = 20 \dots 40$ и движение их на траектории с углами атаки $\alpha = 0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Краснов Н.Ф., Кошовой В.Н. Управление и стабилизация в аэродинамике: Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1978. 480 с.
2. Чжен П. Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
3. Чжен П. Управление отрывом потока. М.: Мир, 1979. 552 с.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ВЯЗКОГО УДАРНОГО СЛОЯ

Бородин А.И., Пейгин С.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

В настоящее время в теоретических исследованиях «верх- и гиперзвукового обтекания тел широко применяется концепция вязкого ударного слоя (ВУС), в рамках которой вся возмущенная область перед телом описывается единой системой уравнений динамики вязкого газа. Уравнения ВУС являются упрощенной формой полных уравнений Навье-Стокса (НС), у которых отсутствуют члены, определяющие молекулярный перенос импульса и энергии вдоль основного направления потока газа и все вязкие члены в уравнении импульсов по нормали. В качестве граничных условий на головной ударной волне используются обобщенные условия Рэнкина-Гюгонио, а на теле - условие прилипания, непроницаемости и значение температуры. Существенной особенностью задачи является и то, что положение головной ударной волны, на которой ставятся граничные условия, заранее не известно. Оно определяется в процессе решения одновременно с расчетом поля течения в ударном слое.

Главное преимущество использования ВУС вместо полных уравнений НС заключается в том, что при решении стационарных задач обтекания можно в принципе применять маршевые схемы решения разностных уравнений. Однако наличие дозвуковых областей течения, а это пристеночная область и окрестность линии торможения, делает начально-краевую задачу для ВУС некорректной. Эта «эллиптичность» задачи проявляется в распространении возмущений вверх по потоку через продольную составляющую градиента давления.

В работе рассматриваются два метода, позволяющие преодолеть трудности, связанные с дозвуковыми течениями газа в некоторых областях ударного слоя: метод установления и метод глобальных итераций (ГИ). В методе установления в качестве исходных используются нестационарные уравнения ВУС, а искомое решение получается как предел установления по времени. Принципиальное отличие

метода ГИ от метода установления в том, что здесь необходимо помнить для получения последующей итерации не все поле течения, а поле давления и отход ударной волны.

Пространственные уравнения ВУС интегрировались в переменных Дородницына в произвольной криволинейной системе координат, нормально связанной с поверхностью обтекаемого тела, система координат на поверхности - типа полярной с особенностью в центре. На каждой итерации (или шаге по времени) численное решение исходной краевой задачи определялось маршевым методом, начиная с решения на критической линии. Для этого использовалась неявная конечно-разностная схема, имеющая первый порядок аппроксимации по маршевой координате, второй - по окружной, четвертый - по поперечной, представляющая собой обобщение на трехмерный случай схемы Петухова. В связи с нелинейностью исходной задачи использовались локальные итерации при получении решения в ударном слое на каждом текущем шаге по маршевой переменной. Производные от физической поперечной координаты в методе установления, а в методе ГИ от отхода ударной волны и от давления вдоль маршевого и окружного направлений («эллиптические члены») вычислялись на основе центральных разностей. Для повышения точности расчетов при больших числах Рейнольдса использовалась неравномерная по поперечной координате разностная сетка.

На примере решения задачи об обтекании трехосного эллипсоида с непроницаемой поверхностью сверхзвуковым потоком вязкого однородного газа в широком диапазоне изменения углов атаки и скольжения, чисел Маха и Рейнольдса изучены основные закономерности в распределениях давления и теплового потока вдоль поверхности. Проведено сравнение эффективности предложенных алгоритмов.

ПРОГРАММНЫЙ ПРОДУКТ «ABSORBER» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОВМЕСТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПУЧКАХ ТРУБ

Дорохов А.Р., Медведев Г.Г., Килеева О.Ю., Ерзин А.А.

Томский политехнический университет
634034 г. Томск, пр. Ленина, 30
тел.(3822)415421
E-mail : DAR.@ TPED.TPU.EDU.RU

Программа "Absorber" предназначена для исследования работы абсорбера АБХМ. На основе алгоритма расчета абсорбера в системе визуального объектно-ориентированного программирования Delphi была создана программа, позволяющая пользователям наглядно представить принцип работы абсорбера, а также демонстрирующая на экране значения на выходе, как то: температуры, концентрации раствора, поправок к логарифмическому температурному напору, эффективности и величины тепловой нагрузки при варьировании исходных параметров: начальной температуры и концентрации, давления, температуры и расхода охлаждающей воды и изменение температуры охлаждающей воды в каждой трубе. Программа составлена для пучка горизонтальных труб, написана на языке Object Pascal.

Программа "Absorber" состоит из одного файла и ее установка сводится к копированию файла *absorber.exe* в нужной директорий. После этого программа готова к запуску.

После запуска программы программа запускается на выполнение при помощи кнопки 6. на экране появляется схематическое изображение абсорбера и элементов управления (рис. 1). На панели управления находятся основные элементы управления: 5 - пауза; нажатием 7 обеспечивается просмотр графика изменения концентрации раствора по глубине пучка труб; 8 - открытие окна "Option Dialog", которое при необходимости позволяет изменять исследуемые и начальные параметры теплообмена; 9 - запись в файл; некоторые сведения о разработчиках программы можно получить при нажатии кнопки 10; при завершении или прерывании работы с программой используется кнопка "Close" (11).

При запуске на выполнение на главном экране отображаются параметры системы:

1 - величина давления водяного пара в абсорбере.
Па:

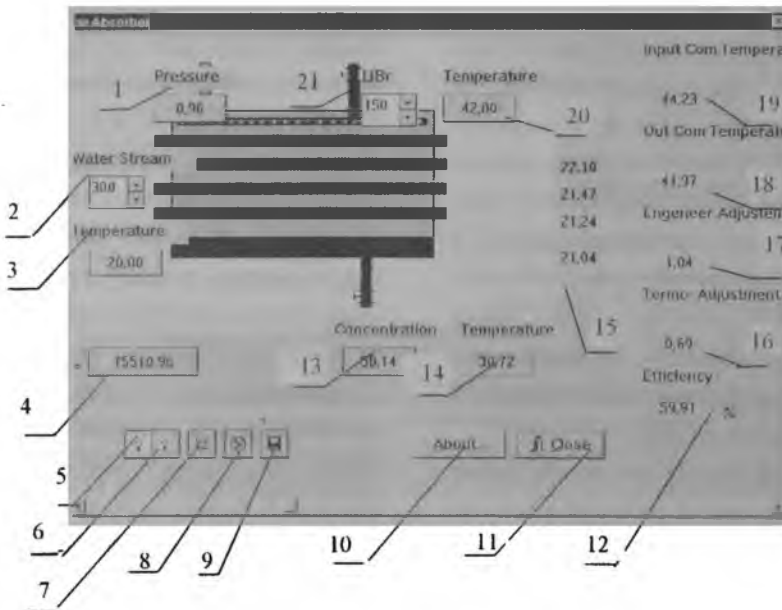


Рис. 1.

2 - расход охлаждающей воды (как видно на рисунке, его легко можно варьировать с помощью стрелок), кг/с;

3 - начальное значение температуры охлаждающей воды, °С;

4 - тепловая нагрузка абсорбера;

12 - эффективность работы абсорбера - отношение тепловой нагрузки, идущей на абсорбцию к полной, отводимой в абсорбере. %;

13 - величина концентрации раствора. %;

14 - температура раствора на выходе. °С;

15 - изменение температуры охлаждающей воды в конце каждой трубы пучка. °С;

16 - поправка к среднелогарифмическому температурному напору, рассчитанная по термодинамически равновесным температурам;

17 - поправка к среднелогарифмическому температурному напору, построенная по истинным температурам

18 - значение термодинамической температуры на выходе. °С;

19 - значение термодинамической температуры на входе. °С;

20 - температура насыщения. °С;

21 - расход раствора бромистого лития (легко варьируется стрелками), кг/с.

В алгоритме, заложенном в основу данного программного продукта, для изменения концентрации раствора на отдельной трубе абсорбера использовалась формула

$$\Delta \xi = \xi \frac{q_s L}{r_a \Gamma}$$

где Γ - плотность орошения (расход жидкости в расчете на единицу длины смачиваемой поверхности), L - длина поверхности, r_a - удельная теплота абсорбции.

Задача расчета массообмена в абсорбере термотрансформатора сведена к задаче расчета теплообмена, то есть к нахождению коэффициентов теплоотдачи, необходимых для расчета тепловых потоков на поверхности пленки и на стенке соответственно

$$\bar{q}_s = \alpha_{s1}(t_s - t_o),$$

$$\bar{q}_w = \alpha_{w1}(t_o - t_w).$$

При расчете коэффициентов теплоотдачи на стенке и на свободной поверхности пленки использовались зависимости, приведенные в [2]:

$$Nu = \frac{\alpha_w \delta}{\lambda} = 1.17 \left(Re Pr \frac{\delta}{L} \right)^{1/3},$$

$$Nu = A \sqrt{\frac{6}{\pi}} \left(Re Pr \frac{\delta}{L} \right)^{0.5}.$$

Расход жидкости в пленке в практических конструкциях обычно соответствует ламинарным режимам ее стекания, поэтому при расчете толщины пленки можно использовать полученную Нуссельтом зависимость

$$\delta = \frac{3\nu^2}{g} Re^{1/2}$$

где $Re = \Gamma \mu$ - число Рейнольдса пленки, μ и ν - динамическая и кинематическая вязкость жидкости, g - ускорение свободного падения.

При расчете тепломассообмена учитывался вклад процессов, происходящих в пространстве между трубами пучка. В качестве примеров по результатам вычислений предлагаются два графика:

зависимость эффективности абсорбера (рис. 2) и тепловой нагрузки (рис. 3) от начальной температуры при разном расходе раствора бромистого лития.

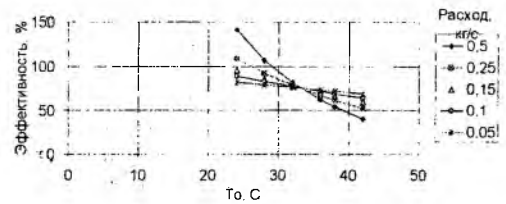


Рис. 2.

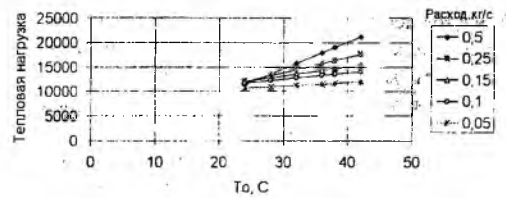


Рис. 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Орехов И.И., Тимофеевский Л.С., Караван С.В. Абсорбионные преобразователи теплоты. Л.: Химия, ЛО, 1989. 208 с.
- Накоряков В.Е., Горин А.В. Тепломассоперенос в двухфазных системах. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1994. 431 с.

ОГНЕЗАЩИТА КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ПОКРЫТИЙ

Зверев В.Г., Ким Л.В., Назаренко В.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.: (3822) 410713, факс: (3822) 410347

E-mail: vgz@niipmm.tsu.tomsk.su

Одним из определяющих требований, предъявляемых к кабельным коммуникациям, является надежность их эксплуатации в условиях повышенной пожаровзрывоопасности. Внешнее воздействие пламени пожара вызывает разрушение и горение большинства полимерных материалов, используемых в многослойной оболочке кабеля, что приводит к аварийному режиму его работы.

Традиционным направлением повышения пожарной безопасности кабельных трасс (КТ) является разработка и применение материалов пониженной горючести.

Вместе с тем возможен и другой подход [1] к решению данной проблемы. Он заключается в нанесении специальных покрытий. В наибольшей степени для этой цели подходит вспучивающееся покрытие (ВП), которые при минимальной толщине защитного слоя могут обеспечить высокие параметры тепловой изоляции. Применение указанных материалов делает актуальными теоретические исследования в области проектирования огнезащиты КТ.

В настоящей работе на основе методов математического моделирования впервые исследован тепловой режим кабельной линии, защищенной вспучивающимся покрытием СГК-1, в условиях внешнего воздействия "стандартного" пожара [2].

Физическая и математическая постановки задачи. Расчетная эквивалентная область поперечного сечения кабеля радиуса R_0 показана на рис. 1. Начальная толщина вспучивающегося покрытия $-l_0$. Тепловая нагрузка связана с повышением температуры $T_i(t)$ среды от начальной T_{i0} по закону

$$T_i(t) = T_{i0} + 345 \lg(0.133t + 1),$$

где t - время воздействия пожара, с [2].

Будем рассматривать ВП как пористую двухфазную однопериодную деформируемую сплошную среду, состоящую из твердого материала и газообразных продуктов разложения. При вспучивании происходит потеря массы твердого

$$A_s \rightarrow A_c + A_g,$$

где A_s , A_c , A_g - символы исходного, кокса, газообразных продуктов. Как показывают лабораторные испытания [3], расширение слоя ВП происходит необратимо и одномерно. Считаем, что усадка и выгорание слоя кокса отсутствуют.

Не детализируя механизм вспучивания, для всякого элементарного образца ВП массы δm_0 и объема

δV_0 , определим $\bar{m} = \delta m / \delta m_0$, $\bar{\theta} = \delta V / \delta V_0$, где \bar{m} , $\bar{\theta}$ - относительные изменения массы и объема, вызванные изменением температуры от начальной до текущих значений. Наряду с эйлеровой (r), в деформируемом слое ВП введем лагранжеву координату s , начало которой находится на поверхности кабеля. В начальный момент $s=r-R_0$, нагреваемой поверхности ВП соответствует $s_0=l_0$, ее текущее положение определяется выражением $r = R_0 + l(t)$.

Применение законов сохранения массы и энергии позволяет получить следующие уравнения для деформируемого (вспучивающегося) слоя в лагранжевой цилиндрической системе координат [3]:

$$\rho_0 \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r G_s}{\partial s} = 0, \quad s \in (0, l_0) \quad (1)$$

$$(\rho c_p)_{ef} \theta \frac{\partial T}{\partial t} + (c_p G)_s \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} \left(r \lambda_{ef} \frac{\partial T}{\partial s} \right) + Q_0 \frac{\partial m}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{m}}{\partial t} = -R(T, \bar{m}), \quad (3)$$

$$r = R_0 + \int_0^s \bar{\theta} ds. \quad (4)$$

Состояние k внутренних слоев кабеля описывается уравнением теплопроводности с джоулевым источником выделения тепла в токопроводящих слоях

$$\rho_i c_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \right) + Q_i, \quad i=1, k, \quad 0 < r < R_0, \quad (5)$$

$$\lambda_i \frac{\partial T_i}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = \lambda_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial r} \Big|_{r=r_i}, \quad T_i \Big|_{r=r_i} = T_{i+1} \Big|_{r=r_i}, \quad i=1, k-1, \quad (6)$$

$$r = 0: \frac{\partial T_1}{\partial r} = 0. \quad (7)$$

На стыке "покрытие-поверхность кабеля" также ставится условие идеального теплового контакта

$$s=0, \quad r=R_0: \frac{\lambda_{ef}}{\bar{\theta}} \frac{\partial T}{\partial s} = \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial r}, \quad T=T_k, \quad G_s=0, \quad (8)$$

на внешней поверхности покрытия имеет место радиационно-конвективное воздействие пламени пожара

$$s=l_0: \frac{\lambda_{ef}}{\bar{\theta}} \frac{\partial T}{\partial s} = \alpha_w (T_f - T_w) + \varepsilon_r \sigma (T_f^4 - T_w^4), \quad (9)$$

Начальные условия имеют следующий вид:

$$t=0: T_i = T = T_{i0}, \quad i=1, k; \quad \bar{m} = \bar{\theta} = 1. \quad (10)$$

В системе уравнений (1) - (10) принято

$$\alpha_{\text{ср}} = 0.5(\lambda_{\text{ср}} / R) \operatorname{Re}f(T_{\text{ср}}, G_{\text{ср}}),$$

$$\varepsilon_{\text{ср}} = (1 + \varepsilon_{\text{ср}} - 1) \varepsilon_{\text{ср}} - 1,$$

$$(\rho c)_{\text{ср}} = (\rho c)_{\text{ср}} + (\rho c)_{\text{ср}},$$

$$\lambda_{\text{ср}} = (\lambda_{\text{ср}}) + (\lambda_{\text{ср}}) + \lambda_{\text{ср}}$$

Здесь $G_{\text{ср}}$ - массовый поток газообразных продуктов деструкции покрытия, $Q/R(T, \dot{m})$ - тепловой эффект и скорость изменения массы при вспучивании, ρ - плотность покрытия при $t=0$; $(\rho c)_{\text{ср}}$, $\lambda_{\text{ср}}$ - эффективные теплоемкость и теплопроводность пористой среды; $\alpha_{\text{ср}}$ - коэффициент конвективного теплообмена; σ , $\varepsilon_{\text{ср}}$ - постоянная Стефана-Больцмана, приведенный коэффициент черноты; φ - объемная доля; $f(T_{\text{ср}}, G_{\text{ср}})$ - поправка на выдув в законе теплообмена [4]. Индексы "s", "g", "w", "R", "T" относятся к твердому веществу, газообразным продуктам, поверхности покрытия, радиационной составляющей теплопроводности $\lambda_{\text{ср}}$, пламени соответственно.

Замыкание модели осуществлялось путем определения \dot{m} и θ , которые интегрально характеризуют вспучивающуюся среду. При отсутствии расширения материала $\theta \equiv 1$, в этом случае модель (1) - (4) переходит в известную в тепловой защите модель Ю.В. Полежаева - Ф.Б. Юревича [4].

Для материала СГК-1 кинетика термической деструкции $R(T, \dot{m})$ определялась на основе обработки данных дериватографии и решения обратной задачи [5]. Кратность вспучивания θ в широком диапазоне температур была изучена в [3] путем термостатирования образцов. Как показали результаты лабораторных исследований, вспучивание СГК-1 начинается с $T \sim 400\text{K}$ и имеет двухстадийный характер. Максимальное увеличение толщины δ_{max} достигает значения ~ 20 (при $T \sim 900\text{K}$). В этом случае плотность прококсованного слоя составляет $\sim 10\%$ от начальной.

Результаты расчетов. На основе данной математической модели был исследован нестационарный тепловой режим кабеля типа КУПР 7э 0.35-250 с радиусом $R_{\text{ср}} = 5.5$ мм, и толщиной покрытия в 1 мм. Проведенные расчеты показали, что в случае незащищенной поверхности нагрев до уровня критической температуры $T = 600^\circ\text{K}$, за которым следует пиролиз и воспламенение оболочки, происходит за $t \sim 100$ с. Применение ВП СГК-1 для кабеля этого типа отодвигает наступление указанного момента до $t \sim 500$ с, что позволяет в 5 раз увеличить время огнестойкости. Сравнение со случаем отсутствия роста толщины слоя ($\theta \equiv 1$) показывает, что эффективность теплозащитного покрытия в основном обусловлена фактором вспучивания.

Увеличение первоначальной толщины СГК-1 усиливает тепловую защиту от пожара. На рис.2 представлена зависимость предела огнестойкости (600K) кабеля от толщины l_0 покрытия СГК-1. Как видно из рисунка, данная функциональная связь близка к линейной зависимости. Ее применение

позволяет осуществлять оптимальный выбор толщины теплоизоляционного слоя ВП в зависимости от требуемого уровня огнестойкости.

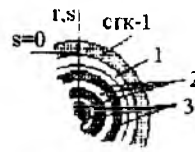


Рис.1. 1 - резина,
2 - полиэтилен,
3 - медь

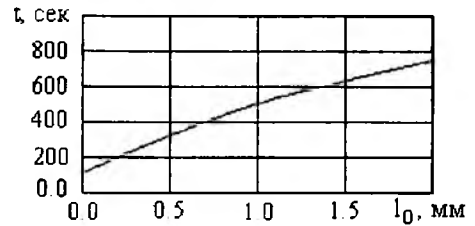


Рис.2. Предел огнестойкости кабеля в зависимости от толщины покрытия СГК-1

Рост термического сопротивления слоя в процессе вспучивания происходит не только за счет увеличения толщины. Имеющее при этом место изменение пористости оказывает значительное влияние на структуру материала и, соответственно, на теплофизические свойства. Так, согласно расчетам, в прококсованном слое покрытия коэффициент теплопроводности $\lambda_{\text{ср}}$ падает до 0.1 Вт/(м·К), что близко к его асимптотической оценке.

Заключение. Предложена физическая и математическая модели для описания теплового режима кабельной конструкции, защищенной вспучивающимся покрытием. Численными расчетами показано, что применение покрытия СГК-1 позволяет в несколько раз повысить стойкость кабельной линии к тепловому воздействию пожара. Результаты исследований представляют интерес для проектирования огнезащиты кабельных коммуникаций.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 96-01-00971).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ревякин А.М., Кашолкин Б.И. Электробезопасность и противопожарная защита в электроустановках. М.: Энергия, 1986. 160 с.
2. Романенков И.Т., Левитес Ф.А. Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991. 321 с.
3. Зверев В.Г., Гольдин В.Д., Несмелов В.В., Цимбалюк А.Ф. // Физика горения и взрыва. 1998. Т.34. №2. С.90-98.
4. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
5. Зверев В.Г., Сеницын С.П., Назаренко В.А. // Сопряженные задачи физической механики и экологии. Томск: ТГУ, 1994. С.71-73.

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАСООБМЕНА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822)410713, факс(3822)410343
E-mail: isak@niipmm.tsu.tomsk.su

Повышение требований к точности определения температурных полей в материале обтекаемого тела вызывает необходимость постановки сопряженных задач тепломассообмена при моделировании условий летного эксперимента, что подтверждается результатами аэродинамических исследований [1]. Кроме того, при проектировании высокоскоростных летательных аппаратов одной из наиболее сложных проблем является борьба с аэродинамическим нагревом. Обычные конструкционные материалы начинают работать на пределе своих возможностей, поэтому снижение максимальной температуры поверхности даже на сравнительно небольшую величину может расширить область применения того или иного материала, что влечет за собой определенный экономический эффект. В данной работе рассматриваются результаты решения задачи прогресса оболочки сферически затупленного конуса при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха под различными углами атаки с учетом различных режимов течения в пограничном слое и вдуве газа с поверхности сферического затупления, где одним из способов снижения максимальной температуры поверхности служит использование теплопроводных материалов для оболочки обтекаемого аппарата. Изучалось влияние режимов течения и интенсивности расходов вдуваемого газа, геометрии обтекаемой оболочки и теплофизических данных материала на характеристики нестационарного сопряженного тепломассообмена. Проанализировано одновременное действие вдува газа-охладителя и перетекания тепла вдоль поверхности оболочки на температурные режимы в теле.

Характеристики сопряженного тепло- и массообмена отыскивались из решения системы уравнений пространственного пограничного слоя в переменных Дородницына-Лиза в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемого тела, уравнения сохранения для пористого затупления и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки, записанного в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [2]. Геометрия модели, давление торможения, интенсивность и закон расхода вдуваемого газа с поверхности затупления соответствовали данным [3], теплофизические характеристики материала оболочки брались постоянными

и соответствовали высокотеплопроводному материалу, выполненному из меди, с одной стороны, и случаю нетеплопроводной стенки с характеристиками асбеста, с другой стороны. Рассматривалась также оболочка из стали, составная оболочка с затуплением из пористой стали и конической частью с теплофизическими характеристиками асбеста и предельный случай, когда $\lambda \rightarrow \infty$. Для условий термохимического разрушения рассматривалась оболочка со стальным затуплением и конической частью, выполненной из углеграфитового материала. Рассматривались углы атаки $\alpha = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$. Температура торможения T_∞ принималась равной 1500К, для расчетов с термохимическим разрушением поверхности - 4000К.

Вследствие внешнего нагрева температура поверхности непроницаемого тела возрастает и наибольшее ее значение отвечает величине радиационной равновесной температуры T_{wp} в области максимальной величины теплового потока для турбулентного режима течения в пограничном слое вблизи точки торможения. Учет перетекания тепла дает значительное снижение T_w , причем неучет перетекания тепла в окружном направлении существенно завышает температуру поверхности в текущие моменты времени на наветренной стороне и занижает на подветренной. Отметим также, что при выходе на стационарный режим протекания процесса температура поверхности на подветренной стороне вследствие продольного и окружного перетекания тепла значительно превышает значение радиационной равновесной температуры T_{wp} .

Двумерная постановка не учитывает перетекания в окружном направлении и на наветренной стороне, где достигается максимальная температура тела, оболочка может разрушаться при $t \rightarrow \infty$, в то время как при трехмерном теплообмене из-за значительного перетекания тепла в окружном направлении температура тела не достигает температуры плавления меди.

Вдув газа-охладителя вызывает более значительное расслоение температурных кривых T_w в плоскостях симметрии на наветренной и подветренной сторонах, обусловленное поведением конвективного теплового потока из газовой фазы q_w вследствие попадания большей массы газа-охладителя в завесную зону на подветренной стороне.

Значения температуры поверхности, отвечающих стационарному трехмерному процессу при $\xi \rightarrow \infty$ при вдуве охладителя, снижаются более чем в два раза по сравнению с результатами для непроницаемой оболочки. Результаты, полученные при вдуве газа-охладителя, подтверждают вывод о целесообразности использования высокопроводных материалов [4,5,6], обеспечивающих интенсивный сток тепла в область пронизываемого затупления. При этом вдув заметно снижает максимальные температуры, но гораздо больший эффект по уменьшению максимальной температуры конической поверхности в завесной зоне связан с использованием теплопроводных материалов.

Важно отметить, что расчетное поведение температуры стенки при наличии и в отсутствие вдува приводит к сильным различиям в коэффициентах теплоотдачи по сравнению со случаем изотермической поверхности. Так, на рис.1 приведена обработка данных расчета осесимметричного обтекания тела турбулентным потоком воздуха при $T_{\infty}=4000\text{K}$ в виде зависимости α/c_p от T_w в сечениях $\xi_1=1.7$ и $\xi_2=7$ (сплошные линии 1, 2). Здесь же для анализа влияния неизотермической поверхности на q_w и α/c_p приведена обработка расчетов, найденных при параметрическом переборе $T_w(\xi)=\text{const}$ для случая термохимически разрушающейся поверхности конуса (штриховые линии 1, 2).

Сравнение показывает, что в периферийной области конической части $\xi_2=7$ коэффициенты, полученные для изотермических условий. Для сечений, близких к ξ_1 , α/c_p является сложной зависимостью от величины $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{\infty} - h_w)$, поскольку, как показано в [7,8], структура коэффициента теплоотдачи в общем случае имеет

вид

$$\alpha/c_p = f_1(h_w/H_{\infty}) + f_2(h_w/H_{\infty}) \frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{\infty} - h_w).$$

В свою очередь, рост α/c_p от T_w для изотермических условий на стенке связан с монотонным уменьшением h_w от ξ на конической поверхности в области прилегающей к ξ , причем $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{\infty} - h_w)$ воз-

растает по абсолютной величине с ростом температуры T_w . Для рассматриваемых условий второй член оказывает преобладающее влияние, что и приводит к указанному изменению α/c_p .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 96-01-00964).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колина Н.П. Влияние неизотермичности поверхности на величину коэффициента теплоотдачи // Труды ЦАГИ. 1987. Вып.2340.
2. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во ТГУ, 1985. 224 с.
3. Feldhuhn R.H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere // AIAA Paper. 1976. №119 9 p.
4. Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С. Исследования температурных режимов обтекаемых тел при вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1992. №6. С.57-64.
5. Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С. Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении в завесной зоне // ПМТФ. 1995. Т.36 №2. С.126-135.
6. Зинченко В.И., Лаева В.И., Сандрыкина Т.С. Расчет температурных режимов обтекаемых тел с различными теплофизическими характеристиками // ПМТФ. 1996. №5. С.106-114.
7. Зинченко В.И., Федорова О.П. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учетом сопряженного тепломассообмена // ПМТФ. 1989. №3. С.118-124.
8. Зинченко В.И. Исследование характеристик сопряженного тепломассообмена // Известия вузов. Физика. 1992. Т.35. №8. С.82-95.

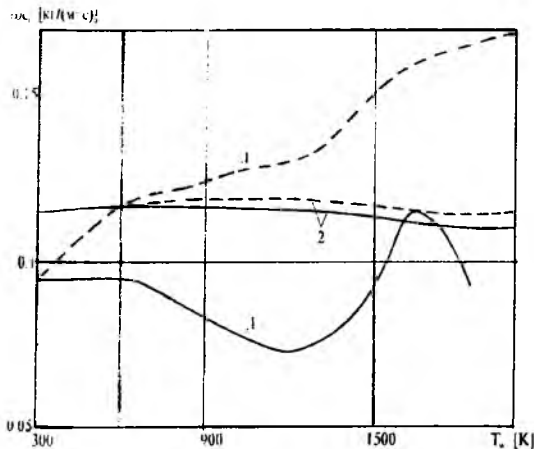


Рис. 1

О МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ

Ким Л.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niimmm.tsu.tomsk.su

Эффективность транспирационного охлаждения заключается в том, что вдув охладителя через пористый материал (ПМ) создает тепловую завесу по контуру обтекаемого тела и существенно снижает теплонапряженность каркаса. Однако в ряде экспериментальных и теоретических работ отмечаются трудности, связанные как с адекватностью физических моделей, так и с математическим моделированием теплового режима в таких средах. Первая сложность связана с гетерогенным характером самой среды, разнообразием форм элементарных частиц, невозможностью точно замерять температуру каркаса T_1 и газа T в порах, а также с погрешностями определения активной поровой поверхности. Вторая сложность связана с заданием исходных параметров, замыкающих краевую задачу.

В частности, при изучении тепловых процессов с позиции двухтемпературной модели оказалось, что выбор объемного коэффициента теплоотдачи далеко неоднозначен и каждый раз требует специального изучения. То же самое можно утверждать и относительно поверхностного коэффициента теплоотдачи на входе в ПМ.

В связи с этим в работе [1] предпринята попытка решения методического вопроса по определению как объемного коэффициента теплоотдачи, так и поверхностного коэффициента теплоотдачи на входе в ПМ. Была предложена критериальная зависимость между объемным числом Нуссельта, поверхностным внутривязным числом Нуссельта и величиной пористости материала в виде

$$Nu_v = 2PNu_s; \quad (1)$$

где за характерный размер принят радиус модельного капилляра. Далее, для замыкания граничных условий в ПМ проведена аналогия с теплообменом при обтекании сферической, цилиндрической и плоской частиц. Результатом анализа явилась рекомендация по подсчету числа Стантона

$$St_* = \frac{A}{Re^{0.5} Pr^{0.6}},$$

где $A = 1,315$ - для сферы, $A = 1,14$ - для цилиндра, $A = 0,57/\sqrt{2\pi}$ - для нормально расположенной пластины.

В развитие этого подхода исследуется внутренний теплообмен в плоском модельном капилляре с учетом теплового процесса во входном сечении. Математическая постановка задачи основана на прибли-

жении узкого канала для ламинарного течения термически сжимаемого вязкого газа [2]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_d}{\partial x} + \frac{1}{\rho \delta Re} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial t}{\partial y} \right),$$

$$\frac{\partial P_d}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\rho \delta Pe} \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right);$$

$$\rho T = 1,$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\delta}{PeKa} \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{1}{\Delta} \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \right),$$

$$\mu = T^n, \lambda = T^m,$$

где $Ka = a/a_1$, $\Delta = (\delta\delta_1)^2$, $\delta = y_0/x_0$,

$$\delta_1 = y_s/y_0, \quad n = m = 0,76.$$

Краевые условия, определяющие процесс транспирационного охлаждения, записываются как

$$t = 0: \quad u = u_0(x, y), \quad v = v_0(x, y), \\ T = 1, \quad T_1 = T_{10};$$

$$x = 0: \quad u = 1, \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = Bi_0(T_1 - 1),$$

$$St_* = \frac{T - 1}{T_1 - 1};$$

$$x = 1: \quad T_1 = T_{10};$$

$$y = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial y} = 0, \quad v = 0;$$

$$y = 1: \quad u = v = 0, \quad T = T_1,$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = K \frac{\partial T_1}{\partial y}, \quad K = \frac{\lambda_1}{\lambda};$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0$$

Численное решение задачи в диапазоне изменения числа Пекле от 2 до 100 обобщено в виде критериальной зависимости со средним квадратичным отклонением в 0,015

$$Nu = (0,128Pe + 3,94)^{0,8} \quad (2)$$

В качестве характерного линейного размера принята полувысота канала. В формуле (2) средняя теплоотдача находилась путем деления среднееинтегрального теплового потока на среднееинтегральный температурный напор по длине канала. Окончание численных расчетов определялось условием выхода теплового режима на квазистационар (относительное отличие последовательных значений чисел Нуссельта меньше чем 0,5%). Полученное соотношение с точностью до 1% оказалось консервативным по отношению к изменению параметра δ_1 - относительной толщины стенки канала от 1 до 5.

В итоге, построенная зависимость (2) в сочетании с формулой (1) позволяет замкнуть методический подход к исследованию теплового режима в пористых материалах с позиции двухтемпературной модели.

На рис. 1 для $Pe = 5$ приведены оценочные кривые, отражающие степень прогрева газа до входа в канал. Расчеты показали, что относительный прогрев газа может достигать 60% (для случая сферы). Далее при увеличении числа Пекле эффект прогрева газа на входе в канал снижается и температура здесь стремится к ударному профилю охлаждающей среды независимо от условий, связанных с формой обтекаемых частиц.

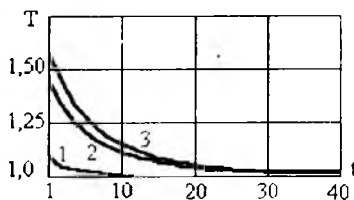


Рис 1

1 - плоская частица, 2 - цилиндр, 3 - сфера.

Определенный интерес вызывает тепловое состояние газа на выходе из канала, где торцевая часть стенки при транспирационном охлаждении испытывает постоянный нагрев (в данном случае граничное условие первого рода). Анализируется изменение среднemasовой температуры газа на выходе из канала в квазистационарном режиме для всех трех условий на входе (сфера, цилиндр, пластина). Оказывается, что влияние учета геометрических особенностей теплообмена на входе может распространяться и в область вниз по потоку вплоть до выходного

сечения канала. Так при $Pe = 2$ относительное отличие по температуре здесь достигает 15% (для условий сферы и стенки) на фоне общего значительного прогрева газа. С увеличением числа Пекле это отличие уменьшается с одновременным общим понижением температуры до состояния охлаждающего газа на входе. Эти результаты интересны с точки зрения оценки прогрева охладителя, предварительно пропущенного через плоский капилляр.

Отметим, что сравнительный анализ с известными работами имеет смысл проводить только тогда, когда процесс теплообмена на входе в пористый материал учитывается автоматически. В этой связи результат экспериментальных исследований оказываются предпочтительней. Так, в [3] полученные результаты экспериментальных работ были использованы для решения коэффициентной обратной задачи. В частности, восстановлен объемный коэффициент теплоотдачи для пористого материала в режиме транспирационного охлаждения. Приведение полученного коэффициента к безразмерному виду числа Нуссельта для модельной транспортной поры дает значение $Nu_p = 1,23$.

С целью сравнения с этим результатом подсчитывается объемное число Нуссельта с привлечением полученной зависимости (2). Подстановка (2) в (1) с учетом эффективного гидравлического радиуса модельного капилляра преобразует последнее выражение к виду

$$Nu_p = P(0,128Pe + 3,94)^{0,8}$$

Расчет по этой формуле для параметров, используемых в указанной теоретико-экспериментальной работе, дает величину $Nu_p = 1,34$. В терминах относительного отличия получаем величину 9%.

Результаты настоящего исследования могут быть использованы при изучении тепловых процессов в пористых средах с позиции двухтемпературной модели. Проведенное математическое моделирование позволяет решать некоторые вопросы проектирования новых пористых материалов с известными заданными свойствами, а также быть полезным при прогнозировании тепловых режимов как на входе, так и на выходе из пористого материала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ким Л.В. // ИФЖ. 1993. Т. 65. N 6. С. 663-667.
2. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. // Внутренние течения газовых смесей. М., 1989.
3. Алифанов А.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л. // ИФЖ. 1987. Т.52, № 3. С. 461-469.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ДЛЯ ВСПУЧИВАЮЩЕГОСЯ РЕАГИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА

Кузин А.Я.

Томский государственный университет

634050, г Томск пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410580, факс (3822) 410347

E-mail: ISAKI@NIPMM.TSU.TOMSK.SU

Методы обратных задач (ОЗ) являются эффективным инструментом исследования процессов тепломассообмена (ТМО) на поверхности материалов определения их теплофизических характеристик (ТФХ) и термокинетических постоянных гетерогенных и гомогенных реакций [1] на основе одномерных и двумерных [2] математических моделей. Тем не менее отсутствует решение ОЗ даже в одномерной постановке для математических моделей на основе уравнений многофазной реагирующей среды, заданных в многослойных перемешанных областях [3].

Рассматривается задача идентификации процессов ТМО на поверхности вспучивающегося реагирующего материала $y=y_3(t)$ по известной температуре $T_*(t)$ в некоторой внутренней точке с координатой y_* ($y_2 \leq y_* < y_3(t)$) (рис. 1). Здесь материал 3 нанесен на металлическую подложку 2.

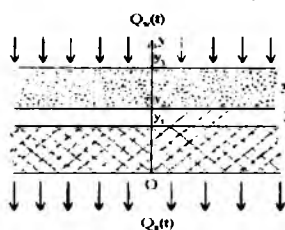


Рис. 1

защищенную теплоизолятором 1. С внешней поверхности $y=y_3(t)$ данная трехслойная пластина нагревается радиационно-конвективным тепловым потоком $Q_w(t) = \alpha_w(T_e - T_w) + A_{\text{эф}} \sigma (T_{\text{пл}}^4 - T_w^4)$, а с внутренней поверхности $y=0$ охлаждается за счет свободной конвекции $Q_n(t) = \alpha_n(T^0 - T_n)$. Здесь α - коэффициент теплоотдачи, определяемый с учетом выдува продуктов разложения; $A_{\text{эф}}$ - эффективная функция радиационных параметров материала и пламени, вычисляемая по формуле Христиансена [4]; σ - постоянная Стефана-Больцмана. Индексы: w - поверхность $y=y_3(t)$; 0 - внизу - поверхность $y=0$; e - внешний поток; пл - пламя; 0 - сверху - начальное состояние. Помимо $T_*(t)$ известны кратность вспучивания материала $(h_3 - h_3^0)/h_3^0$ (h_3 - толщина материала) и истинные ТФХ его компонентов. Заданы начальные условия, граничное условие 3-го рода на внутренней поверхности и условия сопряжения на внутренних границах пластины. Требуется определить характеристики ТМО на границе $y=y_3(t)$.

Процесс тепломассопереноса в пластине описывается математической моделью многофазной

реагирующей среды, предложенной и апробированной в [3]. Она состоит из уравнений теплопроводности для теплоизолятора и подложки, уравнений неразрывности, состояния, сохранения энергии, количества движения, массы компонентов для реагирующего материала с соответствующими начальными и граничными условиями. Коэффициент проницаемости определяется по формуле Козени-Кармана, а ТФХ 3-го слоя - через истинные ТФХ и объемные доли компонентов. Вместо граничного условия 3-го рода на границе $y=y_3(t)$, используемого при решении уравнения сохранения энергии в прямой задаче (ПЗ), в ОЗ задается температура $T_*(t)$. Уравнение неразрывности после подстановки в него плотности из уравнения состояния и скорости фильтрации из уравнения сохранения количества движения, взятого в форме линейного закона Дарси, преобразуется в уравнение параболического типа для давления. Для этого уравнения на границе $y=y_3(t)$ задается атмосферное давление, а на границе $y=y_2$ - его производная $\partial p / \partial y = 0$. Последнее условие вытекает из линейного закона Дарси с учетом условия непротекания продуктов разложения на границе $y=y_2$.

На первом этапе решения ОЗ осуществляется сведение ее к постановке Коши. Для этого вначале решается ПЗ теплообмена в области D_2 $\{0 \leq t \leq t_k, 0 \leq y \leq y_2\}$ и определяется тепловой поток $q_*(t)$ на границе $y=y_2$. Далее с известными $T_*(t)$, $q_*(t)$ решается ОЗ в области D_1 $\{0 \leq t \leq t_k, y_2 \leq y \leq y_3(t)\}$. Для облегчения интегрирования в переменной области D_1 в исходной системе уравнений осуществляется переход к переменным Лагранжа [3]. Используя неявную разностную схему [1], для определения температуры на i -м пространственном слое как функции времени получена система нелинейных алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей [1], связывающая i -й, $(i+1)$ -й и $(i+2)$ -й слои. Процесс счета начинается со слоя $N-2$, при этом температура на N -м слое равна $T_*(t)$, а на $(N-1)$ -м слое определяется из разностного представления $q_*(t)$. Последовательно применяя эту процедуру решения для $i = N-2, N-3, \dots, 1$, определяются температурное поле в области D_1 и тепловой поток $Q_w(t)$. Использование неявной разностной схемы повышает вязкостные свойства вычислительного алгоритма и расширяет его возможности. Если прямым численным методом (ПЧМ) устойчивое решение ОЗ получить не удастся, что возможно при использовании малых шагов по време-

ни наличии больших ошибок в исходной температуре $T_2(t)$ и т.д. используется регуляризованный численный метод (РЧМ). В этом случае регуляризованное численное решение получается из условия минимума функционала А.Н.Тихонова, примененного к полученной ранее системе алгебраических уравнений с трехдиагональной матрицей:

$$\Phi(\beta) = \sum_{i=1}^M (A_i^j T_i^j + B_i^j T_i^j - D_i^j T_i^{j-1} - F_i^j)^2 + \frac{\beta k_1}{h_1^2} \sum_{i=1}^M (T_i^j - T_i^{j-1})^2 + \frac{\beta k_2}{h_2^2} \sum_{i=1}^M (T_i^{j+1} - 2T_i^j + T_i^{j-1})^2$$

Здесь A, B, D, F - коэффициенты этой системы, приведенные в [1]; h_i - шаг по времени; β - параметр регуляризации, k_1, k_2 - некоторые неотрицательные числа. Нижний и верхний индексы у температуры характеризуют номера пространственного и временного слоев. В результате минимизации функционала по всем T_i^j ($j=1, M$) для определения регуляризованного решения на i -м слое получена система нелинейных алгебраических уравнений с симметричной пятидиагональной положительно-определенной матрицей [1], которая решается методом немонотонной прогонки с итерациями по коэффициентам. Полученная решение дает искомую регуляризованную температуру на i -м пространственном слое для фиксированного значения параметра β . За нулевое приближение берется известная температура с $(i+1)$ -го пространственного слоя. Параметр регуляризации определяется по принципу невязки. При решении ОЗ в D_1 при фиксированном значении параметра регуляризации проводятся глобальные итерации по полю давлений. ПЗ решается итерационно-интерполяционным методом [1] с итерациями по коэффициентам с заданной точностью.

Апробация РЧМ проводилась на решении модельной задачи, близкой к реальной, следующим образом. Вначале решалась ПЗ в области $D\{0 \leq t \leq t_k, 0 \leq y \leq y_3(t)\}$ с граничным условием 3-го рода на поверхности $y=y_3(t)$ для уравнения сохранения энергии. Полученные в результате ее решения температура подложки $T_2(t)$ использовалась в качестве исходной температуры $T_1(t)$ при решении ОЗ, а $T_w(t), Q_w(t)$ считались ее точным решением. Материалами слоев 1-3 являлись асбест, сталь-3 и насыщенный влагой материал на неорганическом связующем. При проведении численных расчетов использовались следующие значения параметров: $\alpha_w = 40$ Вт/(м² К); $\alpha_n = 20$ Вт/(м² К); $T_c = 1100$ К; $T_{пл} = 1100$ К; $T^0 = 290$ К; массовая концентрация влаги $C_w = 0,2$; толщины слоев $h_1 = 3 \cdot 10^{-2}$ м, $h_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $h_3 = 5 \cdot 10^{-3}$ м; максимальная кратность вспучивания равна 1; коэффициенты теплопроводности слоев $\lambda_1 = (0,11 + 0,19 \cdot 10^{-3} T)$ Вт/(м К); $\lambda_2 = 60,4$ Вт/(м К); $\lambda_3 = 1,04$ Вт/(м К); плотности слоев $\rho_1 = 650$ кг/м³, $\rho_2 = 7808$ кг/м³, $\rho_3 = 1845$ кг/м³; коэффициенты объемных тепло-

емкостей слоев $c_1 = 816$ Дж/(кг К); $c_2 = 347(1 + 0,62 \cdot 10^{-4} T)$ Дж/(кг К); $c_3 = 1090$ Дж/(кг К). Термокинетические постоянные процесса объемного испарения влаги взяты из [4], теплофизические свойства влаги и ее продуктов испарения - из [5].

На рис. 2 сплошными линиями показаны

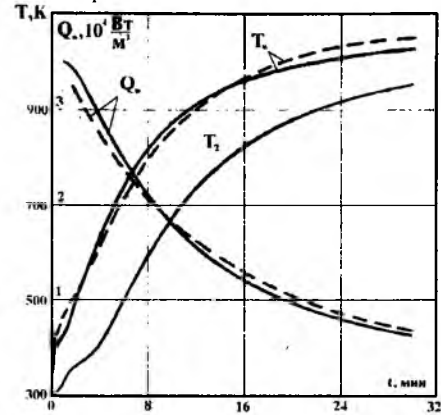


Рис. 2

исходная температура $T_2(t)$ и точное решение $T_w(t), Q_w(t)$, штриховыми линиями - численное решение ОЗ, полученное ПЧМ. Наблюдается хорошее согласование точного и численного решений. В то же время при использовании $T_2(t)$, заданной с ошибками, распределенными по равномерному, нормальному и "пилообразному" законам с текущей относительной погрешностью 3%, устойчивое решение ОЗ, удовлетворительно согласующееся с точным, удается получить только РЧМ. Полученные результаты говорят об эффективности и хороших возможностях предлагаемого РЧМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (код проекта 96-01-00964).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин А.М., Кузин А.Я., Миков В.Л. и др. // Решение некоторых обратных задач механики реагирующих сред. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. 247 с.
2. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. // ПМТФ. 1996. Т. 37. N4. С. 126-134.
3. Исаков Г.Н., Кузин А.Я. // ФГВ. 1998. Т.34. N2. С. 82-89.
4. Исаков Г.Н. // Моделирование процессов тепло-массопереноса и воспламенения в реакционно-способных средах. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. 234 с.
5. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В СЛОЕ БЕТОНА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ПРИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ

Кузнецов Г.В., Рудзинский В.П.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410562, E-mail: mi_pimm@vpr.tomsk.su

Бетон, используемый в качестве основного конструкционного материала для изготовления слоя биологической защиты ядерных реакторов, нагревается в процессе работы при критических тепловых нагрузках [1-2] до достаточно высоких температур (до 1300 К). Возникающие при этом напряжения могут приводить к растрескиванию бетона. Особую роль в формировании напряженно-деформированного состояния бетона в рассматриваемых условиях может играть адсорбированная влага, которая содержится в порах [1]. В то же время известно [3], что при нагреве бетона происходит выделение паров воды в результате процесса дегидратации. Масштабы возможного влияния этого процесса на распределение внутриспорового давления до настоящего времени не исследовались. В данной работе приведены результаты численного исследования процессов тепло-массо-переноса в слое бетона с учетом испарения адсорбированной влаги и реакции дегидратации [3]. Решена задача о температурном поле полого бетонного цилиндра, содержащего влагу, с учетом испарения адсорбированной влаги и реакции дегидратации в условиях интенсивного нагрева по внутренней поверхности цилиндра. Математическая модель рассматриваемого процесса в рамках принятой схемы процесса включает уравнения сохранения массы, импульса и энергии с соответствующими краевыми и начальными условиями

$$(c\rho)_z \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\lambda_r r \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{1}{r} m c_3 \frac{\partial T}{\partial r} + Q_1 W_1 + Q_2 W_2, \quad (1)$$

$$(c\rho)_z = c_1 \rho_1 \varphi_1 + c_2 \rho_2 \varphi_2 + c_3 \rho_3 \varphi_3, \quad (2)$$

$$\lambda_{\frac{r}{r}} = \lambda_1 \varphi_1 + \lambda_2 \varphi_2 + \lambda_3 \varphi_3, \quad (3)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -w_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -w_2, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_2 \varphi_2}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho_2 \varphi_2 r}{\partial r} = W_1 + W_2, \quad (5)$$

$$v_r = \frac{K}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (7) \quad p = \frac{\rho_3 R T}{M}, \quad (8)$$

$$\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 1, \quad (9) \quad W_1 = \rho_{10} \varphi_1 \frac{d\eta}{dt}, \quad (10)$$

$$W_2 = \frac{\Lambda (\rho_2^H - \rho_2) \varphi_2}{\sqrt{2\pi RT} M}, \quad (11) \quad \frac{dm}{dr} = W_1 + W_2, \quad (12)$$

$$t=0 \quad T=T_0, \quad \varphi_1=\varphi_{10}, \quad \varphi_2=\varphi_{20}, \quad \varphi_3=\varphi_{30}, \quad (13)$$

$$r=r_n: P = P_H, \quad \alpha(T_n - T) + \varepsilon_{np} \sigma (T_n^4 - T^4) = -\lambda \Sigma \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (14)$$

$$r = r_B: \quad \alpha_B (T_B - T) = -\lambda_B \frac{\partial T}{\partial r}, \quad v_r = v_{rB}, \quad (15)$$

Здесь - T - температура; t - время; r - пространственная координата; c - удельная теплоемкость; ρ - плотность; w , Q - скорость и тепловой эффект физико-химических превращений; λ - коэффициент теплопроводности; m - массовый расход газообразных продуктов газификации кристаллической и адсорбированной влаги; φ - объемная доля; v - скорость; k - коэффициент проницаемости; μ - динамическая вязкость; P - давление; R - универсальная газовая постоянная; M - молекулярный вес; A - коэффициент аккомодации; η - степень завершенности (глубина реагирования) процесса дегидратации; ε_{np} - приведенная степень черноты; α - коэффициент теплоотдачи; σ - постоянная Стефана-Больцмана. Индексы: 0 - начальное значение; 1 - исходный бетон; 2 - адсорбированная влага; 3 - газообразные продукты дегидратации и испарения; Σ - суммарные значения; v - внешняя среда; n - нагреваемая поверхность бетона; k - кристаллическая влага.

При постановке задачи приняты следующие основные допущения: 1. Рассматриваемая область не деформируется в результате роста давления в пористой структуре бетона при испарении и дегидратации влаги. 2. Радиационный теплообмен в бетоне пренебрежимо мал по сравнению с кондуктивным и конвективным. 3. Коэффициент проницаемости бетона не меняется по мере протекания процессов дегидратации и испарения.

Задача рассматривается в цилиндрической системе координат, начало которой связано с осью полого бетонного цилиндра, нагреваемого по поверхности внутреннего канала. Система уравнений краевых и начальных условий (1) - (15) решена методом конечных разностей [4]. Разностные аналоги нелинейных дифференциальных уравнений с соответствующими краевыми и начальными условиями решены методом итераций с применением метода прогонки на каждой итерации. Использовалась неявная четырехточечная итерационная разностная схема. Сеточные параметры выбирались из условий обеспечения устойчивости решения для всего диапазона скоростей протекания физико-химических процессов.

Численные исследования проведены при следующих значениях параметров внешней среды и характеристик бетона: $T_n=293\text{K}$, $r_n=0.8\text{м}$, $r_B=1\text{м}$, $k=3 \times 10^{-12}$, $\varphi_k=0.06$.

Результаты расчетов типичного варианта приведены на рис.1-4. Основное внимание при численном анализе было уделено влиянию кристаллической влаги на распределения давления и температуры по толщине слоя бетона в различные моменты времени. Установлено, что процесс дегидратации существен-

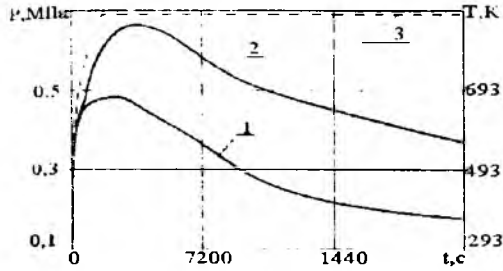


Рис.1. Изменение максимального давления в слое бетона по времени: 1 - без учета дегидратации, 2 - с учетом дегидратации. 3 - изменение по времени температуры среды внутри цилиндра.

но изменяет уровень давления в слое бетона, обусловленный испарением адсорбированной влаги (рис.1). С увеличением массовой доли влаги в бетоне растет и давление (рис.2). При этом для каждого момента времени характерным является наличие больших градиентов давления по толщине (рис.3). Хорошо видно, что по мере прогрева бетона зона, в

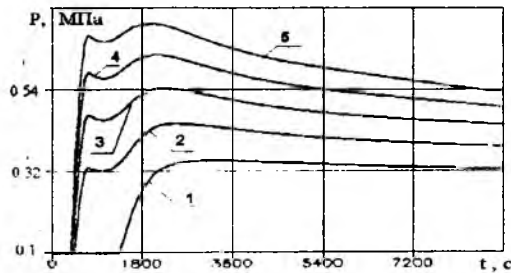


Рис.2. Изменение давления во времени в сечении $r=0.82\text{ м}$ в зависимости от содержания в бетоне адсорбированной влаги: $\varphi_2=0\%$, $\varphi_2=1\%$, $\varphi_2=2\%$, $\varphi_2=3\%$, $\varphi_2=4\%$.

которой достигается максимум давления, смещается от нагреваемой поверхности вглубь материала (рис.3-4). При этом наблюдается немонотонный во

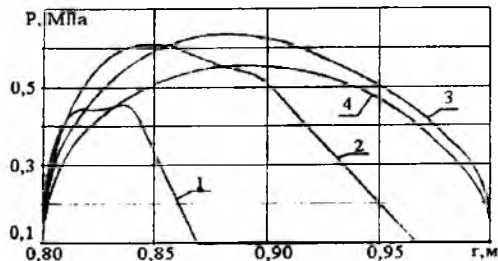


Рис.3. Распределение давления по r в различные моменты времени: 1 - $t=1200\text{ с}$, 2 - $t=3600\text{ с}$, 3 - $t=9000\text{ с}$, 4 - $t=18000\text{ с}$.

времени рост давления с последующим падением

уровня давления по мере продвижения зоны испарения и дегидратации влаги к нагреваемой (внешней)

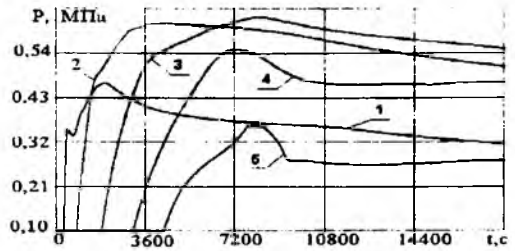


Рис.4. Изменение давления во времени в сечениях по r : 1- $r=0.81\text{ м}$, 2- $r=0.85\text{ м}$, 3- $r=0.9\text{ м}$, 4- $r=0.95\text{ м}$, 5- $r=0.99\text{ м}$.

поверхности слоя бетона. Наличие локальных экстремумов на кривых $P(t)$ обусловлено подключением процесса дегидратации к образованию газообразных паров воды при достижении в определенных сечениях критических значений температур. Особенно отчетливо эти локальные экстремумы проявляются в сечениях, близких к нагреваемой поверхности (рис.2).

Необходимо отметить, что численный анализ был проведен при относительно невысоких температурах среды (менее 900 К). Но рост давления при этом так велик, что даже грубые оценки уровня возникающих при этом напряжений показывают, что они существенно превышают предел прочности бетона при таких температурах.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что кристаллическая влага, аккумулированная в бетоне в процессе его изготовления, может оказывать влияние на формирование напряженно-деформированного состояния бетонной конструкции, сопоставимое по своим масштабам с влиянием адсорбированной влаги. Важным при этом является также и то, что большую опасность представляют и режимы разогрева реактора до относительно невысоких температур (900 К), когда прочность бетона падает [3], а внутрипоровое давление растет до значений, при которых может достигаться уровень напряжений, превышающих прочность бетона при соответствующей температуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Huang C.L.D., Gamal N.Ahmed. Dynamic responses in hollow concrete cylinders under hazardous thermal loads. // Int. J. Heat and mass transfer. 34, 2535-2543 (1991).
2. Федик И.И., Колесов В.С., Михайлов В.Н. Температурные поля и термонапряжения в ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 280 с.
3. Макагонов В.А. Бетон в условиях высокотемпературного нагрева. М.: Стройиздат, 1979. 84 с.
4. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. 616 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО РАЗРУШЕНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУЙ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЧАСТИЦ

Кузнецов Г.В., Световец Е.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410562

Взаимодействие гетерогенных потоков с поверхностью осуществляется в различных технологических процессах и технических системах. Во многих случаях это взаимодействие приводит к эрозии материала поверхности [1]. Повышение температуры гетерогенного потока интенсифицирует процесс эрозионного разрушения конструктивных материалов.

В данной работе приведены результаты численного исследования с использованием модели [2] процесса разрушения стали при взаимодействии с высокотемпературной гетерогенной струей, натекающей на стальную пластину, расположенную перпендикулярно оси симметрии струи.

Рассматривается задача о продвижении фронта разрушения металла вглубь пластины под действием гетерогенной сверхзвуковой высокотемпературной струи с заданными параметрами. В качестве условия разрушения принимается условие равенства касательных напряжений трения внешнего газового потока (τ) пределу прочности материала при соответствующей температуре (σ).

Особенностью рассматриваемой задачи является то, что по заключению [3] механизмы переноса тепла в условиях взаимодействия сверхзвуковых струй с преградами, расположенными нормально потоку, в области "градиентного течения" [3] существенно отличаются от общепринятых механизмов теплообмена в турбулентном пограничном слое [4]. Так, например, по данным [3], числа Стантона, полученные экспериментально для режимов натекания незапыленных струй воздуха на преграду нормальную потоку, превышают в 2-3 раза вычислению по широко применяемым формулам [4] для турбулентного пограничного слоя. Но противоречия, выделенные в [3] для гомогенных (незапыленных) потоков, не могут быть устранены при анализе теплообмена и трения при взаимодействии гетерогенных струй с преградами. Присутствие частиц конденсированной фазы в потоке только усложняет анализ.

При постановке задачи приняты следующие допущения.

1. Частицы конденсированной фазы взаимодействуют с поверхностью материала также как и молекулы газа в режиме трения-скольжения. Поэтому значения τ рассчитываются по формуле:

$$\tau = (C_f \rho_{\Sigma} U^2) / 2$$

с использованием эффективной плотности смеси "газ-частицы":

$$\rho_{\Sigma} = \rho_1 \Phi_1 + \rho_2 \Phi_2,$$

где ρ - плотность, Φ - объемная доля, C_f - коэффициент трения, U - скорость газа, а индексы 1 и 2 соответствуют газовой и конденсированной фазам.

2. Скорость частиц в пристенной области равны скорости газа.

3. Вкладом радиационной составляющей теплового потока по сравнению с конвективной можно пренебречь.

4. При расчете конвективного теплообмена правомерным является использование эмпирической зависимости для числа Нуссельта (Nu), полученной экспериментально для режимов взаимодействия гетерогенных потоков с пакетами труб.

5. Образование кратера в результате разрушения стали не влечет за собой изменение условий теплообмена в кратере (значение числа Nu струи и температуры газа T не меняет по мере продвижения границы разрушения вглубь пластины).

6. Возможные процессы плавления стали и окисления активными компонентами газового потока не рассматриваются в связи с тем, что по оценкам [5] температура поверхности образца при разрушении в рассматриваемых режимах не превышает 900 К. При таких температурах плавление стали невозможно, а скорость окисления составляет не более 0.01% от линейной скорости разрушения, зафиксированной в экспериментах [5,6].

При указанных допущениях задача расчета скорости продвижения фронта разрушения сводится к определению нестационарного двумерного температурного поля в пластине с учетом образования кратера и вычислению значений скорости уноса массы с использованием условия:

$$\tau \geq \sigma(T) \quad (1)$$

В такой постановке задача сводится к решению двумерного нестационарного, нелинейного уравнения теплопроводности для области с локальной криволинейной подвижной границей, скорость движения которой рассчитывается по условию разрушения (1), с соответствующими начальными и граничными условиями.

Система уравнений начальных и граничных условия решена методом конечных разностей. Разностные аналоги дифференциальных уравнений решены методом расщепления, а одномерные уравнения - методом итераций с применением метода прогонки на каждой итерации.

Численные исследования выполнены для стали 45 и режимов воздействия, по которым есть экспериментальные данные о скорости уноса массы m при контролируемых с приемлемой точностью параметрах гетерогенной струи [6].

На рис. 1 приведены расчетные зависимости линейной скорости разрушения стали 45 от давления торможения газового потока (\bullet - результаты эксперимента [6]; линией обозначены результаты численного счета). Сравнение с экспериментальными данными [4] показывает удовлетворительное (в пределах $\pm 25 - 30\%$) соответствие теоретических и экспериментальных значений V_x при $10 \leq P \leq 15$ МПа.

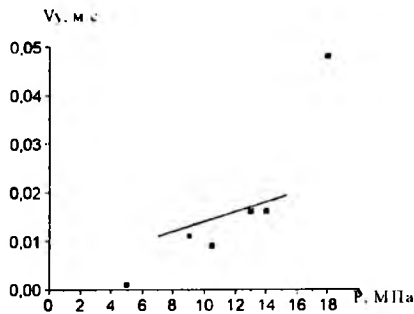


Рис. 1

На рис. 2 приведены типичные температурные поля пластины в момент времени $t=0,3$ с ($P=15$ МПа). Видно, что градиенты температур вблизи границ кратера, образующегося в процессе разрушения материала, достаточно велики.

Анализ полученных результатов показывает, что разрушение материалов под действием высокотемпературной гетерогенной струи с высокой концентрацией частиц определяется комплексом не только

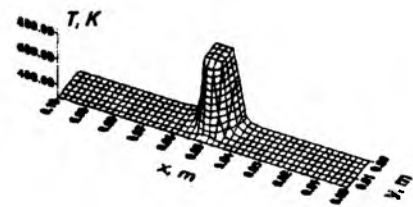


Рис. 2

газодинамических процессов в приповерхностном слое газовой фазы и физико-механических процессов приповерхностном слое материала. Интенсивность разрушения определяется в первую очередь температурным полем материала и соответственно, комплексом теплофизических процессов, протекающих как в газовой фазе, так и в тонком приповерхностном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эрозия / Под ред. К.Прис. М.: Мир, 1982. 464 с.
2. Кузнецов Г.В. Модель высокотемпературного разрушения материалов под действием гетерогенной струи с высокой концентрацией частиц // Всесибирские чтения по математике и механике: Материалы международной конференции. Т. 2. Томск, 1997. С. 73-74.
3. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.
4. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 342 с.
5. Абалтусов В.Е., Гага С.Г., Жарова И.К., Зотова Л.В., Кузнецов Г.В., Световец Е.В. Определение основных характеристик теплообмена при теплоэрозионном разрушении материала // Избранные доклады международной конференции "Всесибирские чтения по математике и механике". Т. 2. Томск, 1997. С. 43 - 49.
6. Абалтусов В.Е., Алексеенко Н.Н., Дементьев В.Ф., Немова Т.Н., Зима В.П., Шандаков В.А. Экспериментальное исследование термохимического и эрозийного разрушения материалов при взаимодействии с высокотемпературными гетерогенными потоками // Теплофизика и аэромеханика. 1966. Т. 3. Вып. 1. С. 59-63.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗГОНА ЧАСТИЦ В СВЕРХЗВУКОВЫХ УСТРОЙСТВАХ ГАЗОПЫЛЕВОЙ РЕЗКИ

Кузьмин Р.Б.¹⁾, Михатулин Д.С.²⁾, Полежаев Ю.В.²⁾, Ревзинков Д.Л.¹⁾

1) Московский авиационный институт (государственный университет), Москва

2) Институт высоких температур РАН, Москва

Настоящая работа является продолжением работы [1] в которой был проведен цикл параметрических исследований с целью оптимизации воздушно-керосинового газопылевого резака. Здесь рассматривается вариант когда в качестве несущей среды разгоняющей частицы, используется сжатый газ, начальное давление и температура которого могут меняться независимо. Цель работы - анализ влияния давления и температуры газа на интенсивность и эффективность резки.

В качестве параметра, характеризующего скорость разрушения преграды или интенсивности газодинамической резки, используется кинетическая энергия потока абразива на преграде, определяемая как $W = \Pi V_p^2 / 2$. Здесь Π - массовый секундный расход абразива, V_p - скорость частиц в момент соударения с преградой. Обоснование такого подхода приведено в [2,3].

Наряду с интенсивностью разрушения преграды представляет интерес параметр эффективности резки, который может быть определен как отношение кинетической энергии потока абразива на преграде к расходу энергии, затраченной на разгон частиц: $e = W / E$, где $E = GH$ - расход энергии на разгон частиц в установке, G - массовый секундный расход газа в установке, H - полная удельная энтальпия газа.

Анализ влияния давления и температуры газа на эффективность резки ведется на основе математической модели, включающей уравнение движения частиц абразива в разгонном сопле и в струе газа между срезом сопла и преградой. При этом профиль сопла оптимизируется с целью достижения наибольшей скорости частиц на срезе. Следует указать на ряд допущений, принятых в используемой модели. Течение газа в разгонном тракте и в области перед преградой считается одномерным; предполагается, что частицы имеют правильную форму и не разрушаются; не учитываются силы взаимодействия частиц друг с другом; вследствие малого весового содержания частиц в потоке не учитывается влияние частиц на газодинамические характеристики потока. Подробно используемая математическая модель описана в работе [1].

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НЕСУЩЕЙ СРЕДЫ

На скорость газоабразивной резки Рассмотрим сначала влияние давления в форкамере на скорость и эффективность газоабразивной резки. Повышение давления, с одной стороны, способствует более интенсивному разгону частиц в разгонном тракте, а с другой - более интенсивному их торможению перед преградой, что в особой мере проявляется при больших глубинах прорезания. Кроме того, при постоянной массовой концентрации абразива в

потоке повышение давления приводит к возрастанию массового потока абразива, что способствует усилению интенсивности резки.

Получены зависимости кинетической энергии потока абразива на преграде (интенсивности резки) для случая постоянной массовой концентрации ($f_m = P$ ($i=0,01$)). Основные исходные данные следующие. Газ разгоняется в разгонном сопле со сверхзвуковой частью длиной 200 мм и критическим сечением 5 мм. В трансзвуковую часть сопла вводятся частицы песка плотностью 2500 кг/м³. Размер частиц является варьируемым параметром задачи. Сверхзвуковая часть сопла в каждом расчете профилируется с целью максимизировать газодинамическое воздействие на частицу данного размера в каждом сечении разгонного тракта. Отстояние преграды от среза сопла 10 мм. Расчеты соответствуют использованию в качестве несущей среды сжатого воздуха с температурой в форкамере $T_0=1500$ К и перегретого пара с температурой 823 К. В качестве параметров выступают: размер частиц и глубина прорезания преграды.

Результаты показывают, что интенсивность резки повышается с увеличением давления. Это повышение наиболее существенно для малых глубин прорезания. С увеличением глубины наклон кривых заметно снижается, т.к. увеличивается протяженность области торможения частиц и, соответственно, влияние тормозящего эффекта. Этим же фактором можно объяснить различное влияние диаметра частиц на эффективность резки. В случае малых глубин прорезания более интенсивный разгон мелких частиц приводит к усилению интенсивности резки с уменьшением размера. При увеличении глубины решающую роль начинает играть область торможения частиц и кривые меняются местами. Сравнивая результаты, полученные для сжатого воздуха и перегретого пара, можно отметить, что поведение интенсивности резки в зависимости от давления, размера частиц и глубины прорезания преграды для различных вариантов несущей среды в случае постоянной массовой концентрации абразива хорошо согласуется как качественно, так и количественно. Применение пара создает более благоприятные условия для разгона частиц, что в данном случае компенсируется более высокой температурой воздуха.

На эффективность газоабразивной резки. Далее остановимся на анализе поведения эффективности резки при изменении давления газа в форкамере.

Выражая эффективность резки через массовую концентрацию абразива, в случае постоянной теплоемкости газа получаем следующее выражение для эффективности:

$$e = \frac{f_v V_n^2}{2c_p T_0} \quad (1)$$

Из выражения (1) следует, что если при повышении давления газа увеличивать расход абразива пропорционально расходу газа, поддерживая таким образом постоянство массовой концентрации абразива, эффективность резки будет полностью определяться скоростью частиц на преграде. Поэтому на эффективность оказывает существенное влияние отмеченный выше противоречивый характер воздействия давления на интенсивность разгона частиц в сопловом тракте и торможения частиц перед преградой. В случае малых глубин прорезания эффективность возрастает с увеличением давления. При увеличении глубины роль тормозящего эффекта возрастает и зависимости приобретают точку экстремума. В результате каждому давлению соответствует определенный размер частиц, при котором достигается наибольшая скорость их соударения с преградой, причем значение этой скорости зависит от давления относительно слабо. Представлены зависимости максимальной достижимой эффективности резки от диаметра частиц при различных глубинах для сжатого воздуха и перегретого пара. Видна слабая зависимость максимальной эффективности от размера частиц.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕСУЩЕЙ СРЕДЫ

Постоянная массовая концентрация частиц. Далее рассмотрим влияние температуры газа в форкамере на скорость и эффективность газоабразивной резки. Случай постоянной массовой концентрации абразива в потоке, как следует из выражения (1), является неблагоприятным с точки зрения эффективности. Представлены соответствующие зависимости кинетической энергии потока абразива на преграде и эффективности резки от температуры торможения для сжатого воздуха с начальным давлением 5 МПа при различных размерах частиц и глубинах прорезания. Видно, что при малых глубинах прорезания интенсивность резки (энергия потока абразива на преграде) меняется незначительно, т.к. улучшение разгона частиц при повышении температуры компенсируется уменьшением расхода газа, и, следовательно, расхода абразива при его постоянной массовой концентрации. Наличие температуры газа в знаменателе выражения (1) приводит в результате к значительному падению эффективности резки. При увеличении глубины прорезания увеличивается участок торможения частиц, которое с повышением температуры и уменьшением плотности газа становится менее интенсивным и, как следствие, эффективность резки может незначительно повышаться.

Постоянная объемная концентрация частиц. Наиболее благоприятным с точки зрения эффективности резки является поддержание постоянной объемной концентрации абразива при повышении температуры газа в форкамере. В этом случае, выражая эффективность через объемную концентрацию

$f_v = (\rho_0 / \rho_p) \cdot (P/G)$, в случае постоянной теплоемкости газа получаем

$$e = \frac{k-1}{k} \frac{f_v \rho_p V_n^2}{2\rho_0} \quad (2)$$

Эффективность резки, таким образом, полностью определяется скоростью частиц на преграде, которая возрастает с повышением температуры. Представлены соответствующие зависимости для постоянной объемной концентрации $f_v = 4,5 \cdot 10^{-5}$. Здесь, как и в случае повышения давления, характер расщепления кривых по диаметру меняется с изменением глубины резки, что объясняется перераспределением вклада участков разгона и ускорения в конечную скорость частицы. Следует подчеркнуть, что поддержание постоянной объемной концентрации абразива в потоке при повышении температуры несущего газа приводит к повышению массовой концентрации, что может негативно сказываться на газодинамических характеристиках потока.

Постоянный массовый расход абразива. Расчеты проведены и для постоянного секундного массового расхода абразива $\dot{M}=0,001$ кг/с. В этом случае объемная концентрация абразива уменьшается с повышением температуры, а массовая концентрация незначительно увеличивается. Здесь в полной мере проявляются две противоречивые тенденции в зависимости эффективности резки от температуры газа в форкамере. С одной стороны, увеличение температуры газа приводит к увеличению скорости соударения частиц с преградой, что связано с усилением интенсивности разгона частиц в сопле и уменьшением плотности газа в области торможения. Последним обстоятельством, в частности, объясняется более интенсивное возрастание скорости частиц при увеличении глубины резки. С другой стороны, с увеличением температуры увеличиваются затраты энергии на разгон частицы. В результате при малых глубинах прорезания увеличение скорости частицы на преграде не компенсирует повышения энергозатрат и эффективность разгона снижается с повышением начальной температуры газа в установке. При увеличении глубины резки скорость соударения возрастает более интенсивно, в особенности для малых размеров частиц, что приводит к компенсации затрат энергии и повышению эффективности газоабразивной резки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 97-02-16649), а также в рамках программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант № 96-15-96711).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оптимизация условий взаимодействия гетерогенных потоков с преградами / Баранов А.Н., Кузьмин Р.Б., Медведская Н.В. и др. // Теплообмен. МФ-96. Минск, 1996. Т. 5. С.159-166.
2. Полежаев Ю.В., Михатулин Д.С. Эрозия поверхностей в гетерогенных потоках / Препринт ИВТАН №2-277, 1989.61 с.
3. Полежаев Ю.В., Шипков А.А. Газодинамические испытания тепловой защиты. М.: Промедж, 1992. 248 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗДЕЛЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПУТЕМ КОНДЕНСАЦИИ В ТРУБНОМ КОНДЕНСАТОРЕ

Селиховкин А.М., Мочалов Ю.С., Крайнов А.Ю.

Научно-исследовательский конструкторский институт

г. Северск. Томской области

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

(382-2) 41-57-45, akraïnov a.f.f.tsu ru

Для разделения многокомпонентной газовой смеси на компоненты используются конденсаторы представляющие собой трубу, по которой протекает смесь газов, помещенную в трубу большего диаметра. В межтрубном пространстве протекает охлаждающая жидкость. При охлаждении газовой смеси в центральном канале параметры компонент достигают точки росы и выпадают на стенки канала в виде конденсата. При разделении компонентов газовой смеси, имеющих близкие параметры точки росы, для получения продукта высокой степени чистоты необходимо обеспечивать работу конденсатора в определенном режиме. Для обеспечения наиболее эффективного режима работы конденсатора для получения продукта высокой степени чистоты, необходимо учитывать пространственно-временные изменения параметров газовой смеси при ее течении в центральном канале конденсатора и с учетом этих изменений корректировать режим работы конденсатора путем регулирования подачи газовой смеси и охлаждающей жидкости.

Здесь проводится численное моделирование работы конденсатора описанного типа на основе математической модели течения многокомпонентной газовой смеси с учетом тепло- и массообмена со стенками и течения охлаждающей жидкости в межтрубном пространстве. Модель строится при следующих допущениях:

1. Теплоемкости компонент и всей смеси в целом постоянны.
2. Параметры фазового перехода подчиняются уравнению Клапейрона-Клаузиуса.
3. Конденсация равновесная, массовая скорость конденсации определяется теплоотводом из газовой фазы: после достижения точки росы для некоторой компоненты весь теплоотвод из газовой смеси компенсируется тепловыделением от фазового перехода этой компоненты.
3. Если при течении газовой смеси в конденсаторе точки росы достигли одновременно несколько компонент, то они конденсируются равновесно, одновременно и пропорционально их концентрациям в газовой фазе [1].
4. Теплообмен между газовой фазой и стенкой центрального канала конденсатора, между охлаждающей жидкостью и стенкой центрального канала подчиняется закону Ньютона для теплообмена и определяется критериальными зависимостями

$Nu = f(Re, Pr)$ для соответствующего типа течения (ламинарного, турбулентного) [1].

Система уравнений, описывающая процессы в центральном канале конденсатора, состоит из уравнений сохранения массы компонент и уравнений сохранения импульса и энергии газовой смеси.

Уравнения сохранения массы компонент в смеси:

$$\frac{\partial \rho_i S}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u S}{\partial x} = G_i \Pi; \quad i = 1 + N. \quad (1)$$

Уравнение сохранения импульса:

$$\frac{\partial \rho u S}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p) S}{\partial x} = -\tau_{mp} \Pi + \sum_{i=1}^N G_i u \Pi; \quad (2)$$

$$\rho = \sum_{i=1}^N \rho_i$$

Уравнение сохранения энергии:

$$\frac{\partial \rho E S}{\partial t} + \frac{\partial (\rho E u + p u) S}{\partial x} = q \Pi + \sum_{i=1}^N q_i \Pi; \quad (3)$$

$$E = c_v T + \frac{u^2}{2}$$

Уравнение состояния идеального газа:

$$p = \rho R T; \quad R = \frac{\sum_{i=1}^N R_i \rho_i}{\rho} \quad (4)$$

Уравнение, описывающее изменение температуры охлаждающей жидкости имеет вид:

$$c_l \rho_l S_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + v \frac{\partial T_l}{\partial x} \right) = Q \Pi_{in} + Q \Pi_{ex} \quad (5)$$

Для расчета скорости движения используется соотношение:

$$v = \frac{G_l}{S_l} \quad (6)$$

Принятые обозначения: x - координата; t - время; ρ - плотность; u - скорость движения газовой смеси; p - давление; E - полная энергия газовой смеси; S - площадь поперечного сечения канала конденсатора; Π - периметр канала конденсатора; R - газовая постоянная; T - температура; c_v - удельная

теплоемкость при постоянном объеме; G_i - массовая скорость конденсации i -го компонента; $\tau_{тр}$ - сила трения газа о стенки канала; q - поток тепла в стенки канала конденсатора; q_c - выделение тепла при конденсации; G_c - расход массы охлаждающей жидкости; v - скорость течения охлаждающей жидкости; Q_c - поток тепла в охлаждающую жидкость со стороны центрального канала; Q - поток тепла в охлаждающую жидкость со стороны окружающей среды.

В качестве граничных условий для системы уравнений (1)-(4) используются определяемые из параметров газовой фазы на входе в центральный канал конденсатора потоки массы и энергии, на выходе задано давление.

Сила трения газа о стенки канала определяется по формулам:

$$\tau_{тр} = \frac{1}{2} c_w \rho u^2, \quad c_w = \frac{0.316}{Re^{0.25}}, \quad Re = \frac{\rho u D}{\mu}$$

где c_w - коэффициент трения; Re - число Рейнольдса; D - диаметр канала; μ - коэффициент вязкости.

Поток тепла в стенки канала:

$$q = \alpha_{\phi} (T_i - T)$$

α_{ϕ} определяется в соответствии с законом термических сопротивлений:

$$R = R_g + R_c, \quad R = 1/\alpha_{\phi}, \quad R_g = 1/\alpha_g, \quad R_c = 1/\alpha_c$$

Значение α_c определяем из эмпирической зависимости для теплообмена газа со стенками трубы при турбулентном течении:

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}, \quad Pr = \frac{\mu c}{\lambda_g}, \quad Nu = \frac{\alpha_g D}{\lambda_g}$$

Течение охлаждающей жидкости в кожухе существенно ламинарное, поэтому число Нуссельта определяется по формуле, взятой из [1] для теплообмена жидкости, протекающей в коаксиальном зазоре:

$$Nu = Nu_c + f \left(\frac{D_{in}}{D_{ex}} \right) \times \frac{0.19 (Re Pr \Delta D / L_{cond})^{0.8}}{1 + 0.117 (Re Pr \Delta D / L_{cond})^{0.467}}$$

$$Nu = \frac{\alpha_g \Delta D}{\lambda_g}, \quad Nu_c = 366 + 1.2 \left(\frac{D_{in}}{D_{ex}} \right)^{0.8}$$

$$f \left(\frac{D_{in}}{D_{ex}} \right) = 1 + 0.14 \left(\frac{D_{in}}{D_{ex}} \right)^{0.7}, \quad \Delta D = D_{ex} - D_{in}$$

$$\alpha_{\phi} = \frac{1}{1/\alpha_g + 1/\alpha_c}$$

Величина тепловыделения при конденсации определяется по формуле:

$$q_i = \begin{cases} -G_i L_i, & p_i \leq P_{cond} = P_s e^{R_i T} \\ 0, & p_i \geq P_{cond} \end{cases}$$

где G_i - массовая скорость конденсации i -того компонента.

определяемая в виде $G_i = -\frac{q_i}{L_i}$, и принимается, что

$$q_i = -q$$

В случае, если точки росы достигают сразу несколько компонент, то массовые скорости их конденсации пропорциональны их массовой концентрации в газовой фазе [1]. Тогда можно определить G_i следующим образом. Допустим, что точки росы достигли одновременно три компонента (1-я, i -я и n -я). Тогда выполняется

$$G_1 L_1 + G_i L_i + G_n L_n = G \left(\frac{G_1}{G} L_1 + \frac{G_i}{G} L_i + \frac{G_n}{G} L_n \right) = q$$

$$\frac{G_1}{G} = \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_i + \rho_n}$$

и тогда

$$G_i = G \frac{\rho_i}{\rho_1 + \rho_i + \rho_n}; \quad q_i = -G_i L_i;$$

$$G = \frac{q (\rho_1 + \rho_i + \rho_n)}{\rho_1 L_1 + \rho_i L_i + \rho_n L_n}$$

Для теплоприхода в охлаждающую жидкость выполняется равенство $Q_c = -q$.

Система уравнений (1)-(5) с заданными граничными и начальными условиями решалась численно методом крупных частиц.

Проведен расчет процесса конденсации при течении смеси газов, состоящей из пяти компонент, две из которых имеют близкие значения параметров линии фазового перехода. Получены пространственно-временные характеристики массовой скорости конденсации компонент.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Справочник по теплообменникам. В 2 т. Т.1. М.: Энергоатомиздат, 1987. 561 с.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕПЛОЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛЕЙ

Немова Т.Н., Алексеенко Н.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410100, факс (3822) 410347

Данная работа является продолжением экспериментальных исследований по теплоэрозионному разрушению различных материалов при воздействии на них высокотемпературных гетерогенных потоков с массовой концентрацией частиц до 0,3 /1/ и посвящена анализу процессов, происходящих в сталях при таком воздействии

Исследования проводились на экспериментальном стенде, моделирующем процесс взаимодействия гетерогенных потоков с материалами. Описание стенда и методика проведения экспериментов приведены в /1/. Высокотемпературный высокоскоростной гетерогенный поток генерировался при сгорании твердого топлива, содержащего частицы металлов массовой концентрацией до 0,3. Образцы испытания изготавливались из стали с содержанием углерода 0,3 % и располагались перпендикулярно оси струи на фиксированном расстоянии от среза сопла. Температура торможения гетерогенного потока составляла 3300 К.

В результате воздействия гетерогенного потока на стальные образцы в последних образуются кратеры. На рис. 1 приведена фотография образца.



Рис. 1

разрезанного после эксперимента по оси симметрии кратера. Хорошо видно, что входная часть имеет плавное расширение, при этом края и стенки кратера не оплавлены. Визуально не наблюдается сколов, трещин, следов наплава. Вблизи входного отверстия отсутствует валик застывшего металла, который образовался бы при разрушении металла в режиме плавления. В то же время видно, что стенки кратера не гладкие, на них имеются неровности и углубления, расположенные

неравномерно как по периметру, так и по глубине кратера.

Известно, что локальное высокоэнтальпийное воздействие на металлы струи плазмы при температуре $2 \cdot 10^4$ К и давлении ≈ 10 ГПа /2/ сопровождается плавлением металлов. При этом поверхность кратера покрыта слоем застывшего расплава без различной кристаллической структуры. В слое имеется множество микропор и микротрещин.

Для получения информации о характере структурных изменений в околokraterной области и механизме разрушения сталей использовались металлографические методы, позволяющие исследовать микроструктурные изменения в металле. Для этого образцы после экспериментов разрезались по оси кратера. Плоскость сечения кратера подвергалась травлению и шлифованию. С помощью инструментального микроскопа МИМ-8М проводился анализ микроструктуры стали в околokraterной области при увеличении 300 и 600.

Так как сталям, подобно железу, свойственен полиморфизм, то при различных температурных режимах углерод, содержащийся в сталях, образует с модификациями железа твердые растворы, микроструктура которых имеет при увеличении характерный вид.

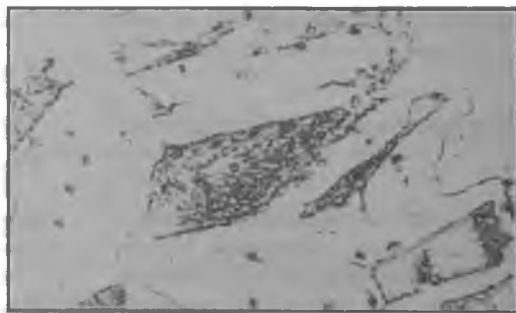


Рис. 2

Анализ возможных изменений в соотношении образующихся фаз при внешних тепловых нагрузках на материал позволяет оценить характер произошедших при тепловых нагрузках структурных изменений и предельную температуру в околokraterной области.

На рис 2 показана исходная микроструктура стали (увеличение в 300 раз). Здесь пластинчатая темная структура - перлитные зерна (твердый раствор углерода в α -железе и цементит).



Рис. 2

На рис 3 приведена фотография микроструктуры среза кратера после эксперимента. Здесь отчетливо видны превращения, произошедшие в перлите и заключающиеся в измельчении и почти полном растворении зерен перлита. Наблюдается резкая граница между исходными и превращенными перлитными зернами. При этом микротвердость перлитного зерна повышается примерно в 2 раза. Это происходит при достижении температуры 1000-1100 К. Граница между исходной структурой стали и областью с измененным перлитом наблюдается вдоль всего кратера.

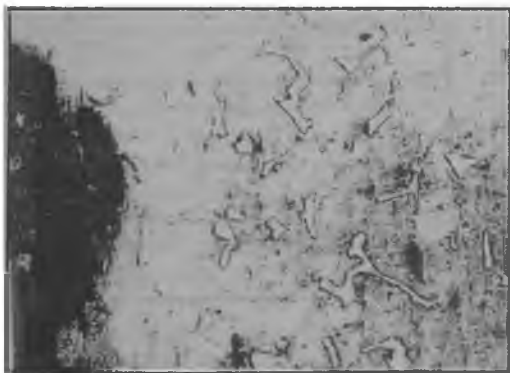


Рис. 3

Следует отметить, что в верхней части кратера толщина зоны структурных изменений стали наибольшая (при снижении ко дну кратера она уменьшается в 3 раза). Здесь почти отсутствуют очертания исходных зерен перлита. Подобные превращения могут быть обусловлены длительностью теплового воздействия /3/.

Аналогичные выводы можно сделать относительно структурных изменений, произошедших в стали вблизи донной части кратера (рис.4), однако здесь отмечается образование узкого слоя мартенсита, возникающего при ускоренном охлаждении металла.

Важным выводом при исследовании является отсутствие макроскопических нарушений сплошности материала и явлений пластической деформации (полосы скольжения, двойники) в околokraterной области.

Проведен качественный анализ состава микроструктур на поверхности кратера и в околokraterной области. В приповерхностном слое кратера состав стали практически не отличается от исходного. Следовательно, при воздействии гетерогенного потока на металлы с образованием в последнем кратера не наблюдается внедрения частиц конденсированной фазы гетерогенной струи в приповерхностный слой металла.

Таким образом, теплoэрозийное разрушение сталей под действием высокотемпературного гетерогенного потока с массовым содержанием частиц до 0,3 не сопровождается структурными изменениями, характерными для ударных воздействий (как механических, так и тепловых), что является подтверждением термомеханической модели разрушения сталей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абалтусов В.Е., Алексеенко Н.Н., Немова Т.Н. и др. Экспериментальное исследование термохимического и эрозийного разрушения материалов при взаимодействии с высокотемпературными гетерогенными потоками // Теплофизика и аэромеханика. 1996. Т.3, N 1. С.59-63.
2. Войтенко А.Е., Свердличенко Б.В. Образование кратера в металле ударом высокоэнтальпийной плазмы // ПМТФ. 1989, N 6. С.19-22.
3. Лахтин Ю.М., Леоньева В.П. Материаловедение. М.: Машиностроение. 1990. 528с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕСТРУКЦИИ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ОГНЕЗАЩИТНЫХ СОСТАВОВ МЕТОДАМИ ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Зверев В.Г.

Томский университет. НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410580, факс (3822) 410347

E-mail: vdg@math.tsu.ru, vdg@niipmm.tsu.tomsk.su

Термохимические процессы, протекающие во вспучивающихся огнезащитных покрытиях под воздействием высоких температур, являются, как правило, основным фактором, влияющим на их свойства - степень объемного расширения и газификации, теплофизические и структурные характеристики, механическую прочность. В связи с тем, что такие материалы обладают свойством значительного увеличения объема при нагревании, проведение термогравиметрических испытаний на дериватографе с различными скоростями нагрева должно осуществляться с учетом требований минимального искажения экспериментальной информации за счет неравномерного прогрева образца. При использовании цилиндрических контейнеров, характерный размер R_c (радиус цилиндра) может быть оценен по формуле [1]:

$$R_c = 2 \cdot \frac{a}{b} \Delta T, \quad (1)$$

где b - скорость нагрева, a - температуропроводность материала, ΔT - перепад температур между поверхностью и центром образца.

Полагая, что скорость изменения массы M при термическом разложении вещества описывается уравнением химической кинетики:

$$-\frac{dM}{dt} = k_n (M - M_k)^n \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right), \quad (2)$$

где T_s - температура; R - универсальная газовая постоянная; E , k_n , n - энергия активации, предэкспонент и порядок реакции пиролиза, минимально возможный перепад температур ΔT может быть определен из условия

$$[z(0, t) - z(R_c, t)] \cdot 100\% / z(0, t) = \varepsilon, \quad (3)$$

где $z = (dM/dt)/(M - M_k)$, ε - относительная погрешность искажения экспериментальной информации:

$$\Delta T = -T_s \cdot \frac{\text{Arr}^{-1} \cdot \ln(1 - \varepsilon/100)}{1 + \text{Arr}^{-1} \cdot \ln(1 - \varepsilon/100)}. \quad (4)$$

Оценки характерного размера образца, проведенные по формулам (1), (4) для материала СГК-1 с 20-кратной предельной степенью расширения [2] показали, что при $\varepsilon \approx 1\%$, $E = 73000$ Дж/моль, $b = 10$ К/мин, $a_s = 1.3 \cdot 10^{-4}$ величина R_c не должна превышать ~ 2.5 мм.

При проведении исследований СГК-1 на дериватографе системы Паулик, Паулик и Эрден были использованы специальные контейнеры из кварцевого стекла с внутренним диаметром ~ 5 мм, внешним диаметром ~ 6 мм, высотой ~ 30 мм.

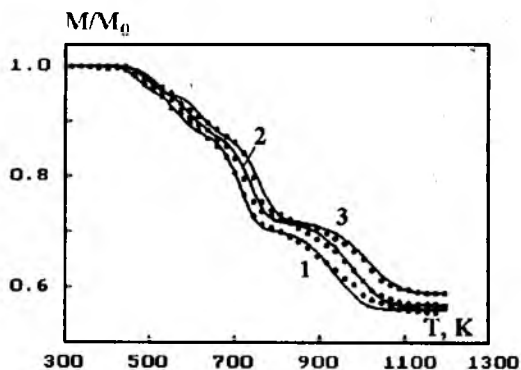


Рис. 1. Результаты термогравиметрических испытаний СГК-1 при скоростях нагрева: 1 - 2.5 град/мин, 2 - 5.0 град/мин, 3 - 10.0 град/мин.

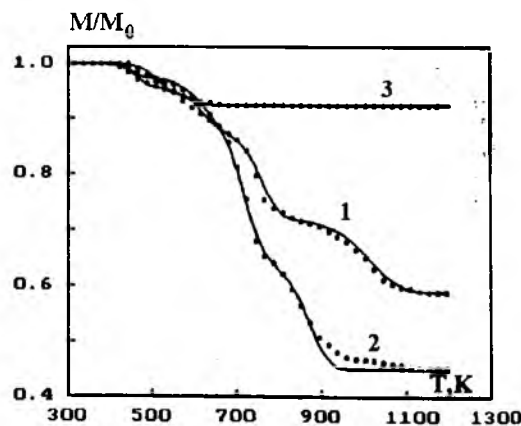


Рис. 2. Результаты термогравиметрических испытаний СГК-1, его компонентов и модифицирующих добавок: 1 - СГК-1, 2 - ХСП, 3 - ТРГ.

Кинетические кривые относительной потери массы M/M_0 образцов СГК-1 при нагревании со скоростями нагрева 2,5, 5,0 и 10,0 градусов в минуту приведены на рис. 1 (кривые 1,2,3 соответственно). Видно, что с увеличением темпа нагрева наблюдается смещение кривых $M(T)/M_0$ в область высоких температур. При этом отчетливо видны четыре стадии протекания реакции термического разложения в температурных диапазонах: 1. $380 < T < 530$ К; 2. $530 < T < 650$ К; 3. $650 < T < 850$ К; 4. $850 < T < 1300$ К. Результаты сравнительных термогравиметрических испытаний (рис. 2) состава СГК-1 (кривая 1) и его составляющих - отвержденного хлорсульфитного полиэтилена (ХСП, кривая 2) и терморасширяющегося графита (ТРГ, кривая 3) при скорости нагрева - 2,5 градуса в минуту показали, что в температурном диапазоне $380 < T < 530$ К основное влияние на унос массы композиционного материала оказывают разложение ТРГ и ХСП. Вторая стадия определяется в основном деструкцией ХСП, хотя влияние процессов в ТРГ еще присутствует. Третья и четвертая стадии целиком связаны с пиролизом ХСП.

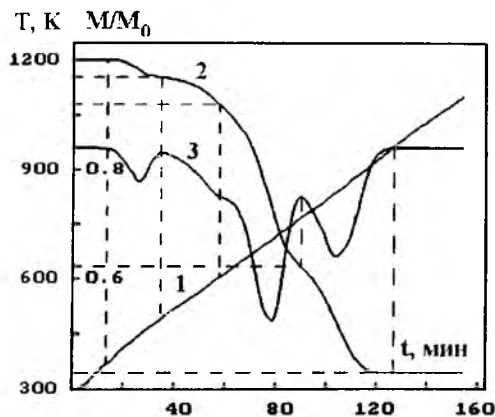


Рис. 3. Результаты испытаний образца ХСП на дериватографе при скорости нагрева 5,0 град/мин (1 - температура T , 2 - относительное изменение массы M/M_0 , 3 - скорость изменения массы dM/dt).

При определении термокинетических постоянных деструкции СГК-1 и его компонентов использовался формально-кинетический подход, в рамках которого предполагалось, что физико-химические процессы в материалах независимы, разделены по температурным интервалам и не оказывают влияния друг на друга [3]. Температурные границы каждой реакции определялись по положению максимума на кривых скорости потери массы dM/dt (кривая ДТТ), как это показано на рис.3. Значение массы остатка вещества после завершения каждой стадии принималось в качестве начальной массы следующей стадии процесса ($M_{k,i-1} = M_{0,i}$, $i=2, \dots, 4$, $M_{0,1} = M_0$, - масса вещества в исходном состоянии, $M_{k,4} = M_k$ - предельное значение массы коксового остатка). Термо-

кинетические константы реакций, полученные при обработке результатов испытаний СГК-1, ХСП и ТРГ (рис. 1, 2), приведены в таблице.

Термокинетические константы термического разложения СГК-1 и составляющих его компонентов

Материал	i	$k_{0,i}, c^{-1}$	E_i , ж/моль	Температурный интервал
ТРГ	1	$3,0 \cdot 10^{-7}$	85 000	$400 \div 473$
	2	$3,0 \cdot 10^{-2}$	55 000	$473 \div 600$
ХСП	1	$2,0 \cdot 10^6$	74 000	$416 \div 510$
	2	$5,0 \cdot 10^3$	73 000	$510 \div 625$
	3	$1,0 \cdot 10^{-7}$	129 000	$625 \div 800$
	4	$2,0 \cdot 10^5$	129 000	$800 \div 950$
СГК-1	1	$3,49 \cdot 10^6$	85 000	$416 \div 505$
	2	$5,28 \cdot 10^3$	73 000	$505 \div 590$
	3	$3,00 \cdot 10^6$	129 000	$590 \div 800$
	4	$1,00 \cdot 10^4$	129 000	$800 \div 1100$

С использованием термокинетических констант из таблицы решалась прямая задача по определению потери массы в многостадийном процессе:

$$\frac{dM_i}{dt} = -k_{0,i} (M_i - M_{k,i}) \exp\left(-\frac{E_i}{RT_s}\right), \quad (5)$$

$$i = 1, \dots, 4;$$

$$M = M_{k,4} + \sum_{i=1}^4 (M_i - M_{k,i})$$

Сравнение результатов решения прямой задачи с экспериментальными данными показано на рис. 1, 2. Как видно из рисунков, расчетные значения уноса массы хорошо согласуются с экспериментальными при всех значениях скоростей нагрева.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (коды проектов №96-01-00964, №96-01-00971).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Шленский О.Ф., Афанасьев Н.В., Шашков А.Г. Терморазрушение материалов. М.: Энергоатомиздат, 1996. 288 с.
- Зверев В.Г., Гольдин В.Д., Несмелов В.В., Цимбалюк А.Ф. Моделирование тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных покрытиях // Физика горения и взрыва. 1998, Т.34, № 2. С. 90 - 98.
- Венгер А.Е., Фрайман Ю.Е. Определение параметров термического разложения материалов по данным термогравиметрического анализа. Минск: Деп. ВИНТИ. 1976, №1270-76 Деп. 13с.

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ОГНЕЗАЩИТНЫХ СОСТАВОВ

Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Сваровский А.Я.*

Томский университет. НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822) 410580, факс (3822) 410347. E-mail: vdg@math.tsu.ru

*ВНИИ неорганических материалов им. акад. А.А.Бочвара. Сибирский филиал
636070, г. Северск Томской обл., ул. Лермонтова, 13

Разнообразие рецептур вспучивающихся огнезащитных покрытий, использующихся для защиты конструкций, оборудования, коммуникаций электро-снабжения и передачи информации от воздействия пожаров [1,2] вызывает необходимость их комплексного исследования с целью отбора наиболее перспективных составов. Разработанная методика проведения испытаний включает определение характеристик объемного расширения и газификации материалов, изучение теплофизических свойств и кинетических параметров физико-химических процессов по результатам измерений потери массы и полей температур в образцах, подвергнутых тепловому нагружению, а также огневые испытания изделий, защищенных различными составами на огнестойкость.

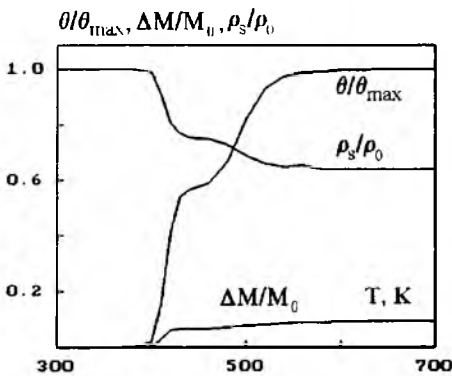


Рис 1

При исследовании структурных, теплофизических и кинетических характеристик материалов образцы помещались в трубку из нержавеющей стали с внутренним диаметром 8 мм, длиной 50 мм [3], разогревались в печи до заданной температуры отжига T_0 и выдерживались при этой температуре до момента завершения физико-химических превращений. После окончания отжига трубка с образцом вынималась из печи и охлаждалась в потоке инертного газа с температурой $T_c \sim 300$ К. При нагреве и охлаждении с помощью термопар ХА (хромель-алюмель) регистрировались температуры в стенке металлической трубки T_w и в центре исследуемого образца T_u в зависимости от времени t . После охлаждения взвешиванием на аналитических весах определялась потеря массы ΔM и измерялась толщина образца h , в зависимости от температуры отжига, которая варьировалась в пределах до 1300 К. На

рис.1 приведены зависимости степени расширения θ/θ_{\max} , газификации $\Delta M/M_0$, изменения плотности ρ/ρ_0 , одной из исследованных композиций: ОВКП-2 - с начальной плотностью $\rho_0 = 1975 \text{ кг/м}^3$ ($\theta = (h_1 - h_0)/h_0$, $\Delta M = M_0 - M$; $\theta_{\max} = (h_{\text{тmax}} - h_0)/h_0$; h_1 , M и h_0 , M_0 - толщина, масса образца после отжига при температуре T и в исходном состоянии), на рис.2 - зависимости от времени температур в центре $T_u(t)$ и на поверхности $T_w(t)$ образца при нагревании и последующем охлаждении после термостабилизации при $T_0 = 665 \text{ К}$.

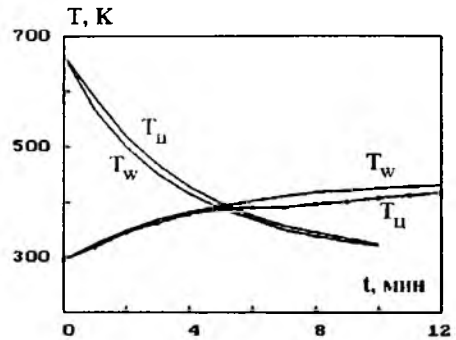


Рис.2

Для $0 < t < t_0$ (t_0 - время отжига) задача о прогреве огнезащитного материала математически может быть описана системой уравнений сохранения энергии и химической кинетики:

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_s r \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \rho_s Q k_0 \frac{(M - M_k)}{M} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad 0 \leq r \leq R_1 \quad (1)$$

$$\rho_k c_{pk} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_k r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad R_1 \leq r \leq R_2 \quad (2)$$

$$\frac{dM}{dt} = -k_0 (M - M_k) \exp\left(-\frac{E}{RT}\right); \quad (3)$$

с начальными и граничными условиями:

$$T(r, 0) = T_0; \quad 0 \leq r \leq R_2; \quad \frac{\partial T(0, t)}{\partial r} = 0;$$

$$T(R_1 + 0, t) = T(R_1 - 0, t);$$

$$\lambda_s \frac{\partial T}{\partial r}(R_1 - 0, t) = \lambda_k \frac{\partial T}{\partial r}(R_1 + 0, t), \quad (4)$$

$$\lambda_k \frac{\partial T}{\partial r}(R_2, t) + \alpha [T(R_2, t) - T_c] = 0,$$

где t - время, T - температура, r - расстояние от центра образца по радиусу; ρ , c_p , λ - плотность, тепло-

емкость теплопроводность: R_1, R_2 - внутренний и внешний диаметры металлической трубки; α, T_c - коэффициент теплоотдачи и температура внешней среды; E, Q, k_0 - энергия активации, тепловой эффект предэкспонент реакции пиролиза; индексы s и g приписываются параметрам огнезащитного материала и металлической трубки соответственно.

Результаты измерения температур $T_w(t)$ и $T_u(t)$ на участке охлаждения ($t > t_0$) использовались для расчета теплофизических характеристик образцов после термостабилизации при различных температурах T_n ($n=1, \dots, N$). В этом случае в уравнениях (1)-(3) следует положить $k=0$.

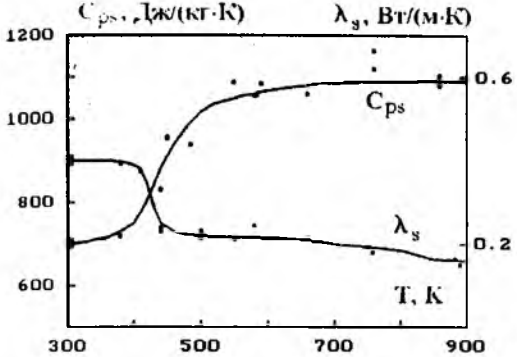


Рис.3

Для условий эксперимента изменение температуры и теплового потока на границе раздела "трубка-образец" с хорошей точностью может быть описано выражениями:

$$T_w(t) = T_c + (T_0 - T_c) \exp(-Bt); \quad (5)$$

$$\lambda_s \frac{\partial T}{\partial r}(R_1, t) + \alpha [T(R_1, t) - T_c] = 0. \quad (6)$$

Аналитическое решение уравнения (1) с граничными условиями (5) в предположении о постоянстве коэффициентов переноса имеет вид [4]:

$$\frac{T_w - T_c}{T_0 - T_c} = 1 - \frac{J_0(\sqrt{Pd} r R_1)}{J_0(\sqrt{Pd})} \exp(-Pd \cdot Fo) - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (7)$$

где

$$A_n = \frac{2J_0(\mu_n r R_1)}{\mu_n J_1(\mu_n)(1 - \mu_n^2 Pd)}, \quad (8)$$

$$Pd = \frac{BR_1^2}{a_s}, \quad Fo = \frac{a_s t}{R_1^2} = \frac{Bt}{Pd}$$

μ_n - корень характеристического уравнения: $J_0(\mu_n) = 0$. Для $r=0$ и $r=R_1$ из (6)-(8) находим:

$$\lambda_s = \frac{\alpha R_1}{\left[\frac{\sqrt{Pd} \cdot J_1(\sqrt{Pd})}{J_0(\sqrt{Pd})} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \exp(-(\mu_n^2 - Pd)Fo)}{1 - \mu_n^2/Pd} \right]}. \quad (9)$$

$$a_s = BR_1^2/Pd; \quad c_{ps} = \lambda_s / (\rho_s a_s). \quad (10)$$

Значение ρ_s с учетом данных на рис.1 находится по формуле $\rho_s/\rho_0 = (1 - \Delta M/M_0)/(1 + \Delta h/h_0)$.

Результаты определения λ_s, c_{ps} для исследований композиции в зависимости от температуры отжига приведены на рис.3

Полученные данные совместно с зависимостями $T_w(t), T_u(t)$ на участке нагрева образца ($0 < t < t_0$, (рис.2) использовались для определения термокинетических констант реакции пиролиза материала E, Q, k_0 . Анализ распределения температур в образце показывает, что при $Fo > 0.6$ профиль температур имеет параболический характер и скорость изменения температуры во всех точках исследуемого тела постоянна (квазистационарное состояние). В этом случае первый член в правой части уравнения (1) равен постоянной величине. Для разности скоростей нагрева инертного и реагирующего образца получим:

$$\rho_{in} c_{ps} \frac{\partial T_w}{\partial t} - \rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \quad (11)$$

$$= \rho_s Q k_0 \frac{M_k - M}{M} \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) + Z,$$

где

$$Z = 2\lambda_{in} \frac{\partial^2 T_w}{\partial r^2} - 2\lambda_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial r^2}$$

Обозначив

$$F = \frac{\left[\rho_{in} c_{ps} \frac{\partial T_w}{\partial t} - \rho_s c_{ps} \frac{\partial T_s}{\partial t} - Z \right]}{\left[\rho_s (M_k - M)/M \right]}$$

получим для определения E, Q, k_0

$$\ln F = \ln(Qk_0) - E/(RT_s).$$

После определения E и Q, k_0 , величина k_0 находится из решения системы уравнений (1), (3) с учетом изменения массы $\Delta M(T)$ (рис.1). При обработке результатов эксперимента были получены следующие значения термокинетических констант: $E = 130$ кДж/моль; $k_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{с}^{-1}$; $Q = 4 \cdot 10^6$ кДж/кг.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 96-01-00964) и Сибирского филиала ВНИИ НМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романенков И.Т., Левитес Ф.А. Огнезащита строительных конструкций. М.: Стройиздат, 1991. 321 с.
2. Левитес Ф.А., Барабанова Л.П. Огнезащитные вспучивающиеся составы. М.: ВНИИПО, 1979.
3. Исаков Г.Н., Несмелов В.В. О некоторых закономерностях тепло- и массообмена во вспучивающихся огнезащитных покрытиях // Физика горения и взрыва. 1994. Т.30, №2. С.57-63.
4. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА

Пейгин С.В., Тимченко С.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410722, факс (3822) 410347

E-mail: peigin@niipmm.tsu.ru

Численно исследовано обтекание осесимметричных гладких затупленных тел сверхзвуковым потоком вязкого однородного газа в широком диапазоне изменения геометрии течения, чисел Маха и Рейнольдса. Решения исходных уравнений вязкого ударного слоя получены методом установления по времени. Проанализировано влияние определяющих параметров задачи на характер течения и теплообмена вдоль поверхности. Дана оценка точности и области применимости ряда приближенных подходов к решению задачи.

1. Постановка задачи

Рассмотрим обтекание под нулевым углом атаки осесимметричных гладких затупленных тел сверхзвуковым потоком вязкого однородного газа. В качестве исходной газодинамической модели будем использовать модель вязкого ударного слоя (ВУС). Как показывает анализ [1], эти уравнения являются в асимптотическом смысле равномерно пригодными по числу Рейнольдса и описывают течение во всей возмущенной области от ударной волны до поверхности тела. При этом, в отличие от широко распространенной модели гиперзвукового вязкого ударного слоя, модель ВУС может быть применена для более широкого диапазона геометрии течения, чисел Маха, Рейнольдса. Она позволяет проводить расчеты обтекания тел при небольших сверхзвуковых скоростях набегающего потока и для случаев, когда ударный слой не является тонким на всей навстречной части обтекаемого тела.

2. Численное решение задачи

Для численного решения исходной начально-краевой задачи осуществлялся переход к новым переменным, типа переменных Дородницына, позволяющим, с одной стороны, разрешить особенности исходных уравнений в критической точке, а с другой - добиться того, чтобы профили искомых функций поперек слоя были близки к автомодельным и слабо зависели от продольной координаты. В переменных Дородницына исходная задача своди-

лась к нахождению решения системы трех нелинейных уравнений второго порядка относительно функции тока, температуры и нормальной к поверхности тела координаты y . При этом уравнение для определения y являлось следствием уравнения импульсов в проекции на нормаль к поверхности тела, уравнения неразрывности и уравнения состояния. Стационарное решение системы уравнений и граничных условий находилось на основе принципа установления по времени с использованием высокоэкономичного вычислительного алгоритма [2]. При этом производные по времени и маршевой координате аппроксимировались конечными односторонними разностями назад. Вычисление производных по продольной координате со вторым порядком точности оказалось нецелесообразным, так как различие результатов при вычислении производных с первым и вторым порядком точности оказалось незначительным. Поэтому со вторым порядком точности вычислялись только значения продольного градиента давления. Этот результат, в частности, связан с отмеченным ранее свойством переменных Дородницына, использование которых позволяет добиться плавного изменения профилей параметров течения по маршевой координате. После задания формы ударной волны и поля течения в начальный момент времени производился расчет параметров потока в ударном слое на следующем шаге по времени. Для этого, начиная с решения в критической точке, осуществлялось последовательное решение краевых задач для каждого из уравнений на каждом шаге, причем градиент давления считался известным и вычислялся на основе решения на предыдущем временном слое. После получения решения во всей области течения на текущем шаге по времени, из релаксационных соотношений, используя параметры ζ текущего и предыдущего слоя по времени, определялось новое поле параметров i , если критерий установления не выполнялся, то вся процедура расчета повторялась (начиная с расчета критической точки).

Достоверность полученных результатов проверялась с помощью сравнения как с результатами других авторов так и результатов, полученных на различных сетках. Для исследования сеточной сходимости проведена серия расчетов на последовательности сгущающихся сеток. Результаты расчетов хорошо согласуются как с экспериментальными, так и с численными данными других авторов.

3. Обсуждение результатов расчетов

Проведено численное исследование сверхзвукового обтекания потоком вязкого однородного газа под нулевым углом атаки четырех различных классов осесимметричных гладких затупленных тел: эллипсоиды вращения тела степенной формы, тела выпукло-вогнутой конфигурации и тела, обеспечивающие минимум интегрального конвективного теплового потока к поверхности осесимметричного затупленного тела при больших числах Рейнольдса.

Необходимо отметить, что абсолютные значения коэффициентов трения и теплообмена на поверхности тела весьма чувствительны к изменению практически всех определяющих параметров задачи. В то же время, как ранее было отмечено в работе [3], при обтекании гладких затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого однородного газа в рамках более приближенных моделей тонкого и параболизированного вязкого ударного слоя относительное распределение коэффициента теплообмена (отнесенного к своему значению в критической точке) в окрестности затупления тела в значительной степени консервативно по отношению к большинству физико-химических параметров задачи (числу Рейнольдса, температуре поверхности тела и т.д.). Поэтому с целью проверки правомочности этого вывода в рамках более точной модели полного вязкого ударного слоя в настоящей работе проведены соответствующие сравнения для всех четырех классов рассмотренных форм тела. Из проведенных сравнений следует, что в рамках модели полного вязкого ударного слоя величина относительного теплового потока для всех рассмотренных форм тела в целом действительно достаточно слабо зависит от указанных выше параметров и вывод о его консервативности (в том числе и по отношению к изменению числа Маха) является справедливым, причем это имеет место на всей лобовой поверхности тела, вплоть до его миделя.

Необходимо отметить, что точность этого приближения зависит от формы обтекаемого тела. В частности, в случае обтекания тел, у которых продольная кривизна поверхности остается величиной

одного порядка для всех значений маршевой координаты, соответствующие изменения величины относительного теплового потока остаются малыми для всех значений продольной координаты

Заключение

Проведено численное исследование обтекания под нулевым углом атаки осесимметричных гладких затупленных тел различной формы сверхзвуковым потоком вязкого однородного газа. Проанализировано влияние определяющих параметров задачи на форму ударной волны, распределения коэффициентов трения и теплообмена. Предложен приближенный подход к расчету обтекания тел заданной формы в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса и Маха и других определяющих параметров задачи. Дана оценка точности и области применимости ряда приближенных подходов к решению задачи.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-00298).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тирский Г.А. Современные газодинамические модели в задачах сверх- и гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена// Изв. вузов. Физика. 1993. Т.36. No.4. С.15-29.
2. Бородин А.И., Иванов В.А., Пейгин С.В. Численное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел в рамках модели вязкого ударного слоя// Ж. вычисл. математики и мат. физики. 1996. Т.36. No.8. С.158-168.
3. Peigin S.V. Parabolic viscous shock layer theory for 3D hypersonic gas flow// Shock Wave I. Proc. 19th Intern. Symp. on Shock Waves, Marseille, 1993. Berlin etc.: Springer, 1995. V.1. P.139-144.
4. Петухов И.В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С.305-325.

ГАШЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА ИЗ ПОЛУЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ

Поданев А.В., Поданева Т.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр.Ленина,36

тел. (3822)410713, факс (3822)410347

E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.tomsk.su

Известно, что при мгновенном раскрытии среза замкнутой цилиндрической полости (рис.1), наполненной сжатым газом, процесс истечения сопровождается колебаниями давления относительно атмосферного на ее дне [1]. Механизм образования этих колебаний рассмотрен в [2], где также отмечено, что опорожнение полости происходит пульсирующе, полость как бы дышит, вдыхая и выдыхая газ. Амплитуда и частота этих колебаний зависят от отношения L/d , где L – длина полости, а d – ее диаметр, и величины скорости звука газа полости. В случае больших значений L/d и высокого начального давления возникают значительные колебательные силовые нагрузки на полость вблизи ее дна, способные повлечь разрушение последней. Колебания скорости и давления в полости носят затухающий характер, поэтому для снижения силовых нагрузок на дно полости достаточно уменьшить амплитуду двух первых экстремумов кривой падения давления на дне полости, рис.2, сплошная линия 1, демонстрирующая свободное истечение газа (начальный участок кривой на рисунке не приведен).

Целью нашей работы является изучение способов гашения колебаний давления в полости.

Естественно предположить, что разместив на пути движения колеблющегося столба газа какое-либо препятствие, мы уменьшим амплитуду этих колебаний и тем самым снизим колебательные нагрузки на полость. Каковы параметры этого препятствия и насколько оно эффективно, показывает следующая модельная задача.

Рассматривается длинная (восемь диаметров) цилиндрическая полузамкнутая полость, свободный конец которой закрыт мембраной (рис.1). В полости находится сжатый газ. В начальный момент времени $t = 0$ мембрана рвется по всему сечению, и из полости начинается истечение газа в окружающее пространство. Его свободному ходу препятствует кольцевая перегородка, примыкающая к кромке полости.

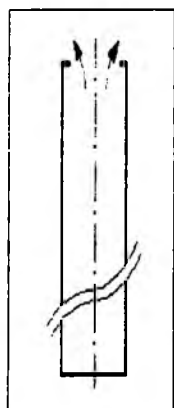


Рис.1

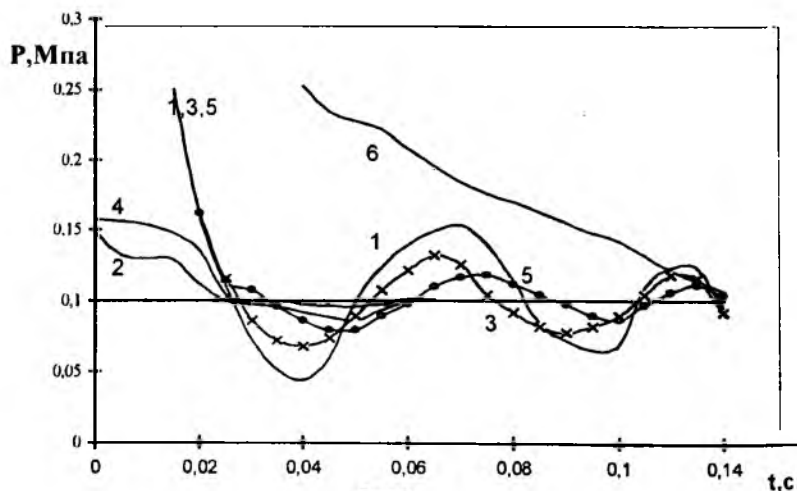


Рис.2

Система уравнений газовой динамики, описывающая это движение, в осесимметричной постановке имеет вид

$$\frac{dK_1}{dt} + \frac{dK_2}{dt} + \frac{dK_3}{dt} = K_4,$$

где

$$K_1 = y \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{pmatrix}; K_2 = y \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p)u \end{pmatrix}$$

$$K_3 = y \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho u \\ p + \rho v^2 \\ (e + p)v \end{pmatrix}; K_4 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -p \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$E = \rho(e + (u^2 + v^2) / 2)$$

Замыкается эта система термическим уравнением состояния идеального газа

$$p = \rho RT / \mu.$$

В качестве граничных на твердых поверхностях и на оси симметрии задавались условия непротекания.

Поскольку на открытом срезе происходит как истечение, так и вток, то граничные условия здесь строились на основе характеристических соотношений [2], учитывающих величину и направление скорости, перепад давления и значение скорости звука в граничных ячейках расчетной области. При этом если имеет место дозвуковой вток, то в фиктивную ячейку направлена лишь одна характеристика с известным инвариантом Римана и, значит, имеется лишь одно уравнение для определения параметров в фиктивной ячейке. Остальные параметры предлагается находить из условия равенства энтальпии и энтропии их значениям в граничных ячейках на срезе, запомненным на момент смены режима истечения на режим втока.

Результаты расчетов. Рис.2 иллюстрирует изменение поведения давления со временем на дне полости (кривые 1,3,5,6) и на ее срезе (кривые 2 и 4) для различных по площади кольцевых перегородок. Сплошной линией 1 показаны колебания давления в отсутствие преграды на срезе.

Пунктирная кривая 3 соответствует кольцу с 8%-ным относительным (к площади среза) перекрытием среза, при этом ширина кольца составляла 0,021 диаметра. Видно, что наличие даже такого небольшого препятствия у кромки полости привело к существенному ослаблению (примерно на 40%) амплитуды колебаний давления на дне как в первом

минимуме, так и в первом максимуме. Для 17%-ного кольца амплитуда соответственно снизилась на 64% в минимуме и на 65% в максимуме. Отметим, что эффективность гашения не является линейной функцией площади преграды. Смена качественной картины падения давления на дне полости происходит при ширине кольца, большей 0,25 d, кривая 6. Кривые 2 и 4 отражают поведение давления на срезе при отсутствии перегородки и для кольца с 8%-ным перекрытием среза соответственно. И в случае преграды отмечается более плавное падение давления с совершенно незначительным его понижением за атмосферное.

В соответствии с давлением ведут себя и нагрузки на дно полости. Отметим, что кольцевая перегородка подвергается в начальный момент значительному ударному нагружению, что может затруднить техническое воплощение такой защиты в реальных устройствах схожей конструкции.

Выводы. Кольцевая преграда на срезе служит эффективным средством гашения колебаний давления в полости. Более рациональным является кольцо малой (до 10% от общей) площади – с ростом площади кольца эффективность гашения на единицу площади преграды падает, а ударная нагрузка в начальный момент на кольцо растет.

Обозначения:

ρ - плотность;

μ - молекулярный вес газа;

p - давление;

u и v - продольная и поперечная составляющие скорости;

E - полная энергия;

e - внутренняя энергия газа;

T - температура;

R - универсальная газовая постоянная.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Станюкович К.П. Неуставившиеся движения сплошной среды. М., 1971.
2. Поданев А.В., Поданева Т.В. Нестационарное истечение газа из полузамкнутой полости /ИФЖ, Т.70, №5.
3. Численное решение многомерных задач газовой динамики /Под. ред. С.К. Годунова, М., 1976.

ЧИСЛЕННЫЙ RT-АЛГОРИТМ КОНФОРМНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ В МЕХАНИКЕ СПЛОШНЫХ СРЕД

Рабинович Б.И., Тюрин Ю.В.

Московская государственная академия приборостроения и информатики
107846, Москва, ГСП-6, Стромынка, 20
тел./факс (095) 313-5645; (095) 273-4750
E-mail: vprokhor@yandex.ru; vprokhor@glasnet.ru

Рассмотрим приложение численного алгоритма конформного отображения, разработанного авторами (RT-алгоритм), к решению некоторых двумерных задач механики сплошных сред.

RT-алгоритм основан на многократном применении вариационного принципа М.А. Лаврентьева и включает две процедуры: внутреннюю (R-процедура) и внешнюю (T-процедура). Он обладает рядом особенностей, позволяющих рассматривать его как альтернативу таким известным численным методам, как метод конечных элементов и метод конечных разностей, хотя он может эффективно применяться и в сочетании с этими методами. RT-алгоритм позволяет строить одновременно две функции: реализующую прямое отображение исходной области на одну из канонических (односвязной на круг, двусвязной - на круговое кольцо) и реализующую обратное отображение. При этом не требуются никакие операции, связанные с линейной алгеброй, а только многократное применение быстрого преобразования Фурье. Реализованный на Фортране программный комплекс RT-soft позволяет учитывать до 1024 точек на границе области и до 129 членов ряда Фурье на каждом из шагов R- и T-процедур. Этот комплекс рассчитан на использование простейших технических средств типа современных PC. RT-алгоритм в сочетании с методом разложения в ряды Тейлора и Лорана и методом сопряженных вихрей позволяет эффективно решать двумерные задачи механики сплошных сред (задачи обтекания, задачи Стокса-Жуковского и задачи Сен-Венана [1,2]), а также их электростатические и магнитостатические аналоги. Наряду с краевыми задачами для

уравнения Лапласа возможно также решение однородных краевых задач для уравнения Гельмгольца, связанных с колебаниями жидкости в цилиндрических баках и колебаниями мелкой жидкости в произвольных замкнутых водоемах (задача о сейшах). В этом случае RT-алгоритм используется для перехода от исходной области к некоторой канонической, а само решение краевой задачи строится методом Ритца или Бубнова-Галеркина на этой канонической области [3].

RT-алгоритм открывает некоторые новые возможности решения двумерных гидродинамических задач для областей сложной конфигурации, как для потенциальных течений, так и для течений с локальными вихревыми зонами. Проиллюстрируем это на примере решения некоторых модельных задач, являющихся дальнейшим развитием представленных в [4].

Рассмотрим полость с жидкостью малой глубины, имеющую форму кругового цилиндра с четырьмя внутренними радиальными ребрами. Поместим в начале координат диполь, ось которого совпадает с биссектрисой угла, образованного двумя смежными ребрами. Такая модель позволяет описать в двумерном приближении качественную картину колебаний жидкости в плоскости, совпадающей с осью диполя, как при безотрывном обтекании ребер, так и при обтекании с образованием двух стационарных вихревых зон, порождаемых точечными вихрями. В последнем случае для получения единственного решения используются условия стационарности в точках, соответствующих центрам вихрей, и условий Жуковского-Чаплыгина в угловых точках.

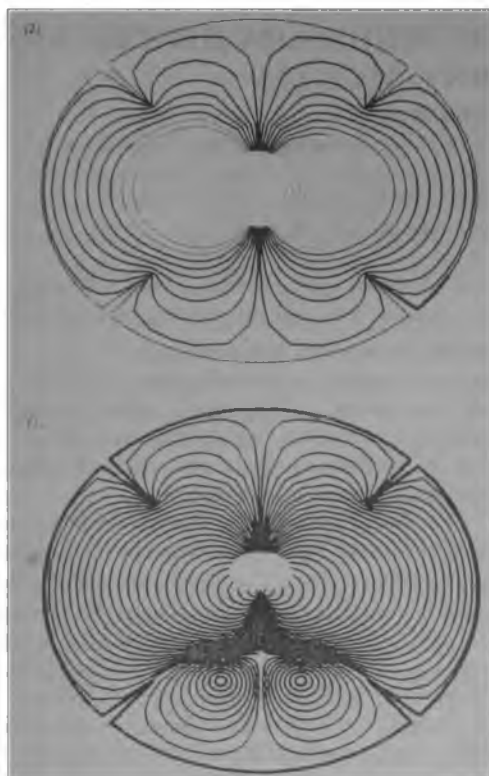


Рис. 1. Картина обтекания при наличии диполя в начале координат: *a* – случай безвязного обтекания; *b* – обтекание при наличии двух стационарных вихрей с “подветренной” стороны ребер

Решения соответствующих гидродинамических задач получаются в единичном круге, конформно эквивалентном исходной внутренней области, имеющей форму круга с исключенными радиальными отрезками, соответствующими ребрам. Конформное отображение на единичный круг реализуется с помощью следующей цепочки последовательных преобразований: инверсия, два последовательных преобразования Жуковского с особыми точками на внешних концах отрезков, соответствующих ребрам; RT-алгоритм; повторная инверсия.

Результаты решения гидродинамических задач представлены на рис. 1а,б в форме линий тока на исходной области. Вихревые зоны во втором случае образуются на “подветренной” стороне ребер.

1. Рабинович Б.И., Тюрин Ю.В. Вариационный принцип М.А. Лаврентьева и RT-алгоритм конформного отображения в гидродинамике и динамике твердого тела с жидкостью. // Динамика космических аппаратов и исследование космического пространства. М.: Машиностроение, 1986. С. 142-159.
2. Рабинович Б.И., Тюрин Ю.В. Численное решение плоских задач теории упругости на основе RT-алгоритма конформного отображения// Известия АН СССР. Механика твердого тела, 1987. №2. С. 108-115
3. Рабинович Б.И., Левянт А.С. Численное решение задачи расчета сейш на основе RT-алгоритма конформного отображения// Природные катастрофы и стихийные бедствия в Дальневосточном регионе. Т. 2. Владивосток: Ин-т морской геологии и геофизики ДО АН СССР, 1991. С. 328-342.
4. Rabinovich B.I., Tyurin Yu.V., Livshits A.A., Leviant A.S. Recursive Numerical Algorithm for Conformal Mapping in Two-Dimensional Hydrodynamics// AIAA Journal, Vol. 34, No. 10, October 1996. P. 2014-2020.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ. ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА

Беккер М.В., Дружинин И.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Общезвестно [1,2], что решение краевой задачи о собственных колебаниях идеальной несжимаемой жидкости в полости произвольной формы S

$$\Delta \varphi = 0 \text{ в } Q, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0 \text{ на } S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = \lambda \varphi \text{ на } \Sigma$$

вариационным методом сводится к обобщенной проблеме собственных значений для пучка матриц вида

$$(A - \lambda B)\bar{x} = 0, \quad (2)$$

В (1) φ – потенциальная функция скоростей частиц жидкого объема Q , λ – частотный параметр, Σ – свободная поверхность жидкости в равновесном состоянии. Когда выбор системы координатных функций $\{U_i(x, y, z)\}$ уже сделан, то квадратные, порядка n , матрицы A и B своими элементами имеют

$$a_{ij} = \int_{S-\Sigma} \frac{\partial U_i}{\partial n} U_j dS, \quad b_{ij} = \int_{\Sigma} U_i U_j d\Sigma$$

($i, j = 1, 2, \dots, n$). Условие разрешимости уравнения (2) $\det(A - \lambda B) = 0$ порождает набор λ_j ($j = 1, 2, \dots, n$) собственных чисел задачи (1) (n собственных частот колебаний жидкости). Каждому λ_j отвечает собственный вектор \bar{x}_j ($x_{j1}, x_{j2}, \dots, x_{jn}$), позволяющий определить j -ую

$$\text{форму колебаний } \varphi_j = \sum_{i=1}^n x_{ji} U_i.$$

Для полости сферической формы в качестве координатной традиционно избирается система пространственных гармонических полиномов. В [3] показано, что тогда с помощью абсолютно точных (формульных, не сопровождающихся ошибками округления, интерференции и т.д.) преобразований исходная обобщенная проблема (2) приводится к виду

$$\begin{pmatrix} A_1 & -\lambda B_1 & C \\ C^T & & D \end{pmatrix} \bar{x}_1 = 0, \quad (3)$$

Все элементы матриц в (3) получены как линейные комбинации (коэффициенты которых – обыкновенные дроби) строк и столбцов матриц A и B из (2) с последующей «поднормировкой». В результате среди прочих получена матрица B_1 – матрица Гильберта – один из самых часто упоминаемых в лите-

ратуре примеров патологически плохо обусловленной матрицы. Известно [4], что число ее обусловленности асимптотически совпадает с $e^{3.5n}$, т.е. возрастает быстро и неограниченно с ростом n . Этих в частности, и объясняются вычислительные трудности применения вариационного метода в задаче (1), подробно и часто описываемые в литературе, посвященной данной проблеме.

Но обратим особое внимание – создана и совершенно уникальная, нетрадиционная ситуация: одна из матриц пучка (3), а именно – B_1 задана абсолютно точно. Ее элементы (обыкновенные дроби) не содержат ошибок в исходной информации, ошибок промежуточных вычислений. Такое невозможно, если те же преобразования пучка (3) производить, скажем, в арифметике чисел с плавающей точкой: упомянутые ошибки стали бы неизбежны. Использовать создавшуюся ситуацию можно единственным способом: продолжить вычислительные операции с элементами матрицы B_1 опять таки абсолютно точно, скажем, в арифметике обыкновенных дробей.

В этом случае обсуждать обусловленность матрицы B_1 , численную устойчивость применяемого для ее преобразования алгоритма нет никакого смысла: эти понятия сформировались и применимы к расчетам в условиях ненулевых ошибок.

Преследуя цель – преобразовать B_1 к единичной форме, соответствующий алгоритм необходимо подчинить определенным требованиям. Детальный анализ почти всех известных алгоритмов преобразования заданной матрицы к единичной форме позволяет уверенно утверждать: такими алгоритмами являются обращение матрицы с использованием ей союзной и ортонормализация строк и столбцов B_1 методом Грама-Шмидта. Несмотря на то, что последний содержит «неприятную» операцию извлечения корня, предпочтение было отдано ему из-за значительно меньшего объема вычислений. Приведение B_1 к единичной форме методом Грама-Шмидта можно представить как преобразование вида $GB_1G^T = E$, в котором G – нижняя треугольная матрица. При этом $B_1 = G^{-1}(G^T)^{-1}$. Очевидно, что $B_1 = G^T G$. Иллюстрируем в какой-то мере процесс вычислений при ортонормализации B_1 матрицей G четвертого порядка

$$\begin{pmatrix} \sqrt{2} & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 6 & 0 & 0 \\ 3\sqrt{6} & -12\sqrt{6} & 10\sqrt{6} & 0 \\ 8\sqrt{2} & 60\sqrt{2} & -120\sqrt{2} & 70\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

общее же разработанная для Pentium 133 с 16MB памяти программа позволила привести к точной единичной форме B , 50-го порядка—больше пока не потребовалось, т.к. это соответствует A и B из (2) 100-го порядка—достаточно высокому приближению

Далее счет развивается по следующей схеме. используя алгоритм исключения, без ошибок обнуляем столбцы матрицы C^{-1} и строки C , приводим D к верхней треугольной форме:

$$\begin{pmatrix} A_2 - \lambda E & C_1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \bar{x}_2 = 0$$

Таким образом, задача сводится к проблеме собственных значений симметричной матрицы A_2 порядка n_2 . Эта проблема решается с помощью высокоточного и численно устойчивого метода деления пополам [5].

Результаты расчетов могут быть приведены в виде табл. 1 и 2 значений частот собственных колебаний жидкости, заполняющей сферу на глубину 0.1R и 0.5R.

Таблица 1. $h = 0,1$

n	ω_1^2	ω_2^2
26	1.0346860107	6.5638169918
28	1.0346860107	6.5638169918
30	1.0346860107	6.5638169918
32	1.0346860107	6.5638169918

n	ω_3^2	ω_4^2
26	13.830340974	21.476975035
28	13.830340974	21.476975035
30	13.830340974	21.476975035
32	13.830340974	21.476975035

Таблица 2. $h = 0,5$

n	ω_1^2	ω_2^2
26	1.2077172344	5.4968839192
28	1.2077172344	5.4968839192
30	1.2077172344	5.4968839192
32	1.2077172344	5.4968839192

n	ω_3^2	ω_4^2
26	9.3118749411	13.0047406806
28	9.3118749395	13.0047406653
30	9.3118749390	13.0047406604
32	9.3118749388	13.0047406576

Форма поверхности волны для глубины 0.1R (первая антисимметричная мода, первый тон) приведе-

на на рис. 1. Точность выполнения условия непротекания иллюстрируется при увеличении числа координатных функций в представлении потенциала скоростей на рис.2.

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{\Sigma_0} \omega_1^2, h=0,$$

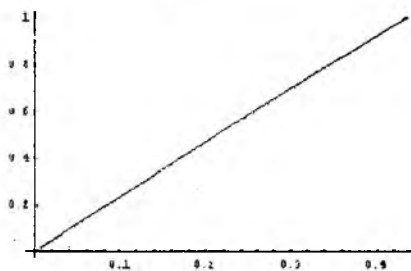


Рис. 1

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial n} \right|_{\Sigma} \omega_1^2, h=0,1$$

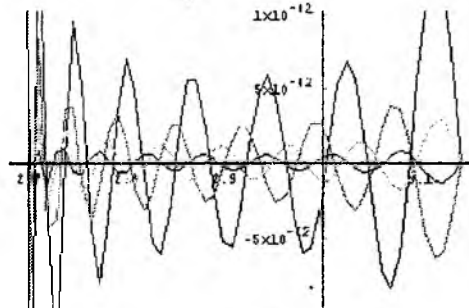


Рис. 2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ламб Г. Гидромеханика. М.:Л.: ОГИЗ-Гостехиздат, 1947.
2. Микишев Г.Н., Рабинович Б.И. Динамика твердого тела с полостями, частично заполненными жидкостью. М.: Машиностроение, 1968.
3. Беккер М.В., Дружинина И.В., Дружинин И.А. Численно-аналитическая реализация вариационного метода в задаче о малых колебаниях жидкости в полости произвольной формы //Сб. статей. Томск: Изд-во ТГУ, 1997.
4. Хорн Р., Джонсон Ч. Матричный анализ. М.: Мир, 1989.
5. Годунов С.К. и др. Гарантированная точность решения систем линейных уравнения в евклидовых пространствах. Новосибирск: Наука, 1968.

СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛОГОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ. НОВЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ КОНУСА

Дружинин И.А., Дружинина И.В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410573, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Будем полагать, что сферический купол обладает всеми свойствами (изотропность, малая толщина стенок, угол полураствора не более 65° и т.д.), которые обеспечивают применимость основных положений уравнений теории пологих оболочек В.З.Власова [1]:

$$(\Delta - \mu_{nk}^2)W_k^m = 0 \text{ при } r = 1, \alpha_1 \leq \alpha \leq \pi.$$

$$W_k^m = (W_k^m)_{,\alpha} = 0 \text{ при } \alpha = \alpha_1. \quad (1)$$

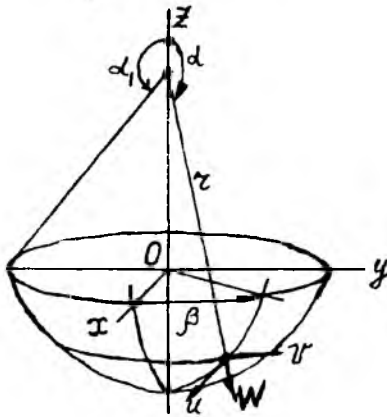


Рис.1

В (1): $0 < \mu_{nk}^2 = b\sigma_{nk}^2 - a$, т.е. частота σ_{nk} достаточно высокая.

$$\Delta = \frac{c^2}{c\alpha^2} + \text{ctg}\alpha \frac{c}{\alpha} - \frac{m^2}{\sin^2\alpha}.$$

$$a = \frac{12(1-\nu^2)R^2}{H^2}, \quad b = \frac{12(1-\nu^2)R^3 g\rho}{EH^2}.$$

ν , E , ρ - коэффициент Пуассона, модуль Юнга, массовая плотность материала оболочки; H , R - толщина и радиус оболочки.

Краевая задача (1) выражает математическую формулировку технической проблемы собственных колебаний пологой сферической оболочки с жестко заделанным срезанным краем.

Иногда формулируются граничные условия более общего, чем в (1), вида, позволяющие, в частности, учесть взаимосвязь величин u, v, w , зависящую от граничных условий по u и v . Уравнения (1) такой связи не отражают, но в случае необходимости она может быть учтена подобно тому, как это предполагается в [2] для осесимметричных колебаний. Вообще говоря, в первое уравнение из (1) также должна быть внесена поправка [3], которая позволяет более

правильно определить аддитивную постоянную в функции прогиба. Однако сейчас подобных уточнений в уравнения вносить не будем, считая, что решение в большей степени имеет качественный характер. Основное внимание уделим точности и способу расчета функций W . Тем не менее заметим, что подобные задачи чаще всего решаются в приведенной выше постановке. Полагая, что в таком случае более последовательно использовать прием смягчения граничных условий [4], удовлетворять в явном виде условиям $u = v = 0$ при $\alpha = \alpha_1$ не будем, тем самым существенно упростив частотное уравнение.

Из самосопряженности и положительной определенности оператора, соответствующего краевой задаче (1), следует полнота и ортогональность системы функций $\{W_k^m\}$ - общеизвестных свойств, обусловивших широкое применение основных уравнений технической теории оболочек В.З.Власова при решении динамических задач (они гарантируют вещественность частот и ортогональность форм собственных колебаний). Решение задачи (1) хорошо известно [1], [5] и выражается через присоединенные функции Лежандра первого рода порядка m , степени ν ($\nu(\nu+1) = \pm\mu$, т.е. функции конуса):

$$\nu_{1k} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \mu_k}, \quad \nu_{2k} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} - \mu_k}.$$

$$W_k^m = P_{\nu_{1k}}^m(\cos\alpha) - \left[\frac{P_{\nu_{1k}}^m(\cos\alpha)}{P_{\nu_{2k}}^m(\cos\alpha)} \right]_{\alpha=\alpha_1} P_{\nu_{2k}}^m(\cos\alpha).$$

Но также хорошо известны и постоянно отмечаются в литературе значительные трудности, возникающие при подсчете этих функций [5, 6, 7].

В результате численных исследований установлено, что среди всевозможных представлений функций Лежандра первого рода к особенностям расчетов на ПЭВМ наилучшим образом приспособлено выражение [8], [9]

$$P_\nu^m(\cos\alpha) = (-1)^m \frac{\Gamma(\nu+m+1)}{2^m \Gamma(\nu-m+1)m!} \sin^m \alpha \cdot F\left(m-\nu, m+\nu+1, m+1, \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right),$$

где $\Gamma(\nu+m+1)$ - гамма-функция,

$$F\left(\alpha, \beta, \gamma, \sin^2 \frac{\alpha}{2}\right) = 1 + \frac{\alpha\beta}{1\cdot\gamma} \sin^2 \frac{\alpha}{2} +$$

$$+ \frac{\alpha}{1-\gamma} \sin^2 \frac{\alpha}{2} - \frac{\alpha}{2} \frac{(\alpha+1)(\beta+1)}{2(\gamma+1)} \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \dots$$

и называется гипергеометрической функцией Гаусса.

Используя известное соотношение $\Gamma(x-1) = x\Gamma(x)$, после элементарных преобразований получим

$$P_{\nu_1}^m = (-1)^{\nu_1} \frac{\prod_{s=0}^{\nu_1} [(m+s+1) \pm \mu]}{2^{\nu_1} m!} \sin^{\nu_1} \alpha \left[1 + \sum_{s=1}^{\nu_1} q_s^{(\nu_1)} \right]$$

В этом выражении

$$q_0^{(\nu_1)} = 1$$

$$q_s^{(\nu_1)} = q_s^{(\nu_1-1)} \left[\frac{m-s}{1+s} \mp \frac{\mu}{(m+s+1)(1+s)} \right] \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

Анализируя множителя

$$\frac{m-s}{1+s} \mp \frac{\mu}{(m+s+1)(1+s)} \quad \text{как функцию}$$

$0 \leq s \leq \infty$ позволяет утверждать, что вычисление $P_{\nu_2}^m$ сводится к суммированию знакопостоянного ряда и никаких трудностей не представляет. Члены же ряда для $P_{\nu_1}^m$ поочередно меняют знак, если $s \leq$

целая часть $\left[-\frac{1}{2} - m + \sqrt{\frac{1}{4} + \mu} \right]$, что в процессе

суммирования может привести (и приводит на самом деле при достаточно больших μ) к заметному падению результирующей точности. Это слабо влияет на погрешность определения частот, расчет же форм колебаний, интегралов от W_k^m и их произведений производится с гораздо большими ошибками - влияние ошибок интерференции вместе с ошибками округления может оказаться в этом случае катастрофическим.

Заметим, что $q_0^{(1)} = 1$, $q_0^{(2)} = 1$.

$$q_1^{(1)} = m \sin^2 \frac{\alpha}{2} - \frac{\mu}{m+1} \sin^2 \frac{\alpha}{2}$$

$$q_1^{(2)} = m \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \frac{\mu}{m+1} \sin^2 \frac{\alpha}{2}. \text{ Если обозначить}$$

$a_s = 1$, $b_s = 1$, $q_s^{(1)} = a_s - b_s$, $q_s^{(2)} = a_s + b_s$, то

$$q_s^{(2)} = \left[a_s \frac{m+s}{1+s} + b_s \frac{\mu}{(1+s)(m+s+1)} \right] \sin^2 \frac{\alpha}{2} \mp$$

$$\mp \left[b_s \frac{m+s}{1+s} + a_s \frac{\mu}{(1+s)(m+s+1)} \right] \sin^2 \frac{\alpha}{2} \quad \text{т.е.}$$

$P_{\nu_1}^m$, $P_{\nu_2}^m$ можно представить в виде

$$P_{\nu_1}^m = X_{\mu}^m - Y_{\mu}^m, \quad P_{\nu_2}^m = X_{\mu}^m + Y_{\mu}^m,$$

в котором функция X_{μ}^m , Y_{μ}^m вычисляются суммированием знакопостоянных рядов, сходящихся с одной скоростью, не меньшей скорости сходимости ряда в выражении для $P_{\nu_2}^m$. Эти функции удовлетво-

ряют уравнениям $\Delta X_{\mu}^m = \mu Y_{\mu}^m$, $\Delta Y_{\mu}^m = \mu X_{\mu}^m$.

$\Delta^2 X_{\mu}^m = \mu^2 X_{\mu}^m$, $\Delta^2 Y_{\mu}^m = \mu^2 Y_{\mu}^m$, т.е. сами являются свособразными специальными функциями, решающими бигармоническое уравнение. Переход в решении задачи (1) к функциям X_{μ}^m и Y_{μ}^m упрощает счет и позволяет выполнить его со значительно большей точностью. Так на рис.2 представлены графики W_1^1 , подсчитанные обоими способами. Колебания одноузловые и появление дополнительных узлов, образуемых пересечением пунктирной линии (расчет по функциям $P_{\nu_1}^m$, $P_{\nu_2}^m$) со срединной невозмущенной поверхностью, следует признать ошибочным. Использование X_{μ}^m и Y_{μ}^m устраняет эти паразитические узлы и регулирует счет в общем.

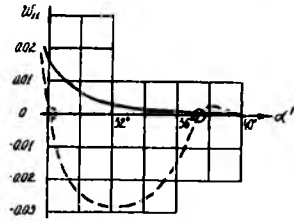


Рис.2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов В.З. Общая теория оболочек. М.:Л.: ГИТТЛ, 1949. 784с.
2. Балакирев Ю.Г. Осесимметричные колебания пологой сферической оболочки с жидкостью. Инж. журнал. Механика твердого тела. 1967. №5. С.116-123.
3. Пожалостин А.А. К расчету частот собственных колебаний пологой сферической оболочки// Изв. вузов, сер. Машиностроение. 1965. №10. С.30-34.
4. Лужин О.В. К вопросу о свободных колебаниях тонкой сферической оболочки// Строительная механика и расчет сооружений. 1961. №3. С.32-36.
5. Малкина Р.Л. Свободные колебания сферического купола // Изв. вузов, сер. Авиационная техника. 1964. №1. С.67-74.
6. Шмаков В.П. О колебаниях непологих сферических оболочек// Инж. журнал. Механика твердого тела. 1969. №3. С.177-185.
7. Naghdi P.M., Kalnins A. On vibration of elastic spherical shells//Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech. 1962. Vol. 29. N. 1. P. 65-72.
8. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз. 1962. 1100с.
9. Гобсон Е.В. //Теория сферических и эллипсоидальных функций. М.: Изд. иностр. лит., 1962. 476с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ОБРАТНОГО ВЛИЯНИЯ НА СРЕДУ

Ёлкин К.Е.

Томский государственный университет
634050, г.Томск, пр.Ленина, 36
тел. (3822)410134. E-mail: elk.a@ftf.tsu.ru

Значительную долю загрязнения промышленных вод составляют взвешенные частицы. Так, на каждую тонну добытого угля приходится 2 кубометра сточных вод, которые содержат от 1 до 3 кг твердой фракции. Очистка таких вод производится отстаиванием и фильтрацией [1].

Вопросами осаждения мелкодисперсных частиц занимались многие авторы. Однако при этом суть расчетов сводилась к решению уравнения движения частиц в среде с учетом сил плавучести частиц и сопротивления среды их движению. В данной работе моделирование проводится для среды с учетом обратного влияния на нее оседающих частиц. При этом производится сравнение с экспериментальными данными, приведенными в работе [2].

Постановка задачи

Для того, чтобы математическая модель соответствовала условиям эксперимента, расчетная область рассматривалась в виде параллелограмма высотой 1 м и шириной 10 см. Угол между сторонами составляет 60°, параллелограмм наклонен вправо. Входной канал высотой 12 см находится снизу на левой стороне. Выходной канал того же размера - вверх на правой. Жидкость считается несжимаемой. Исследования показали, что в отстойниках жалюзийного типа в условиях, близких к реальным, вязкие силы нужно учитывать только при взаимодействии частиц с жидкостью.

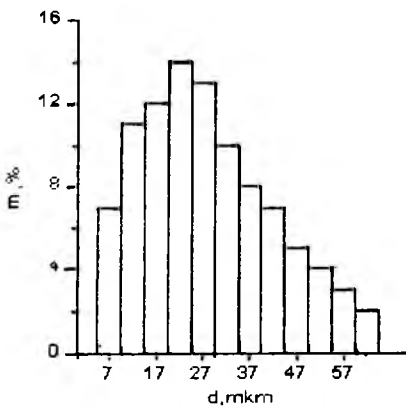


Рис. 1. Функция распределения частиц по диаметрам на входе канала в процентах к их общей массе

Поэтому параметрические исследования проводились для вихревого течения идеальной жидкости с учетом влияния частиц на течение. В качестве физических параметров жидкости брались параметры воды. Функция распределения частиц на входе была взята из работы [2]. Она изображена на рис. 1.

Уравнение движения единичного объема жидкости, несущей в себе взвешенные частицы имеет вид:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} + \text{grad}(p) = \vec{g}\rho + \vec{F}_{\text{сопр}}$$

Здесь ρ - плотность воды, $\vec{F}_{\text{сопр}}$ - сила сопротивления, действующая со стороны частиц на жидкость, u - скорость воды, g - ускорение свободного падения. Сила сопротивления находится из асимптотического разложения уравнения движения для малых частиц. Для единицы объема она равна

$$\vec{F}_{\text{сопр}} = \vec{g}(1 - \frac{\rho}{\rho_s})\rho_n(\vec{x})$$

где $\rho_n(\vec{x})$ - массовое содержание частиц в единице объема жидкости.

В переменных «завихренность- функция тока» в декартовых координатах система уравнений, описывающая процесс осаждения мелких частиц с учетом обратного влияния частиц на жидкость, может быть записана в виде

$$\frac{d\zeta}{dt} = g \frac{(1 - \frac{\rho_s}{\rho})}{\rho} \frac{d\rho_n}{dx} \quad (1)$$

$$\Delta\psi = \zeta \quad (2)$$

$$\text{где } \zeta = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = u, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = v \quad (3)$$

Функция $\rho_n(\vec{x})$ удовлетворяет уравнению переноса твердой субстанции:

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_n u_s)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_n v_s)}{\partial y} = 0 \quad (4)$$

Здесь u_s, v_s - составляющие скорости движения твердой фракции, которые для мелких частиц находятся с помощью асимптотического разложения решения уравнения движения частиц:

$$\vec{u}_s = \vec{u} - \frac{\vec{g}(\rho_s - \rho)V_s}{6\pi\eta r} \quad (5)$$

где V - объем частицы, r - радиус частицы, μ - динамический коэффициент вязкости жидкости. Здесь использовался коэффициент Стокса сопротивления движению сферической частицы, выражение которого стоит в знаменателе. Его использование обосновано авторами работы [2].

Граничные условия для уравнений (1)-(4) задавались следующими. На входе задавался параболический профиль скорости жидкости, а для уравнения (4) задавалось постоянное значение массового содержания частиц. Верхняя граница считалась свободной поверхностью, поэтому на выходе скорость жидкости имела профиль полупараболы. Функция тока на нижней и правой твердых стенках задавалась равной нулю, а на свободной поверхности и левой стенке - равной расходу жидкости. Завихренность на входе вычислялась исходя из завихренности входящего потока.

Метод расчета

Расчет уравнения переноса вихря и уравнения переноса твердой фракции проводился по конечно-разностной схеме Мак-Кормака с введением в алгоритм искусственной вязкости.

Уравнение для функции тока решалось явным конечно-разностным методом Гаусса-Зайделя. Счет проводился в косоугольной системе координат с осью абсцисс вдоль короткой стороны, а осью ординат - вдоль длинной. Начало отсчета - в углу у входного канала.

Расчет проводился по следующему алгоритму. Вначале рассчитывалось поле скоростей жидкости при данном расходе без частиц в ней. Затем рассчитывалось уравнение (4) и в итоге получали поле массового содержания частиц для каждой фракции частиц постоянного радиуса. После этого все фракции суммировались и проводилась аппроксимация полученной функции сплайнами по x на каждом расчетном слое y и эти аппроксимации использовались при расчете уравнений (1)-(3). После их расчета получалось поле скоростей жидкости с обратным влиянием на нее частиц. Затем это поле использовалось снова при расчете уравнения (4) и так далее до сходимости. Исследования показали, что поля скоростей и массовых содержаний стабилизировались после 2-3 итераций.

Результаты расчетов

Достоверность результатов контролировалась путем подсчета входного и выходного потоков час-

тиц причем выходной поток складывался из осевших и вышедших из канала частиц. На сетке 10×100 их разница не превышала 10%.

В работе [2] эксперимент проводился в камере с наклонными каналами того же вида. Результатом эксперимента была функция распределения частиц осевших на последних 10% наклонной плоскости в выходного канала. Эта функция дает процентное содержание осевших частиц диаметрами от 5 до 20 мкм и имеет максимум для частиц диаметрами от 10 до 12,5 мкм.

В результате расчета по предложенной модели проводился анализ оседания частиц в том же месте. Результаты были представлены для тех же фракций частиц (рис 2).

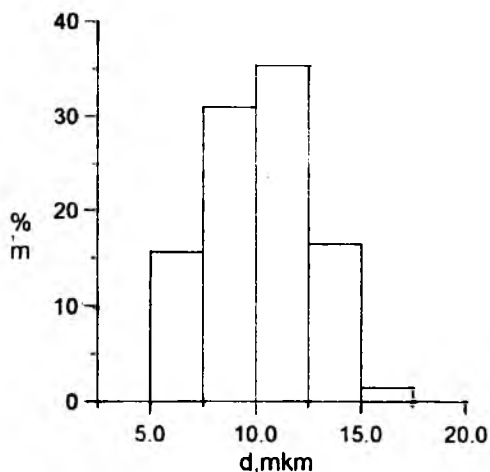


Рис. 2. Расчетная функция распределения частиц у выхода канала

Как видно, максимум распределения приходится на те же фракции частиц. Таким образом, проведенные расчеты позволяют сделать вывод о том, что предложенная модель достаточно хорошо описывает реальные процессы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Касаткин А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии. М.: Хим. литература, 1960.
2. Васенин И.М., Дьяченко Н.Н., Дьяченко Л.Н., Пермяков О.Е. Моделирование работы отстойника жалюзийного типа. Избранные доклады Международной конференции «Всесибирские чтения по математике и механике», т.2, Механика, ч.2. Томск, 1997.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СЭФМАНА-ТЕЙЛОРА ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Жиганов А.Н., Носков М.Д., Рылин А.В.

Северский технологический институт Томского политехнического университета

636070, г.Северск, пр.Коммунистический, 65

т (3822) 784505, fax (3822) 779529

E-mail: tmmd@stitpu.seversk.ru

Неустойчивость Сэффмана-Тейлора возникает, когда жидкость с меньшей вязкостью вытесняет более вязкую жидкость [1]. Различие вязкостей может быть обусловлено как свойствами жидкостей, так и неоднородностью распределения температуры и/или концентрации растворенных в жидкости веществ. В последнем случае на развитие неустойчивости будут влиять процессы массо- и теплообмена. Целью настоящей работы было исследование формирования неустойчивостей Сэффмана-Тейлора при вытеснении горячей жидкостью холодной в пористой среде. В работе используется стохастически-детерминистический метод и являющийся дальнейшим развитием стохастического подхода к моделированию неустойчивых течений [2, 3].

Модель описывает двухмерную фильтрацию, массо- и теплоперенос в пористой среде. Скорость фильтрации Γ жидкостей подчиняется закону Дарси для вязкого течения в пористой среде:

$$\Gamma^r = -\frac{k}{\mu} \text{grad } P, \quad (1)$$

где μ - вязкость жидкости, k - проницаемость среды. Вязкость жидкостей является функцией температуры и концентрации растворенных веществ. Распределение давления P рассчитывается в приближении жесткого режима фильтрации из уравнения Дарси (1) и условия непрерывности течения жидкости ($div \Gamma = 0$):

$$\text{div} \left(\frac{k}{\mu} \text{grad } P \right) = 0. \quad (2)$$

Движение жидкости в пористой среде сопровождается конвективно-дисперсионным переносом растворенных в ней веществ с движущимся потоком вод. Жидкость разделяется на мобильную, находящуюся в проточных порах, и иммобильную, находящуюся в застойных порах (приближение двойной среды). Между мобильной и иммобильной частями происходит обмен растворенными веществами. Модель включает описание обратимой сорбции растворенных веществ. Сорбция принимается протекающей мгновенно. Связь между концентрацией компонента, растворенного в жидкости и адсорбированного породой, описывается линейной изотермой Генри.

Система уравнений, описывающая массоперенос, имеет вид

$$n_0 \left(1 - \frac{K}{n} \right) \frac{\partial c}{\partial t} = -\text{div}(cV) - \alpha(c - c^*), \quad (3)$$

$$(n - n_0) \left(1 - \frac{K}{n} \right) \frac{\partial c^*}{\partial t} = \alpha(c - c^*), \quad (4)$$

где c (c^*) - концентрация в проточных (застойных) порах, n (n_0) - полная (проточная) пористость, K - коэффициент распределения компонента, $\alpha = \alpha_T + \lambda \Gamma$ - коэффициент массообмена, α_L - диффузионный коэффициент массообмена, λ - параметр конвективного обмена. Модель включает в себя описание процессов теплопереноса, а также обмен тепловой энергией между мобильной жидкостью, иммобильной жидкостью и вмещающей породой. Конвективный и кондуктивный теплоперенос между жидкостью и породой, между проточными и застойными порами принимается мгновенным. Уравнение, описывающее теплоперенос имеет вид

$$C_T \frac{dT}{dt} = \text{div}(\beta \text{grad } T) - C_L V \text{grad } T, \quad (5)$$

где T - текущая абсолютная температура, $C_T = nC_L + (1-n)C_S$ - эффективная теплоемкость единицы объема вмещающей среды, C_L , C_S - теплоемкости единицы объема фильтрующейся жидкости и вмещающей породы соответственно; β - эффективная теплопроводность среды. Таким образом, тепло-массообмен и фильтрация жидкостей в пористой среде, описываются системой уравнений (2)-(5).

Компьютерное моделирование выполняется на основе стохастически-детерминистического подхода. Детерминистически рассчитывается распределение давления, кондуктивный теплоперенос и массообмен между проточными порами. Стохастические закономерности используются для расчета конвективного массо- и теплопереноса. С помощью стохастических закономерностей учитываются флуктуации потока и мелкомасштабные неоднородности строения пористой среды. В результате взаимодействия стохастических и детерминистических факторов происходит формирование неустойчивостей течения жидкости. В рамках используемого подхода движение жидкости от источника к контуру стока описывается последовательностью стохастически блуждающих лент тока. Вероятность W движения ленты тока в направлении l определяется вязкостью жидкости μ , проницаемостью среды k и распределением давления P в пласте-коллекторе.

$$W = -\frac{k}{\mu Z} \frac{dP}{dl}, \quad (6)$$

где Z - нормирующий множитель.

Кондуктивный теплоперенос и распределение давления рассчитываются методом конечных разностей. Конвективный массо- и теплоперенос описывается перемещением тепловой энергии и растворенных веществ вдоль ленты тока с объемом жидкости.

Компьютерная модель была использована для моделирования формирования неустойчивости течения вследствие взаимодействия температурного поля и поля давления. Рассматривалось вытеснение горячей воды холодной в цилиндрической геометрии. Вязкость воды изменялась в пределах от 1.8 мПа·с при 0°C до 0.14 мПа·с при 200°C. Термодинамические и фильтрационные параметры среды соответствовали кварц- и кварц-полевошпатным пескам различной зернистости. Численные исследования показали, что развитие неустойчивости подавляется при увеличении теплопроводности и теплоемкости среды, увеличении доли застойных пор. Исследовалось влияние теплоемкости породы, эффективной теплопроводности и пористости на формирование неустойчивости течения (развитие вязких пальцев). Пример формирования неустойчивости приведен на рис. 1 (оттенками серого цвета показана картина распространения фильтрата для равноотстоящих моментов времени).

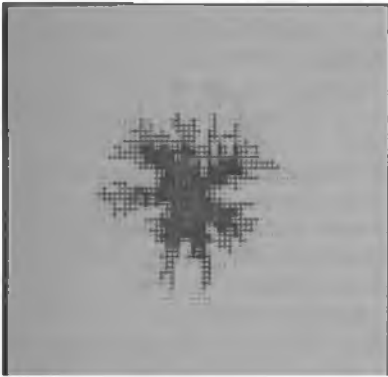


Рис. 1. Картина формирования неустойчивости

Условия моделирования: расход источника $Q=200$ м³/сут, давление нагнетания $P=2 \cdot 10^6$ Па, температура закачиваемой воды $T_w=200^\circ\text{C}$, исходная температура среды $T=10^\circ\text{C}$, эффективная кондуктивная теплопроводность $\beta = 0.75$ Вт/мК, толщина пласта $m=10$ м, пористость $n=0.6$, время $t=2400$ сут, теплоемкость породы $C_p=2$ МДж/м³·К, теплоемкость жидкости $C_f=4.2$ МДж/м³·К.

Форма линий равной температуры (рис.2.) соответствует картине неустойчивостей потока. Повышение теплопроводности среды приводит к сглаживанию изотерм и уменьшению размеров вязких пальцев. Распределение давления показано на рис. 3. Характерная шлемообразная форма купола давления

обусловлена уменьшением вязкости вследствие повышения температуры вблизи источника.

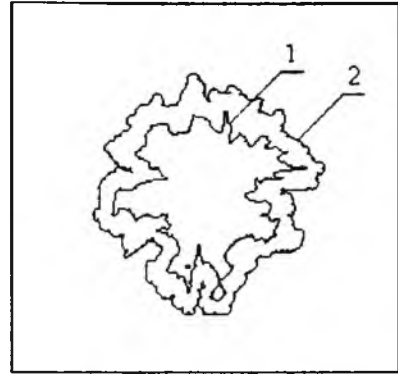


Рис. 2. Изотермы: 1 - 105°C, 2 - 13°C

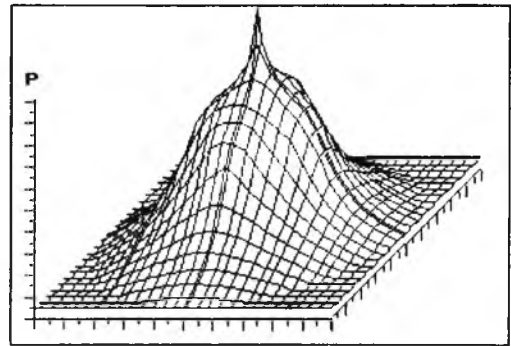


Рис. 3. Распределение давления

Разработанная модель и программное обеспечение могут быть использованы для исследования формирования неустойчивости течения вследствие наличия активных примесей влияющих на вязкость жидкости, а также совместного воздействия температуры и концентрации примеси на картину фильтрации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Saffman P.G., Taylor G. The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell contain a more viscous liquid// Proc. R. Soc. London, 1958, Ser A 245, 312-29
2. Sherwood J.D., Nittmann J. Gradient governed growth: the effect of viscosity ratio on stochastic simulation of the Saffman-Taylor instability// J. Physique. 1986. Vol.47. P.15 - 22.
3. DeGrogria A.J. Monte Carlo simulation of two-fluid flow through porous media at finite mobility ratio - the behavior of cumulative recovery// Phys. Fluids. 1986. Vol.29 (11). P.3557 - 3561

БЛОЧНЫЙ ИТЕРАЦИОННЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ РАЗНОСТНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Зверев В.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, Томск, пр. Ленина 36

тел.: (3822) 410713, факс: (3822) 410347

E-mail: vgz@niipmm.tsu.tomsk.su

Неявная форма представления разностных аналогов дифференциальных уравнений гидродинамики и теплообмена приводит к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), матрица которой имеет большую размерность и разреженный вид [1]. Несмотря на рост вычислительных мощностей, её решение всё ещё остается самым трудоемким этапом реализации прикладной задачи с помощью численных методов. Поэтому разработка экономичных и эффективных алгоритмов решения СЛАУ является одним из актуальных вопросов современной вычислительной математики [2].

В данной работе для решения двумерных разностных эллиптических уравнений предлагается новый, достаточно простой и эффективный блочный итерационный алгоритм. Его отличительной особенностью является применение матричной технологии определения решения в сеточных подобластях полосовой структуры с выделением разностного потока на линии сопряжения полосы с областью.

Разностный аналог эллиптического уравнения.

В ограниченной области $(x,y) \in G$ с границей $\Gamma = \cup \Gamma_k$ рассмотрим дифференциальное эллиптическое уравнение

$$\frac{\partial \rho u \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \Phi}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y}) + S \quad (1)$$

с краевыми условиями общего вида на Γ_k

$$q_{1k} \frac{\partial \Phi}{\partial n} + q_{2k} \Phi = q_{3k} \quad (2)$$

где n - внешняя нормаль к поверхности Γ_k , Φ - искомая функция, S - источники порождения Φ , (u,v) - поле скорости, ρ - плотность среды, q , S , Γ - кусочно непрерывные функции (x,y) , причем $\Gamma > 0$. Уравнение (1) отражает закон сохранения переменной Φ и широко используется при решении практических задач тепломассообмена. Пусть G представляет собой прямоугольную область $(x_0, x_{m+1}; y_0, y_{n+1})$, на которой введем расчетную сетку Ω $x_0 < x_1 < x_{i+1} < x_{m+1}$, $y_0 < y_j < y_{j+1} < y_{n+1}$.

Среди аппроксимаций уравнения (1) выделим те, которые основаны на пятиточечном шаблоне (здесь и далее используются обозначения [4]):

$$a_p \Phi_{i,j} = a_E \Phi_{i-1,j} + a_W \Phi_{i,j-1} + a_N \Phi_{i,j+1} + a_S \Phi_{i+1,j} + b, \quad (3)$$

причем

$$a_{E,m,j} = a_{W,1,j} = 0, \quad a_{N,i,n} = a_{S,i,1} = 0, \quad (4)$$

что соответствует учету краевых условий (2). Здесь b - источник член, коэффициенты a_E, a_W, a_N, a_S (≥ 0) и a_p определяют конкретный вид разностной схемы [4], нижние индексы у этих величин для краткости опущены. Совокупность уравнений (3) для всех i,j образует СЛАУ $A\Phi = B$ с положительно определенной монотонной матрицей A [2]. Вводя подвекторы $\Phi_i = \{\Phi_{ij}\}$, $b_i = \{b_{ij}\}$ порядка n , соответствующие узлам j строки сетки, запишем систему уравнений (3) в матричном виде [2]:

$$-L_i \Phi_{i-1} + D_i \Phi_i - U_i \Phi_{i+1} = B_i \quad (5)$$

$$i=1, m, \quad L_i = U_m = 0,$$

$$L_i = \{a_{W,ij}\}, \quad U_i = \{a_{E,ij}\}, \quad D_i = \{-a_{S,ij} \quad a_{P,ij} \quad -a_{N,ij}\}$$

- квадратные матрицы порядка n , первые две из которых являются диагональными, а последняя - трехдиагональная.

Описание итерационного алгоритма. Формальным образом решение уравнения (5) может быть записано через формулы матричной прогонки [1,2]. В этом случае сеточная функция определяется на основе рекуррентной связи

$$\Phi_{i-1} = \xi_i \Phi_i + \eta_i, \quad i=1, \dots, m, \quad (6)$$

где ξ_i - квадратная матрица, η_i - вектор порядка n , которые находятся из соотношений [2]:

$$\xi_{i-1} = (D_i - U_i \xi_i)^{-1} L_i$$

$$\eta_{i-1} = (D_i - U_i \xi_i)^{-1} (b_i + U_i \eta_i), \quad i=m, \dots, 1. \quad (7)$$

При $n=1$ (6), (7) соответствуют формулам скалярной прогонки (левой). Реализация алгоритма требует выполнения арифметических операций Q и объем оперативной памяти P , оцениваемые как [2]

$$Q \sim n^3 m, \quad P \sim n^2 m. \quad (8)$$

Трудности обращения матриц порядка n ($n=10^2$ для двумерных задач) приводят к тому, что прямой метод (6), (7) практически не используется при решении задач математической физики. Из (8) видно, что необходимые затраты Q и P резко уменьшаются в случае $n \ll m$, когда область является вытянутой полосой [2]. Поэтому представляет интерес применение данной стратегии к решению уравнений (3) [3].

Выделим в расчетной области блок из l горизонтальных линий с индексами $(j, j+1, \dots, j+l-1)$, $l=2, 3, \dots, \ll n$. Через крайние j и $(j+l-1)$ линии, по-

средством слагаемых $a_{Si,j}\Phi_{i,j-1}$ и $a_{Nj,i-1}\Phi_{i,j-1}$ происходит взаимное влияние блока с оставшейся частью области. Информация о $\Phi_{i,j-1}$ может быть взята в рамках текущей итерации (при сканировании области блоками снизу вверх), что соответствует подходу Зейделя. В отношении же $\Phi_{i,j-1}$ вопрос остается открытым, так как в этой части области еще не получено решение. Использование значений с предыдущей итерации, как это делается, например, в [4], приводит к низкой скорости сходимости [5]. Таким образом, постановка условий на линии сопряжения блока с областью целиком определяет эффективность итерационного алгоритма.

Применим следующую аналогию. Как известно, в механике сплошных сред условие сопряжения двух областей определяется через поток искомой переменной. При анализе решения только в одной области (в нашем случае - блоке) данное условие переходит в граничное соотношение 2 или 3 рода.

Выделим разностный поток J_n на l -линии блока, добавив в обе части уравнения (3) слагаемые вида $\theta\Phi_{i,j-1}$:

$$(a_p - a_N\theta)\Phi_{i,j-1} = \dots + a_N(\Phi_{i,j+1} - \theta\Phi_{i,j+1}) \dots + b,$$

где θ - коэффициент нижней релаксации, $0 < \theta < 1$. Выраженное в скобках в правой части представляет собой аналог разностного потока со стороны $j+1$ линии. Определим его с предыдущей итерации, что соответствует краевому условию 2 рода на линии сопряжения блока с областью. Таким образом, в подвекторе b_l и матрице D_l уравнения (5) возмущаются элементы, соответствующие l -строке.

Реализация алгоритма, так же как в методе переменных направлений, происходит в два этапа. Задается начальное приближение Φ^0 . Начиная с нижней границы, выделяется блок из l горизонтальных линий, решение в котором находится по формулам (6). Последовательно перебирая блоки по индексу j , получаем поле $\Phi^{k+1,2}$. На следующем этапе аналогичные действия, начиная с левой границы, выполняются для блоков из вертикальных линий.

Результаты расчетов. Оценка скорости сходимости и эффективности предложенного алгоритма для решения СЛАУ (3) проводилась на основе решения эллиптической задачи [1]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(a_1 \frac{\partial \Phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(a_2 \frac{\partial \Phi}{\partial y}) = -\varphi, \quad \Phi|_0 = 0, \quad (9)$$

$$a_1(x,y) = 1 + C[(x-0.5)^2 + (y-0.5)^2], \quad (x,y) \in [0,1],$$

$$a_2(x,y) = 1 + C[0.5 - (x-0.5)^2 + (y-0.5)^2],$$

$$c_1 = 1 \leq a_\alpha(x,y) \leq c_2 = 1 + 0.5C, \quad \alpha = 1,2, \quad C = \text{const}.$$

Решением (9) является пробная функция $\Phi(x,y) = x(1-x)y(1-y)$, по ней подбирается $\varphi(x,y)$. В расчетах использовалась равномерная сетка $\omega = \{x_i, y_j = (ih, jh), 0 \leq i, j \leq N, h = 1/N\}$ [1], начальное приближение $\Phi_j^0 = 1, C = 2$.

Было исследовано изменение векторов невязки и ошибки, их зависимость от числа линий в блоке при итерационном процессе. В таблице представле-

ны сравнительные данные по числу итераций k , необходимых для уменьшения интегральной невязки $\|R^k\|$ в 10^4 раз ($\|R\| = (R,R)^{1/2}$) на различных сетках. Первая колонка относится к скалярному методу переменных направлений (МПН) [4], формально это соответствует числу линий в блоке $l=1$. Случай $\theta=0$ отвечает традиционной схеме выполнения алгоритма МПН, $\theta=1$ - данному подходу с выделением разностного потока с поперечного к линии (блоку) направления.

Из таблицы ($\theta=0$) видно, что на подробных сетках требуемое число итераций для МПН становится практически неприемлемым. Применение прямого метода в блоке приводит к их сокращению, пропорциональному числу линий в блоке. Как следует из второй части таблицы, предлагаемый подход ($\theta=1$) обеспечивает выигрыш по числу итераций от 10 до 30 раз в зависимости от размерности сетки, что очень важно при решении практических задач гидродинамики и теплообмена.

Сетка (N×N)	МПН [4]				Данная работа			
	$\theta=0$							
	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=6$				
32×32	149	89	61	29				
128×128	1544	942	651	304				

Сетка (N×N)	МПН [4]				Данная работа			
	$\theta=1$							
	$l=1$	$l=2$	$l=3$	$l=6$				
32×32	14	9	7	4				
128×128	37	27	21	13				

Заключение. Предложен новый блочный итерационный алгоритм для решения разностных эллиптических уравнений. Вычислительным экспериментом подтверждена его высокая скорость сходимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект - № 96-01-00971).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 600 с.
2. Ильин В.П. Методы неполной факторизации для решения алгебраических систем. М.: Физматлит, 1995. 288 с.
3. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. М.: Наука, 1989. 432 с.
4. Патанкар С. //Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
5. Зверев В.Г. //Весенские чтения по математике и механике. Избранные доклады. Т.2. Механика. Томск: ТГУ, 1997. С. 145-156.

ДВИЖЕНИЕ СИСТЕМЫ ДВУХ ТЕЛ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ В ВОЗДУХЕ

Мерзляков В. Д., Мерзляков А. В.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410621

Рассматривается движение системы, состоящей из двух однородных одинаковых цилиндров, соприкасающихся торцами, в воздухе при $M = 2 - 4$. В исходном положении цилиндры располагаются соосно, образуя единый цилиндр постоянного сечения. Такая система является неустойчивой по угловым параметрам.

Под действием случайных возмущений неустойчивая система начинает угловое движение относительно ее центра масс, сохраняя исходную компоновку. Возникает угол атаки, наличие которого вызывает неравномерное распределение давления вдоль боковой поверхности и окружности поперечного сечения системы. Вследствие этого на входящие в систему цилиндры действуют различные по величине равнодействующие боковых сил. При определенном угле атаки разность этих сил превысит силу трения между соприкасающимися торцами цилиндров и вызовет движение одного из цилиндров относительно другого вдоль поверхности соприкосновения. Это движение происходит, как установлено из обработки экспериментальных данных, в плоскости угла атаки так, что продольные оси обоих цилиндров остаются параллельными во все время процесса до разделения системы.

Для описания процесса относительного движения цилиндров в системе была построена математическая модель, состоящая из уравнений, описывающих движение системы и ее головного элемента. Задача рассматривалась в двумерной постановке.

Для определения сил, действующих на систему и элементы, в аэродинамической трубе были проведены эксперименты, в которых

определялись аэродинамические характеристики системы как функции числа M , угла атаки α и площади S , открывающейся за счет смещения одного цилиндра относительно другого. В опытах число M принимало значения 2, 3, 4; угол α - от -12° до $+12^\circ$, относительная площадь $\sigma = S/S_0$ (где S_0 - площадь поперечного сечения цилиндров): 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8. В результате обработки экспериментальных данных были построены зависимости аэродинамических характеристик системы в виде полиномов от перечисленных факторов, содержащих линейные и степенные члены, а также их взаимодействия:

$$C_l = 1,887 + 0,159x_1 - 0,060x_2 - 0,038x_1x_2 - 0,028x_1x_3 + 0,0076x_2x_3 + 0,0025x_2^2 + 0,0074x_1^3 - 0,004x_1^2x_2,$$

$$C_n = -0,1767 - 0,0714x_1 + 0,1323x_2 + 0,0251x_3 + 0,039x_1x_2 + 0,0098x_1x_3 - 0,0281x_2x_3 - 0,0018x_2^2 + 0,0168x_3^2,$$

$$m_z = 0,1808 + 0,0825x_1 + 0,0748x_2 + 0,0252x_3 - 0,0180x_2x_3 - 0,0042x_2^2 + 0,0073x_1^2 + 0,0044x_1x_2x_3 + 0,0054x_1^3 - 0,0013x_1x_2^2 - 0,0042x_1^2x_3 - 0,0016x_1^2x_2. \quad (1)$$

В формулах (1) C_l и C_n соответственно аэродинамические коэффициенты продольной и нормальной силы, m_z - аэродинамический коэффициент момента тангажа, x_1 , x_2 , x_3 -

соответственно нормированные значения относительной площади σ , угла атаки α и числа М

Движение головного элемента описывалось в подвижной системе координат Oxy , начало которой располагалось в центре масс заднего элемента системы ось Ox направлялась в сторону движения системы вдоль оси симметрии элемента, ось Oy - перпендикулярно оси Ox в направлении смещения головного элемента В уравнении движения

$$m_1 \frac{d\bar{V}_1}{dt} = \bar{R} + \bar{N} + \bar{F}_T + \bar{I} \quad (2)$$

где m_1 - масса головного элемента, \bar{V}_1 - его вектор скорости, учитывались аэродинамическая сила \bar{R} , силы взаимодействия между цилиндрами \bar{N} и \bar{F}_1 , а также инерционные силы \bar{I} , возникающие вследствие движения системы координат Oxy . Влияние силы тяжести в силу малости участка, на котором рассматривался процесс, не учитывалось. Для определения параметров движения подвижной системы координат Oxy , в том числе инерционных сил \bar{I} , решалась задача о движении системы элементов в двумерной постановке.

Использовалась система уравнений [1]:

$$\begin{aligned} m \frac{dv}{dt} &= -c_x \frac{\rho v^2}{2} S_0, \\ m v \frac{d\Theta}{dt} &= c_y \frac{\rho v^2}{2} S_0, \\ I_z \frac{d^2 \vartheta}{dt} &= m_z \frac{\rho v^2}{2} l S_0, \end{aligned} \quad (3)$$

в которой m, I_z - соответственно масса и момент инерции системы, V - скорость её центра масс, аэродинамические коэффициенты c_x, c_y, m_z записывались в виде преобразованных соотношений

Решение нелинейной системы (3) проводилось методом Н.Н. Боголюбова - Ю.А. Митропольского [2] Уравнения (2) и (3) решались совместно. Начало движения головного элемента определялось из условия, разность сил приложенных к головному и заднему элементам, превышает силу трения на 5%. Для определения последней вычислялась сила нормального давления на торец заднего элемента. Коэффициент трения принимался равным 0.1.

Полученные результаты сравнивались с результатами эксперимента. В качестве критерия использовалось время разделения. Результаты расчетов удовлетворительно совпадают с опытными данными.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дмитриевский А.А., Лысенко Л.И., Богодистов С.С. Внешняя баллистика. М.: Машиностроение, 1991. С. 149 - 157.
2. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Наука, 1974. С. 42 - 137.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОКОВ В МГД-КАНАЛЕ С УЧЕТОМ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ В МЕСТАХ СТЫКА ЭЛЕКТРОДОВ И ИЗОЛЯТОРОВ

Нариманов Р.К.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36. Тел. (3822) 410134

Рассматривается задача расчета электродинамических параметров в канале МГД - генератора. Особенность данной задачи связана со сложностью граничных условий для уравнения потенциала электрического поля. В окрестности стыка изолятора и электрода наблюдаются сложные электрофизические явления - повышенная концентрация плотности тока и резкое изменение напряженности электрического поля. Практическая важность точного определения соответствующих параметров вблизи особенности диктуется сильным влиянием их на целостность МГД - канала и характер течения в целом. В теоретическом плане задача интересна тем, что построение численного метода, дающего удовлетворительные результаты, затруднено из-за потери аппроксимации в окрестности особой точки. Использование специальных сеток и их сгущение вблизи особенности делают численный метод громоздким и повышают требования к используемой ЭВМ. В работе предлагается метод сращения разложения решения в окрестности особой точки в ряд Фурье с численным решением в остальной области. Данный подход, в отличие от подобных, описываемых в [1] и [2] позволяет в аналогичных случаях использовать гораздо большее число членов разложения и распространяется на более широкий класс задач.

В качестве примера применения и для оценки значимости предлагаемого метода в прямоугольной области $\{-b < x < b, -a < y < a\}$ рассматривалась модельная задача со смешанными граничными условиями:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0, \quad (1)$$

$$x \geq 0, \quad y = \pm a, \quad \varphi = \pm V.$$

$$x < 0, \quad y = \pm a, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0. \quad (2)$$

Разложение решения вблизи точек смены вида граничных условий имеет вид

$$\varphi = V + \sum_{k=0}^{\infty} C_k r^{0.5+k} \sin(0.5 + k)w. \quad (3)$$

где r и w - полярные координаты, C_k - коэффициенты разложения, $V = \text{const}$.

Численное решение задачи (1)-(2) с использованием разложения (3) проводится итерационно, каждая итерация состоит из трех этапов. Вначале определяется решение во всей расчетной области, затем из значений потенциала вблизи окрестности особенности определяются коэффициенты C_k , как коэффициенты Фурье-разложения, а после этого при

помощи (3) корректируются значения потенциала в точках, лежащих непосредственно вблизи точки стыка.

В процессе проведения параметрических исследований использовались разложения при $k=0, 1, 2$. Определение точности численного решения проводилось путем сравнения с точным аналитическим решением подобной задачи [3]. На рис. 1 приведены значения относительной погрешности δ (в зависимости от количества используемых членов разложения и без него) для градиента потенциала электрополя. Здесь \bar{r} - безразмерное расстояние до точки стыка.

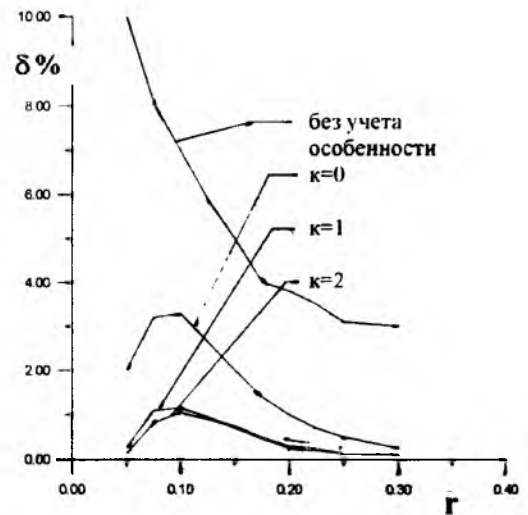


Рис. 1

Потенциал электрического поля в рабочей зоне МГД-канала удовлетворяет уравнению [4]:

$$\nabla(\hat{\sigma} \nabla \varphi) = \nabla \bar{g}, \quad (4)$$

здесь

$$\bar{g} = \hat{\sigma}(\bar{V} \times \bar{B}), \quad (5)$$

$\hat{\sigma}$ - тензор электрической проводимости однородной плазмы.

В двумерной постановке вектор магнитной индукции \bar{B} направляем перпендикулярно расчетной области. Тензор проводимости будет иметь вид

$$\hat{\sigma} = \lambda \begin{pmatrix} 1 & -\beta \\ \beta & 1 \end{pmatrix}, \quad \lambda = \frac{\sigma_0}{1 + \beta^2}$$

где σ_0 - скалярная проводимость плазмы, β - параметр Холла.

Граничные условия - это условие постоянства потенциала на электроде, условие непротекания тока через изолирующие стенки канала и условие отсутствия на входе и выходе продольной компоненты тока. Располагая начало полярной системы координат в точке стыка изолятора и электрода и расписывая (4) для плоского случая, получаем

$$\nabla(\sigma \nabla \varphi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\alpha_1 r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \beta_1 \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\alpha_2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \beta_2 \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \right) = \nabla \bar{g} \quad (6)$$

где r, ω - полярные координаты

Граничные условия

$$\varphi|_{\omega=0} = V; \quad j_{\omega}|_{\omega=\psi} = 0, \quad (7)$$

где ψ -- угол между изолятором и электродом.

Ищем решение (6)-(7) в виде

$$\varphi = V + C_0 r^\alpha + C_1 r^{\alpha+1}, \quad (8)$$

где C_0, C_1 - функции аргумента ω . α - некоторое число. При $\beta = 0$ решение должно сводиться к решению модельной задачи Лапласа, для которой $\alpha = 0.5$. Поэтому можно ожидать, что и в рассматриваемом случае, по меньшей мере при малых β , мы получим $\alpha < 1$. Тогда в левой части уравнения (6) присутствует слагаемое порядка $\frac{1}{r^2}$, которое при $r \rightarrow 0$ много больше остальных. Отбрасывая малые члены, получаем дифференциальное уравнение для определения C_0

$$C_0'' + \frac{k_3}{k_1} C_0' + \left(\alpha^2 + \frac{k_5}{k_1} \right) C_0 = 0. \quad (9)$$

Введены обозначения

$$k_1 = \lambda, \quad k_2 = \frac{\partial \lambda}{\partial r}, \quad k_3 = \frac{\partial \lambda}{\partial \omega}, \\ k_4 = \frac{\partial(\lambda\beta)}{\partial r}, \quad k_5 = \frac{\partial(\lambda\beta)}{\partial \omega}.$$

Ищем решение в виде:

$$C_0 = A_1 e^{\frac{k_3}{2k_1} \omega} \sin \frac{\sqrt{|D|}}{2} \omega + A_2 e^{-\frac{k_3}{2k_1} \omega} \cos \frac{\sqrt{|D|}}{2} \omega, \quad \text{где } D -$$

дискриминант характеристического уравнения (9). Граничные условия позволяют получить уравнение для определения α :

$$\beta \alpha \sin \frac{\sqrt{|D|}}{2} \psi - \frac{k_3}{2k_1} \sin \frac{\sqrt{|D|}}{2} \psi + \frac{\sqrt{|D|}}{2} \cos \frac{\sqrt{|D|}}{2} \psi = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) решалось численно. Выражение (8) принимает вид

$$\varphi = V + A r^\alpha e^{-\frac{k_3}{2k_1} \omega} \sin \frac{\sqrt{|D|}}{2} \omega. \quad (11)$$

Определение потенциала поля и плотности тока с использованием разложения (11) проводилось для реального МГД-канала. Необходимые электрогазодинамические параметры плазмы были получены из результатов работы программы ФПП (автор Т.В. Васенина) было подтверждено значительное увеличение напряженности электрического поля и концентрации плотности тока в окрестностях стыка электродов и изоляторов.

Таким образом, данные параметрических исследований подтверждают работоспособность предложенного метода и возможность использования его при расчетах магнитогидродинамических течений в МГД - каналах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фрязинов И.В. Разностные схемы для уравнения Лапласа в ступенчатых областях // ЖВМиМФ. 1978. 18. №5. С.1170 - 1185.
2. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1985.
3. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
4. Бреев В.В., Губарев А.В., Панченко В.П. Сверхзвуковые МГД - генераторы. М.: Энергоатомиздат, 1988.

ОБ ОДНОМ РЕШЕНИИ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ СНАРЯДА, КОГДА ВЫПОЛНЯЕТСЯ КВАДРАТИЧНЫЙ ЗАКОН СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЗДУХА

Степанов В.П., Фараонов В.В.

Томский государственный университет

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел. (3822) 410621

E-mail: postmaster@ftf.tsu.tomsk.su

В практических задачах внешней баллистики, связанных с определением дериационного отклонения при различных значениях начальной скорости V_0 , угла бросания θ_0 и баллистического коэффициента C , с определением поправок на метеобаллистические условия стрельбы при стрельбе на кучность по вертикальным щитам, с определением установки трубки взрывателя, необходимо знать значение средней скорости движения центра масс снаряда для данной траектории от точки вылета до точки падения, а также среднеинтегральное значение функции сопротивления воздуха $G(V)$. Для участка траектории, ограниченного временем полета t от начала движения, для скоростей движения, когда выполняется квадратичный закон сопротивления воздуха, среднеинтегральное значение функции сопротивления $G(V)$ можно определять по формуле

$$G(V_{cp}) = \frac{1}{CH(y_{cp})t} \ln\left(\frac{U_0}{U}\right), \quad (1)$$

где U_0 и U - горизонтальные составляющие вектора скорости в точке вылета и в момент времени t соответственно; $H(y_{cp})$ - среднеинтегральное значение функции плотности воздуха.

Поскольку функция сопротивления воздуха $G(V)$ и функция $H(y)$ при скоростях движения снаряда, когда соблюдается квадратичный закон сопротивления воздуха, изменяются медленно и незначительно, то их среднеинтегральное представление на восходящей и нисходящей ветвях траектории при проведении интегрирования уравнений основной задачи внешней баллистики (ОЗВБ) [1] не приведет к заметным ошибкам в определении элементов траектории в точках вершины и падения. Алгоритм решения ОЗВБ, как результат интегрирования дифференциальных уравнений при аргументе t , имеет вид:

$$U_s = U_0 e^{-CH(y_{cp})G(V_{cp})t},$$

$$U_c = U_0 e^{-CH(y_{cp})G(V_{cp})t_c},$$

$$t_s = \frac{U_0 U_s \operatorname{tg} \theta_0 \ln(U_0 / U_s)}{g(U_0 - U_s)},$$

$$t_c = t_s - \frac{U_c U_s \operatorname{tg} \theta_c \ln(U_s / U_c)}{g(U_s - U_c)},$$

$$x_s = \frac{U_0 U_s \operatorname{tg} \theta_0}{g},$$

$$x_c = x_s - \frac{U_c U_s \operatorname{tg} \theta_c}{g},$$

$$y_s = \operatorname{tg} \theta_0 x_s + \frac{g x_s^2}{(U_0 - U_s)} \left(\frac{1}{U_0} - \frac{\ln(U_0 / U_s)}{U_0 - U_s} \right),$$

$$\operatorname{tg} \theta_c = \operatorname{tg} \theta_0 - \frac{g(U_0 - U_c)t_c}{U_0 U_c \ln(U_0 / U_c)}.$$

В приведенных формулах параметры траектории: горизонтальная составляющая скорости центра масс - U , горизонтальная дальность - x , высота - y , угол наклона траектории - θ , индексы S и C соответствуют вершине траектории и точке падения. Аналогичные алгоритмы для определения основных параметров траектории можно получить, интегрируя уравнения ОЗВБ, записанные при аргументах x и θ . Практическое использование приведенного алгоритма возможно лишь в том случае, если предварительно будут определены значения горизонтальных составляющих скорости движения центра масс снаряда в точках вершины и падения при заданных значениях баллистического коэффициента C , начальной скорости V_0 и угле бросания θ_0 . Их определение и последующее вычисление элементов траектории может быть осуществлено по одной из двух возможных схем.

Схема 1. Воспользуемся соотношением, полученным Эйлером при интегрировании уравнения годографа при квадратичном законе сопротивления воздуха [2]:

$$U^2 = \frac{g}{2b} \frac{1}{\varepsilon(\theta_0, U_0) - \varepsilon(\theta)}, \quad (2)$$

в котором функция $\varepsilon(\theta)$ определяется выражением

$$\varepsilon(\theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} + \ln \operatorname{tg}(\pi/4 + \theta/2) \right). \quad (3)$$

а $\varepsilon(\theta, U_0)$ зависит лишь от начальных условий и имеет значение

$$\varepsilon(\theta_0, U_0) = \frac{g}{2bU_0^2} + \varepsilon(\theta_0) \quad (4)$$

Коэффициент b , входящий в (2) и (4), есть приведенный баллистический коэффициент, определяемый для закона сопротивления 1943 года выражением

$$b = 0.7454 \cdot 10^{-4} CH(y_{cp}) \quad (5)$$

Для вершины (2) примет вид

$$U_s = \sqrt{\frac{g}{2b\varepsilon(\theta_0, U_0)}} \quad (6)$$

Горизонтальную составляющую скорости в вершине нужно определять итерационным способом, поскольку до начала расчета высота траектории не известна. В первом приближении $H(y_{cp})=1$. По формуле (6) вычисляется в первом приближении $(U_s)_1$, по которой определяются в первом приближении горизонтальная дальность до вершины $(x_s)_1$, высота траектории $(y)_1$ и $(y_{cp})_1=2/3(y)_1$. Затем эти параметры вычисляются во втором и в третьем приближении, при этом, как показал опыт расчетов, вычислительные ошибки составляют десятую часть от методических.

Определение горизонтальной составляющей скорости центра масс U_c в точке падения возможно также методом последовательных приближений, в основу которого можно положить два хорошо оправданных опытом расчетов факта:

а) горизонтальная составляющая скорости движения центра масс снаряда в точке вершины при начальных скоростях, когда выполняется квадратичный закон сопротивления воздуха, близка по своему численному значению к среднеарифметическому из U_0 и U_c , поэтому в первом приближении

$$(U_c)_1 = 2U_s - U_0;$$

б) полное время полета близко к удвоенному времени полета до вершины, тогда угол наклона вектора скорости в точке падения определится в первом приближении по формуле

$$(\operatorname{tg} \theta_c)_1 = \operatorname{tg} \theta_0 - \frac{2g(U_0 - (U_c)_1)t_s}{U_0(U_c)_1 \ln(U_0 / (U_c)_1)}$$

Имея $(\theta_c)_1$, следует определить функцию $(\varepsilon(\theta_c))_1$ по (3) и значение горизонтальной составляющей скорости U_c во втором приближении:

$$(U_c)_2 = \sqrt{\frac{g}{2b \varepsilon(\theta_0, U_0) + (\varepsilon(\theta_c))_1}}$$

По $(U_c)_2$ определяется во втором приближении значение угла θ_c и далее время полета на нисходящей ветви траектории и полное время полета. Затем окончательно уточняется значение угла θ_c :

$$\operatorname{tg} \theta_c = \operatorname{tg} \theta_0 - \frac{g(U_0 - (U_c)_2)t_c}{U_0(U_c)_2 \ln(U_0 / (U_c)_2)}$$

Схема 2. Горизонтальная составляющая скорости в точке вершины в первом приближении, приняв $G(V_{cps})=G(V_0)$ и $H(y_{cp})=1$, должна быть определена по формуле:

$$(U_s)_1 = \frac{gU_0}{g + CG(V_0)U_0 \operatorname{tg} \theta_0}$$

По $(U_s)_1$ определяются последовательно $(x_s)_1$, $(t_s)_1$, $(y)_1$, $y_{cp}=2/3(y)_1$, $H(y_{cp})$. По величине координат следует определить длину дуги траектории до вершины [3]:

$$S_s = \sqrt{(x_s)_1^2 + 81/64(y)_1^2}$$

и среднюю скорость на восходящей ветви траектории

$$V_{cps} = \frac{S_s}{(t_s)_1}. \text{ Далее вычисляется } G(V_{cps}) \text{ и}$$

значение U_c во втором приближении:

$$(U_s)_2 = \frac{gU_0}{g + CH(y_{cp})G(V_{cps})U_0 \operatorname{tg} \theta_0}$$

По $(U_s)_2$ уточняются значения элементов траектории в точке вершины. Определение элементов траектории в точке падения следует вести в соответствии с первой схемой.

Опыт расчета параметров траекторий снарядов, движущихся со скоростями, когда выполняется квадратичный закон сопротивления воздуха, по предложенным схемам, показал, что ошибка вычислений составляет не более 0.5% от ошибок при применении традиционных методов.

Полученные аналитические зависимости могут быть использованы совместно с дифференциальными уравнениями, описывающими движение вращающегося артиллерийского снаряда около центра масс, для вычисления траекторий с учетом всех сил и моментов, действующих на снаряд в полете.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Паршин Ж.П., Чунаев Н.И., Логвина А.М. Внешняя баллистика. Ч.1. Уравнения движения снарядов. М.: МО СССР, 1984. 386 с.
2. Шапиро Я.М. Внешняя баллистика. М.: Оборонгиз, 1946. 216 с.
3. Степанов В.П. Внешняя баллистика. Томск: Изд-во ТГУ, 1978. 198 с.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВНУТРЕННИХ ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛЕЙ ПЕРЕНОСА РЕЙНОЛЬДСОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ

Харламов С.Н.

Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел. (3822) 410740

Закрутка потока широко используется в различных технических устройствах. В зависимости от назначения аппаратов часто требуется получать в них интенсивные (топки, сушилки, теплообменники) или ослабленные (гидроциклоны, сепараторы, плазматроны) процессы турбулентного переноса. В настоящее время накоплен обширный материал по теплообмену и гидравлическому сопротивлению закрученного потока в трубах [1]. Однако сложность и специфичность таких течений до сих пор требуют решения многих проблем по оценке воздействия центробежных сил на структуру потока. Анализ физических процессов, протекающих в каналах с прямоточным и вихревым движением среды, указывает на их принципиальные отличия не только в структуре течения, но и в механизме турбулентного обмена. Сложный характер влияния массовых сил, связанных с вращательным движением потока, приводит к анизотропии процессов турбулентного переноса. Отсутствие универсальных подходов к описанию турбулентности в течениях с существенным искривлением линии тока, появлением зон возвратного движения ставит проблемы разработки и совершенствования моделей турбулентного обмена.

Невозможность расчета предельного поведения нормальных компонент тензора напряжений Рейнольдса при приближении к стенке в рамках стандартных двухпараметрических дифференциальных моделей турбулентности хорошо известна [2]. Современная тенденция в исследовании сложных турбулентных течений связана с применением статистических моделей, в которых искомыми величинами являются непосредственно турбулентные потоки тепла, массы и импульса.

В настоящей работе представлена математическая модель, базирующаяся на полных уравнениях Рейнольдса для несжимаемого изотермического стационарного потока, а также эффективный численный алгоритм для расчета внутренних закрученных течений в круглых трубах. Моделирование процессов турбулентного переноса осуществляется на основе модели переноса рейнольдсовых напряжений (ПРН-модель), в которой компоненты рейнольдсовых напряжений находят из решения соответствующих модельных уравнений сохранения, представляющих уравнения в частных производных [3]. К настоящему времени известно лишь несколько приложений ПРН-моделей к расчету закрученных течений (например, [4]). В данной работе проведена оценка точности численных результатов по ПРН-модели с (K-L) опорной базой, ранее тестированной на классе задач о прямоточном развивающемся и

стабилизированном течении [4], при сопоставлении их с экспериментальными данными для умеренных и сильно закрученных потоков [5-7]. Здесь K-L-кинетическая энергия турбулентных пульсаций, скорость ее диссипации соответственно. ПРН-L-модель обобщена на случай сквозного расчета движения вплоть до жесткой границы путем оригинальной записи члена давление - деформации и дает лучшие характеристики по сходимости на стационарных решениях в сравнении с известной версией ПРН-е-модели Лаундера [8].

Численное решение строится с использованием неравномерных сеток со сгущением узлов в газовой фазе у стенки, экономичных неявных конечно-разностных схем и схем расщепления как по пространственным переменным, так и по физическим процессам. Идея получения решения по предлагаемому алгоритму представлена в [9] и, кратко, состоит в следующем.

В случае малой интенсивности закрутки (отсутствуют возвратные потоки) используется маршевый метод построения решения. Далее этот алгоритм обобщается на течение с закруткой высокой интенсивности, суть которого базируется на выделении маршевой переменной и способе одновременно с полем скорости нахождения пространственного распределения градиента давления. Последний представляет развитие подхода Л.М. Симуни [10] на случай переменного по сечению канала градиента давления. В результате построенный алгоритм решения полных уравнений Рейнольдса по быстродействию сопоставим с алгоритмами численного интегрирования уравнений узкого канала.

В данной работе проанализированы динамическая структура, трение во входной части канала. Имеется удовлетворительное согласие с экспериментами [5-7] по осредненным и пульсационным параметрам течения. На рис. 1-3 представлены некоторые из данных по детальному тестированию вихревого движения воздуха в трубе постоянного диаметра при следующих значениях экспериментального режима [7]: $Re=30000$, $D=0,1m$. Закрутка определялась в соответствии со скоростью вращения входной части канала (число Россби $K=3$). Рисунки отвечают рассчитанным и измеренным распределениям осевой составляющей осредненной скорости (рис. 1), сдвиговому напряжению (рис. 2) и кинетической энергии турбулентности (рис. 3) от безразмерной поперечной координаты y/R в различных сечениях по длине канала. Обозначения общепринятые, здесь расчет-сплошная линия, значки-измерения. В сечениях вниз по потоку соответственно: $g - x/D=0,35$; $n - 5,1$; $s - 20$; $l -$

50; $m = -100$; и -150). Линия 3 (рис.3) соответствует $\sqrt{D}=15$. Некоторое расхождение результатов (линия 2) связано с неточным моделированием экспериментального режима вихревого движения из-за отсутствия данных об особенностях закручивающих устройств. Результаты показывают, что осевая и вращательная составляющие осредненной скорости в основном определяют турбулентную структуру. ПРН-L-модель удовлетворительно предсказывает основные особенности вихревых течений (протяженный провал осевой скорости, существенное изменение вращательной составляющей скорости в продольном и радиальном направлениях, стабилизирующее действие закрутки на развитие сдвиговых напряжений вниз по потоку). Применение таких моделей к расчету сложных сдвиговых течений наиболее целесообразно.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 97-01-00471а.

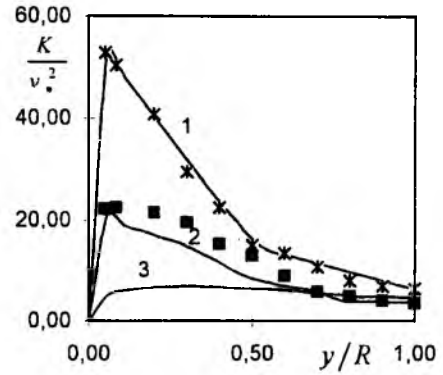


Рис.3

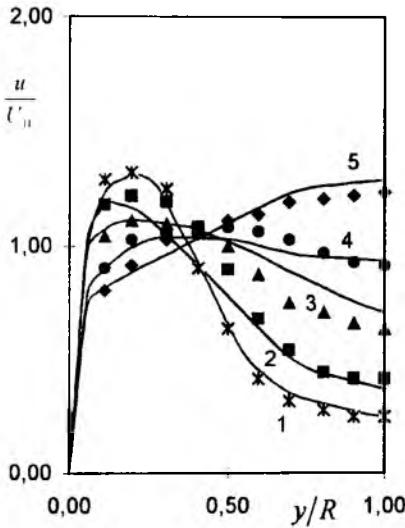


Рис.1

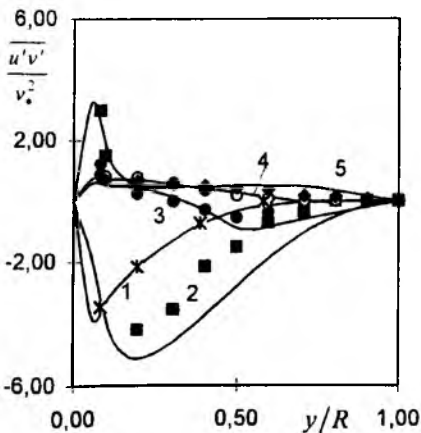


Рис.2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение, 1970. 330с.
2. Пейтель и др. // Аэрокосмическая техника. 1986. №2. С.185.
3. Бубенчиков А.М., Харламов С.Н. // Всесибирские чтения по математике и механике. 1997. Ч.2. Механика.
4. Турбулентные сдвиговые течения I. М.: Машиностроение, 1982. 433с.
5. Бурдуков А.П., Дорохов А.Р., Жуков В.И. //Изв. СО АН СССР. Сер. техн. н.. 1986, №10. Вып.2. С.60.
6. Anwer M., So R.M.C. // Experiments in Fluids. 1989. V.8, N12. P.33.
7. Веске Д.Р., Стуров Г.Е.// Изв. СО АН СССР. Сер. техн.н.. 1972, №13. Вып.3. С.3.
8. Launder В.Е., Reece G.J., Rodi W.// J. Fluid Mechanics. 1975. V.68, Pt.3. P.537.
9. Бубенчиков А.М., Харламов С.Н. // Тепломассообмен-ММФ-96, Т.1. Конвективный тепло-массообмен. Ч.1, Минск. 1996. С.94.
10. Симуни Л.М. // Инженерно - физический журнал. 1966. Т.10, №1. С.86.

ОБТЕКАНИЕ КАПЛИ ПОТОКОМ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ

Шабанов М. Н., Шрагер Г.Р.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина 36

Постановка задачи

Рассматривается стационарное обтекание сферической капли в бесконечном пространстве, заполненном движущейся неньютоновской жидкостью, в предположении, что течение имеет осевую симметрию. Движение рассматривается в сферической системе координат, центр которой лежит в центре капли. В качестве реологического модели используется уравнение степенной жидкости

$$\tau_{ij} = 2 \mu A^{n-1} \cdot \epsilon_{ij} \quad (1.1)$$

где ϵ_{ij} - тензор скоростей деформации; A - интенсивность тензора скоростей деформации.

Уравнения, описывающие движение жидкости внутри и вне капли в безразмерной форме, имеют вид

$$\begin{aligned} & V_{r,i} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial r} + \frac{V_{\theta,i}}{r} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial \theta} - \frac{V_{\theta,i}^2}{r} = -b \frac{\partial P_i}{\partial r} + \\ & \frac{2}{\text{Re}_i} \left[B_i \left(\frac{\partial^2 V_{r,i}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_{r,i}}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial r} \right) \right] + \\ & + \frac{2}{\text{Re}_i} \left[B_i \left(\frac{\text{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial \theta} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial \theta} - \frac{2V_{r,i}}{r^2} - \frac{2 \text{ctg} \theta}{r^2} V_{\theta,i} \right) \right] + \\ & \frac{2}{\text{Re}_i} \left(2 \frac{\partial B_i}{\partial r} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial r} \right) + \frac{2}{\text{Re}_i} \left[\frac{\partial B_i}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial \theta} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial r} - \frac{V_{\theta,i}}{r^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} & V_{r,i} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial r} + \frac{V_{\theta,i}}{r} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial \theta} + \frac{V_{r,i} V_{\theta,i}}{r} = -b \frac{\partial P_i}{\partial \theta} + \frac{2}{\text{Re}_i} \\ & \left[B_i \left(\frac{\partial^2 V_{\theta,i}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V_{\theta,i}}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial r} \right) \right] + \frac{2}{\text{Re}_i} \\ & \left[B_i \left(\frac{\text{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial \theta} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial \theta} - \frac{V_{\theta,i}}{r^2 \sin^2 \theta} \right) \right] + \\ & \frac{2}{\text{Re}_i} \left(\frac{\partial B_i}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial \theta} + \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial r} - \frac{V_{r,i}}{r} \right) \right) + \\ & + \frac{2}{\text{Re}_i} \left[\frac{\partial B_i}{\partial \theta} \left(\frac{2}{r^2} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial \theta} + 2 \frac{V_{r,i}}{r^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial V_{r,i}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial V_{\theta,i}}{\partial \theta} + \frac{2V_{r,i}}{r} + \frac{V_{\theta,i} \text{ctg} \theta}{r} = 0 \quad (1.4)$$

Уравнения с индексом $i=1$ описывают течение внутри капли, $i=2$ - течение во внешнем потоке.

Здесь V_r, V_θ - проекции вектора скорости на направления r, θ соответственно

$$\text{Re}_i = 2 \frac{\rho_i R^n U^{2-n}}{\mu_i^n} \quad \text{- число Рейнольдса.}$$

R - радиус капли. U - характерная скорость.

$$B_i = A_i^{n-1} \quad \text{- эффективная вязкость.}$$

$$\text{При } i=1 \quad b = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad \text{при } i=2 \quad b=1$$

На границе капли выполняются условия:

$$\text{при } r=1 \quad V_r = 0, \quad [V_\theta] = 0,$$

$$\mu_1^{(n)} B_1 \left(\frac{\partial V_{\theta 1}}{\partial r} - V_{\theta 1} \right) = \quad (1.5)$$

$$\mu_2^{(n)} B_2 \left(\frac{\partial V_{\theta 2}}{\partial r} - V_{\theta 2} \right)$$

$$\text{При } r \rightarrow \infty \quad V_{r,2} = -\sin \theta, \quad V_{\theta,2} = \cos \theta.$$

На оси симметрии $\theta = 0, \pi$ выполняются условия симметрии.

Вместо уравнения неразрывности (1.4) будет использоваться уравнение Пуассона для давления, которое получается из уравнений (1.2), (1.3) с использованием (1.4) и имеющее вид

$$\frac{\partial^2 P_i}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial P_i}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P_i}{\partial \theta^2} + \frac{\text{ctg} \theta}{r^2} \frac{\partial P_i}{\partial \theta} = \frac{2}{\text{Re}_i} F_i + \frac{1}{b} \Phi_i \quad (1.6)$$

где F и Φ - функции получаемые при дифференцировании уравнения неразрывности.

Для эквивалентности решения системы (1.2), (1.3), (1.6) при заданных граничных условиях решению системы (1.2), (1.3), (1.4) необходимо потребовать выполнения уравнения (1.4) на границах.

Численное решение получается методом установления, основанным на схеме продольно-поперечной прогонки. Для расчета значений давления на границе капли и на внешней границе используем уравнение (1.2) с учетом уравнения неразрывности.

При обтекании капли вязким потоком внутри капли реализуется циркуляционное течение. С ростом числа Re_2 в кормовой части потока за кап-

дей также начинает развиваться зона циркуляционного течения.

С ростом Re_2 размер зоны циркуляционного течения увеличивается. При значениях чисел Re_2 больше 80 размер этой зоны практически не меняется. Рис 1 иллюстрирует изменение размера зоны циркуляционного течения в зависимости от коэффициента нелинейности при $Re_2 = 60$ для степенной жидкости.

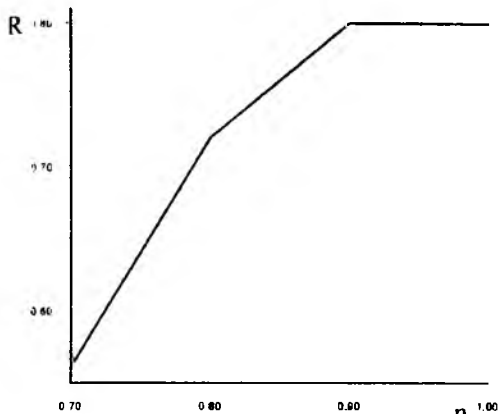


Рис. 1

В диапазоне $0.9 \leq n \leq 1$ размер зоны практически не меняется. Далее с уменьшением n размер зоны уменьшается. С ростом числа Re_2 значение касательной скорости на поверхности капли растет, при этом координата точки, в которой значение касательной скорости достигает своего максимума, практически не меняется. При этом с увеличением касательной скорости на границе капли увеличивается интенсивность циркуляционного течения внутри капли.

Важной характеристикой исследуемого процесса является коэффициент сопротивления капли. На рис. 2 представлена зависимость C_x от Re_2

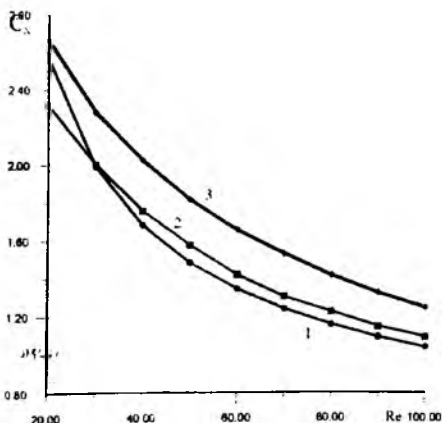


Рис. 2

Кривая 1 построена по эмпирической формуле

$$C_D = \frac{1}{\mu + 1} \left[\mu \left(\frac{24}{Re_2} + \frac{4}{Re_2^{1/3}} \right) + \frac{14,9}{Re_2^{0,728}} \right]$$

Кривая 2 - результаты расчетов для ньютоновской жидкости. Кривая 3- результат расчетов для степенной жидкости при $n=0.7$

С ростом Re_2 коэффициент сопротивления капли уменьшается. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента сопротивления от n при $Re_2 = 60$

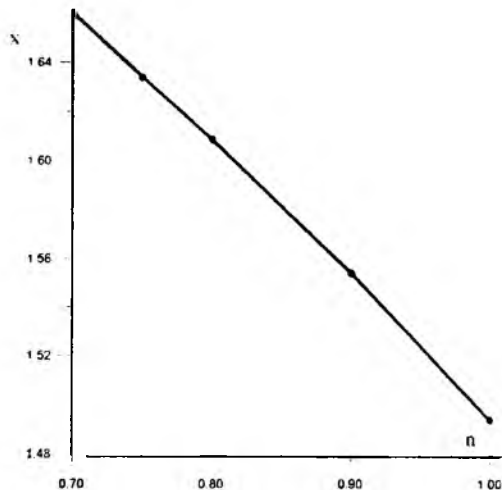


Рис. 3

С увеличением степени нелинейности при фиксированном Re_2 коэффициент сопротивления капли увеличивается.

Таким образом, проведено исследование картины течения при обтекании капли, получены зависимости для коэффициента сопротивления от определяющих параметров, показано влияние неньютоновских свойств жидкости на течение для степенной модели.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СОЗДАВАЕМОГО ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ВОЗДУХА НАГРЕТОГО ПРЕПЯТСТВИЯ

Шваб А.В., °Брендаков В.Н.

Томский государственный университет.

°Северский технологический институт Томского политехнического университета

634036, г. Томск, пр. Ленина, 36

°636070, Северск Томской обл., пр. Коммунистический, 65

(382-2) 410-134. °(382-2) 779-529

Задача о распространении тепла в приземных слоях атмосферы имеет большую практическую значимость. Возможность оперативно рассчитать достоверное поле температур, создаваемое вокруг источника тепла, необходима во многих отраслях народного хозяйства. Например, в вопросе прогнозирования возможных путей распространения лесных пожаров или при проектировании схем застройки промышленных и гражданских объектов с целью уменьшения вероятности возгорания зданий при локальном очаге пожара. Следует отметить, что часто при рассмотрении этих вопросов гидродинамику определяют как среднерасходное значение или в виде степенной функции высоты над поверхностью земли [1].

В данной работе уравнение переноса тепла решается численно с использованием компонент скорости, найденных при решении гидродинамической задачи. Решение плоской двухмерной задачи ищем в прямоугольной области, где нижняя граница является поверхностью земли, а в качестве источника тепла выбиралось квадратное препятствие, расположенное по центру нижней границы. Расчетная область выбиралась таким образом, чтобы исключить влияние препятствия на боковые и верхнюю границы. Рассматривается задача о распространении тепла от источника при обтекании препятствия турбулентным потоком газа. Гидродинамическая задача, основанная на осредненных уравнениях Навье-Стокса, записывалась в переменных "завихренность - функция тока". Замыкание системы уравнений осуществлялось двухпараметрической моделью турбулентности "k-ε". Полученную систему уравнений можно привести к виду [2]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} (u_x f) + \frac{\partial}{\partial y} (u_y f) \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[(1 + \sigma_f v_t) \frac{\partial f}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial y} \left[(1 + \sigma_f v_t) \frac{\partial f}{\partial y} \right] = F_f, \quad \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \Omega.$$

Здесь в качестве зависимой переменной f выбрана завихренность Ω , энергия турбулентных пульсаций k и скорость диссипации ε . Полученный шаблон позволяет решение системы уравнений свести к общему алгоритму, т.к. отличия только в ис-

точниковых членах. Используются следующие обозначения для правых частей уравнений:

$$\Omega = \frac{\partial u_\varepsilon}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial x}; u_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; u_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; v_t = C_\mu \text{Re} \frac{k^2}{\varepsilon};$$

$$F_\Omega = -\frac{\partial v_t}{\partial x} \frac{\partial \Omega}{\partial x} - \frac{\partial v_t}{\partial y} \frac{\partial \Omega}{\partial y} + \frac{\partial^2 v_t}{\partial y^2} \frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{\partial^2 v_t}{\partial x^2} \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial^2 v_t}{\partial x \partial y} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial u_y}{\partial y} \right); F_k = P - \text{Re} \cdot \varepsilon + M_k;$$

$$F_\varepsilon = C_1 P \frac{\varepsilon}{k} - C_2 \text{Re} \frac{\varepsilon^2}{k}; M_k = 2 \left[\left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2 \right];$$

$$P = v_t \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right];$$

$C_\mu = 0,09; C_1 = 1,44; C_2 = 1,92; \sigma_\Omega = 1; \sigma_k = 1; \sigma_\varepsilon = 0,77$. Система решалась численно. Для этого записывались конечно-разностные аналоги уравнений, задавался начальный вид решения и затем уравнения интегрировались по времени, пока не устанавливалось стационарное решение. В качестве граничных условий использовались условия на бесконечности и условия прилипания на твердых поверхностях. В выходном сечении использовались для всех искомых функций мягкие условия. В результате найденного решения были получены поля компонент осредненной скорости и интегральных характеристик турбулентности. На рис. 1 показано характерное распределение линий тока в расчетной области.

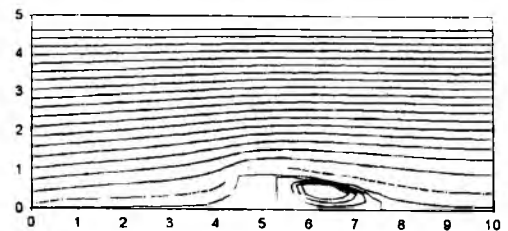


рис. 1. Распределение линий тока при обтекании препятствия.

На рис. 2 приведено изменение компонент осредненной скорости по высоте расчетной области на разном удалении от препятствия.

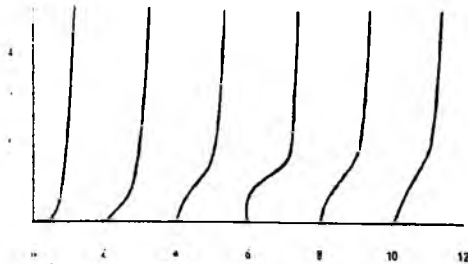


Рис. 2. Зависимость горизонтальной скорости от высоты.

Для определения поля температуры использовалось уравнение переноса тепла в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_y \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \left[\left(1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \nu_t \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right] + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \left[\left(1 + \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \nu_t \right) \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]$$

Здесь Pr_t, Pr - молекулярное и турбулентное число Прандтля.

Для нахождения стационарного осредненного поля температуры данное уравнение решалось численно с использованием метода конечных разностей. В этом случае влияние турбулентности газового потока на распределение температуры учитывалось в виде Pr_t и коэффициента эффективной турбулентной вязкости, найденной при решении задачи гидродинамики. Для примера на рис. 3 показано распределение поля температуры вокруг обтекаемого нагретого препятствия.

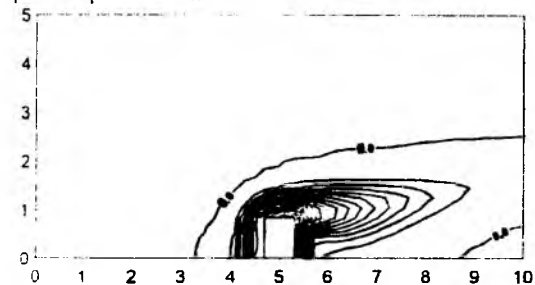


Рис. 3. Поле температуры при обтекании препятствия

В реальных условиях турбулентный поток воздуха является нестационарным. Его можно рассматривать как суперпозицию осредненного, не зависящего от времени, течения и изменяющихся во времени турбулентных пульсаций. Влияние этих пульсаций на механизм диффузионного переноса тепла оценивается с помощью турбулентного числа Прандтля. Известно, что это число для большинства атмосферных течений выбирается в диапазоне от 0,5 до 1,5. Из опытных данных также хорошо известно, что поле температур тоже является нестационарным в смысле структуры. Имеют место пульсации температуры около некоторого осредненного значения. Учет влияния нестационарности турбулентности на конвективный перенос тепла можно осуществить непосредственно в уравнении, если правильно задать конвективные члены. Для этого в левую часть

уравнения переноса тепла добавляем дополнительные члены в виде

$$u_x \frac{\partial T}{\partial x} + u_y \frac{\partial T}{\partial y}$$

где u_x, u_y - пульсационные составляющие компонент

скорости газа. В работе моделирование этих пульсаций осуществлялось следующим образом. Рассматриваются только низкочастотные вихревые структуры, имеющие наибольший линейный размер, т.к. вклад мелкомасштабных вихревых движений в конвективный перенос тепла незначительный. Предполагается, что пульсации компонент скорости имеют случайный характер и подчиняются нормальному распределению Гаусса. Для учета анизотропии течения выбирали среднеквадратичное отклонение в законе распределения для каждой пульсации свос. равным соответственно $\overline{u_x^2}$ и $\overline{u_y^2}$.

Турбулентные напряжения, необходимые для этого, вычислялись по алгебраической модели [3] на основе найденных осредненных характеристик турбулентности k, ε, ν_t по формуле

$$\overline{u_i u_j} = k \left[\frac{2}{3} \delta_{ij} + (1 - \gamma) \frac{\varepsilon}{C_1 + \frac{P}{\varepsilon} - 1} \frac{P_{ij} - 2 \delta_{ij} P}{\varepsilon} \right]$$

где P_{ij} - член генерации компоненты $\overline{u_i u_j}$.

Продолжительность времени, в течение которого существует пульсация, оценивается по формуле $\Delta t = u' / \ell$, где масштаб турбулентного вихря определяется на основе модели турбулентности по формуле $\ell = C' k^{3/2} / \varepsilon$.

Решалась алгебраическая модель, и определялся закон распределения случайной величины в каждой узловой точке расчетной сетки для обоих пульсационных составляющих компонент вектора скорости. В начальный момент времени с помощью датчика случайных чисел определялись значения и знак каждой из пульсаций. Рассчитывалось время жизни обеих пульсаций во всей области расчета. Затем решалось нестационарное уравнение переноса тепла. В процессе вычислений отслеживалось соотношение времен жизни пульсаций с реальным временем процесса, и при необходимости проводилось выборочное поточечное определение величины новой случайной пульсации и вычислялось время ее жизни.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
2. Шваб А.В., Брендаков В.Н. Влияние гидродинамики и турбулентной диффузии на процессы разделения в центробежных и гравитационных аппаратах порошковой технологии // Изв. вузов. Физика. № 4. С. 69-80.
3. Методы расчета турбулентных течений/ Пер. с англ. под ред. В.Колльмана. М.: Мир, 1984. 464с.

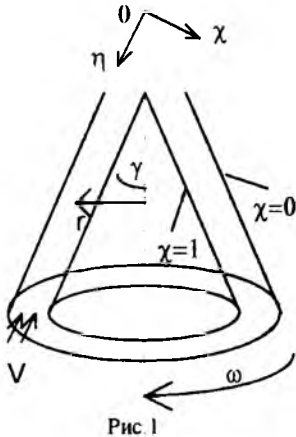
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В СЕПАРАТОРЕ

Шваб А.В., Шваб И.А.

Томский государственный университет
634050, Томск. пр. Ленина, 36

Тел.(382)410134. E-mail root@ff.tsu.tomsk.su

В технике широко используют закрученные течения для организации процессов сепарации и разделения порошковых материалов по гранулометрическому составу [1]. В процессе работы центробежного аппарата, как показывают опытные исследования, параметры закрученного турбулентного течения (например, расход несущей среды, угловая скорость вращения рабочих элементов или задаваемый перепад давления) могут изменяться с течением времени. Кроме того, на процесс сепарации порошковых материалов может оказывать влияние неустановившийся характер течения и, следовательно, актуальным вопросом является определение начального промежутка времени, при котором происходит стабилизация или выход на заданный режим установившегося турбулентного закрученного течения в рабочем элементе центробежного аппарата. Поэтому в настоящей работе на основе численного метода расчёта исследуются вопросы, связанные прежде всего с выявлением особенностей нестационарного ламинарного и турбулентного закрученного течения во вращающемся биконическом элементе, расположенном под некоторым углом γ к оси вращения (рис 1)



Решение данной задачи удобно проводить в биконической системе координат, в которой декартовы координаты x, y, z через биконические η, φ, χ можно выразить следующим образом:

$$x = (\eta \sin \gamma - \chi \cos \gamma) \cos \varphi; \quad z = \eta \cos \gamma - \chi \sin \gamma;$$

$$y = (\eta \sin \gamma - \chi \cos \gamma) \sin \varphi.$$

Вычисляя коэффициенты Ляме для ортогональной биконической системы координат, получим

$$H_\chi = H_\eta = 1; \quad H_\varphi = \eta \sin \gamma - \chi \cos \gamma = r,$$

где r - радиус текущей точки до оси вращения.

Моделирование нестационарного турбулентного закрученного течения проводилось в переменных: завихренность, функция тока, окружная скорость. Завихренность, продольная (меридиональная) и поперечная компоненты скорости через функцию тока определяются следующими соотношениями:

$$\Omega = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\eta}{\partial \chi} - \frac{\partial u_\chi}{\partial \eta} \right);$$

$$u_\eta = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \chi}; \quad u_\chi = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \eta}.$$

Из последних соотношений можно получить уравнение Пуассона для определения функции тока

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \chi^2} = r^2 \Omega + \frac{\sin \gamma}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} - \frac{\cos \gamma}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \chi}. \quad (2)$$

Используя аналитические представления пространственных производных в ортогональных криволинейных координатах и заменяя актуальные значения скоростей и давления через сумму осредненных по времени и пульсационных составляющих, затем применяя процедуру осреднения уравнений по Рейнольдсу и далее используя концепцию турбулентной вязкости и схемы замыкания второго порядка (использовалась низко-рейнولدсовая двухпараметрическая модель турбулентности [2]), получим дифференциальные уравнения неустановившегося турбулентного закрученного течения в биконической системе координат. В результате полученные дифференциальные уравнения переноса для завихренности, окружной скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации формально представлялись в виде одного и того же уравнения переноса скалярной субстанции, которое имеет вид

$$\text{Re} \left[\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \eta} (r u_\eta f) + \frac{\partial}{\partial \chi} (r u_\chi f) \right] -$$

$$- \frac{\partial}{\partial \eta} \left[r \left(1 + \frac{\nu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial f}{\partial \eta} \right] - \frac{\partial}{\partial \chi} \left[r \left(1 + \frac{\nu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial f}{\partial \chi} \right] = Q_f. \quad (3)$$

Здесь соотношение (3) - уравнение переноса для завихренности, окружной компоненты скорости, кинетической энергии и скорости диссипации соответственно $f = \Omega$, $f = u_\varphi$, $f = k$, $f = \varepsilon$ и ν_t - вихревая турбулентная вязкость, σ_f - число Прандтля для субстанции f , Q_f - значение правых частей для уравнений переноса завихренности, окружной компоненты скорости, кинетической энергии и скорости диссипации, которые можно найти в работе [3].

Численные исследования показали, что необходимая точность и монотонная сходимость к решению при турбулентном течении достигались при малом шаге вблизи стенки по поперечной координате. С этой целью для ограничения общего количества точек разностной сетки использовалось аналитическое сгущение с помощью функции $S(\xi) = S(\xi) = (1 - \cos(\pi \xi))/2$, где $0 \leq \xi \leq 1$ - новая переменная, для которой выбиралась равномерная сетка.

Интегрирование полученной системы осуществлялось на основе разностного чисто неявного итерационного метода. Аппроксимация первых и вторых производных по пространственным переменным осуществлялась центральными разностями, которые как известно, имеют второй порядок точности. При этом для больших чисел Рейнольдса устойчивость вычислительного алгоритма достигалась за счёт введения псевдоконвективной добавки M_0 . Для производной по времени также использовалась аппроксимация второго порядка точности.

В качестве граничных условий для функции тока использовалось условие постоянства меридиональной компоненты скорости на входе в рабочий элемент сепаратора. На выходе применялись мягкие условия для всех искомым функций.

Отличительной особенностью в постановке граничных условий явилось оригинальное задание завихренности на твёрдой поверхности, которое определялось со вторым порядком точности и в то же время показало высокую устойчивость при вычислительном процессе. Значение вихря на стенке вычислялось непосредственно из определения ротора скорости

$$\Omega_u = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial u_\eta}{\partial \chi} \right)_w$$

причём поле скорости находилось дифференцированием функции тока, которая в свою очередь определялась в результате численного решения уравнения Пуассона для функции тока.

Характерное распределение меридиональной компоненты скорости представлено на рис.2. В частности, для установившегося турбулентного режима течения несущей среды в зазоре между вращающимися конусами в направлении к вершине конусов формируется ядро потока и два несимметричных пограничных слоя вблизи твёрдых поверхностей вращающихся конусов. На формирование профиля меридиональной скорости оказывает существенное влияние окружная компонента скорости, на развитие которой в ядре потока прежде всего влияет сила Кориолиса, вызывая сильное увеличение окружной скорости. С другой стороны, в пристеночных областях за счёт сил трения имеет место распределение скорости, близкое к квазитвёрдому распределению окружной компоненты скорости, вследствие условий прилипания жидкости. Эта неоднородность в поле центробежных сил вызывает появление максимумов скорости у продольной компоненты в пограничных

слоях, причём этот максимум выше вблизи внутреннего конуса, вследствие большего уровня центробежных сил. При приближении к вершине биконического элемента общий уровень меридиональной скорости увеличивается, так как происходит сужение поперечного сечения рабочего элемента. Теоретическое исследование также показало, что при ламинарном режиме течения и при достаточно существенных окружных скоростях также существует асимметрия меридиональной компоненты скорости и что она уменьшается с уменьшением закрутки потока. Кроме этого, профиль меридиональной скорости размыт и не имеет ярко выраженных пристеночных пограничных слоев, как это происходит при турбулентном режиме течения. Численные исследования нестационарного турбулентного течения выявили существенную зависимость влияния пульсаций расхода несущей среды и величины закрутки газового потока на поле средней скорости и закономерности сопротивления. Для ламинарной задачи определен промежуток времени, при котором течение переходит в стационарный режим.

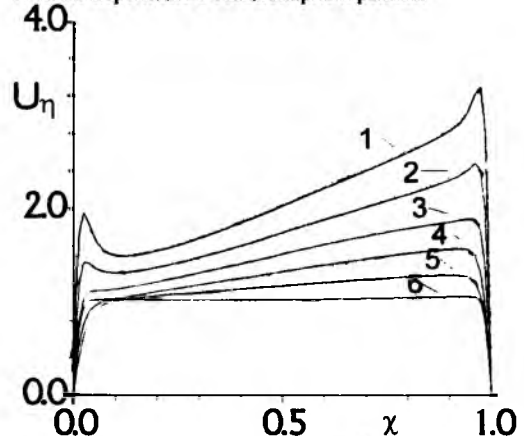


Рис.2. Распределение продольной компоненты скорости поперек канала при турбулентном течении (1- $\eta=0.5$; 2- $\eta=0.6$; 3- $\eta=0.7$; 4- $\eta=0.8$; 5- $\eta=0.9$; 6- $\eta=1.0$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. с. №1514423 СССР. Центробежный классификатор/ А.В.Шваб, В.К.Никольчиков, Н.Д.Сосновский // Открытия. Изобретения. 1989. № 38.
2. Jones W.P., Launder B.E. // J. Of Heat and Mass Transfer. - 1973.-V.16.-P.1119-1130.
3. Шваб А.В., Брендаков В.Н. Влияние гидродинамики и турбулентной диффузии на процессы разделения в центробежных и гравитационных аппаратах порошковой технологии. // Изд. вуз. Физика. №4, Томск, 1993. С.69-80.
4. Шваб А.В., Шваб И.А. Метод ориентированной псевдоконвекции при численном решении уравнений переноса// Мат. межд.конф. Математические модели и численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1996. С.519-520.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ВЯЗКОЙ КАПЛИ

Шрагер Г. Р., Якутенок В. А., Сметанин С. В.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36. Тел. (3822) 410134.

Рассматривается процесс колебания капли вязкой несжимаемой жидкости в невесомости под действием сил поверхностного натяжения с учетом инерционных эффектов в предположении, что течение имеет осевую симметрию. В начальный момент времени капля является эллипсоидом вращения и находится в состоянии покоя. Колебания капли затухают под влиянием вязких сил. В конце колебаний поверхность капли стремится к сферической форме. Для описания течения используется сферическая система координат, связанная с каплей так, что начало координат находится в центре капли, а полярная ось направлена по оси симметрии.

Течение внутри капли описывается полными уравнениями Навье-Стокса для вязкой несжимаемой жидкости. К уравнениям движения присоединяется уравнение неразрывности. Из уравнений движения с учетом уравнения неразрывности получается уравнение Пуассона для давления. Для решения задачи используется система уравнений, состоящая из уравнений движения и уравнения Пуассона для давления. Для эквивалентности решения используемой системы уравнений решению исходной системы уравнений необходимо выполнение уравнения неразрывности на границах капли, что обеспечивает соленоидальность поля вектора скорости.

На свободной поверхности жидкости, граничащей с неподвижной средой, используется динамическое условие, заключающееся в отсутствии касательных напряжений и равенстве нормальных напряжений лапласовскому давлению. Внешнее давление без ограничения общности можно считать равным нулю. Граница капли подчиняется также кинематическому условию, которое записывается в лагранжевой форме. На осях симметрии используются условия симметрии.

С целью построения регулярной разностной сетки проводится преобразование координат, которое переводит границу области в окружность единичного радиуса. Все уравнения записываются в преобразованной системе координат. Поставленная задача решается конечно-разностным методом. Для решения уравнений Навье-Стокса используется схема переменных направлений. Уравнение Пуассона для давления решается с помощью метода установления, основанного также на схеме переменных направлений. Разностные уравнения на каждом полушаге решаются методом прогонки. Динамическое условие совместно с уравнением неразрывности на свободной поверхности

записывается в локальной декартовой системе координат с последующей реализацией численного алгоритма, представленного в работе [1].

Порядок расчета заключается в следующем.

1. Рассчитывается давление внутри и на границах области
2. Вычисляются скорости внутри и на границах области
3. Из кинематического условия с использованием найденных скоростей на свободной поверхности находится новая форма капли.

Для анализа полученных результатов используется безразмерный параметр - число Лапласа, которое варьировалось в пределах $88 \leq Lp \leq 8.8 \times 10^7$. Число Лапласа имеет вид

$$Lp = \frac{d\rho\sigma}{\mu^2},$$

где d - диаметр капли, ρ - плотность жидкости, σ - поверхностное натяжение, μ - коэффициент динамической вязкости.

Рис.1 и 2 иллюстрируют затухающие колебания каплей с различным числом Lp в двух точках на свободной поверхности ($\theta=0$ и $\theta=\pi/2$).

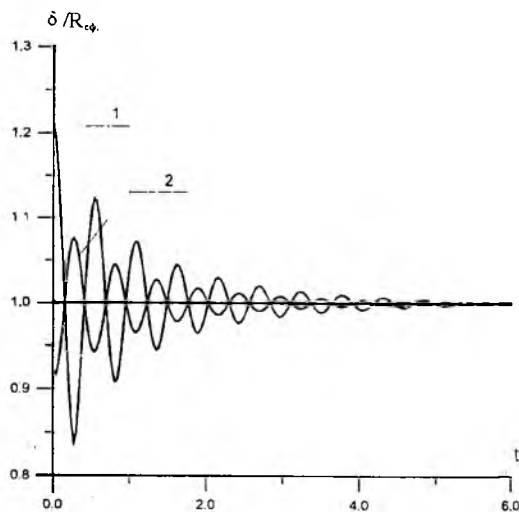


Рис. 1. Колебание границы капли при $Lp=8.8 \cdot 10^7$;
1 - $\theta = 0$, 2 - $\theta = \pi/2$

По данным этих рисунков можно сделать вывод, что: во-первых, затухающие колебания периодические во всем исследуемом диапазоне числа Lp ; во-вторых, при уменьшении числа Lp уменьшается частота и амплитуда колебаний.

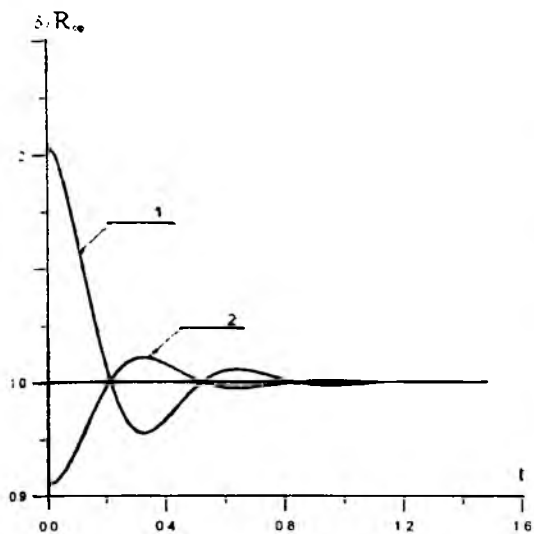


Рис. 2. Колебание границы капли при $L_p=88$,
1 - $\theta=0$, 2 - $\theta=\pi/2$

Для оценки затухания капли определялся логарифмический декремент затухания. На рис.3 и 4 представлены зависимости декремента и времени затухания от числа L_p .

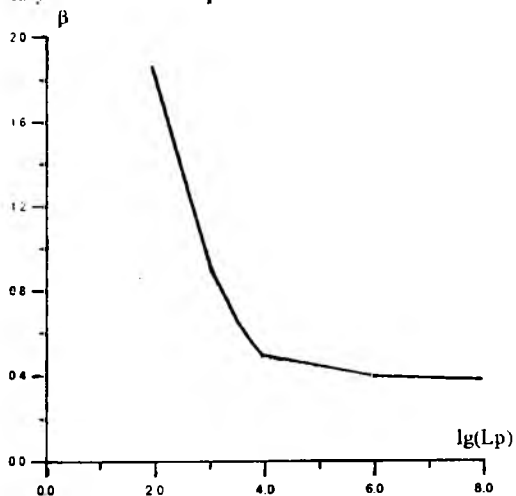


Рис. 3. Зависимость логарифмического декремента затухания от числа L_p

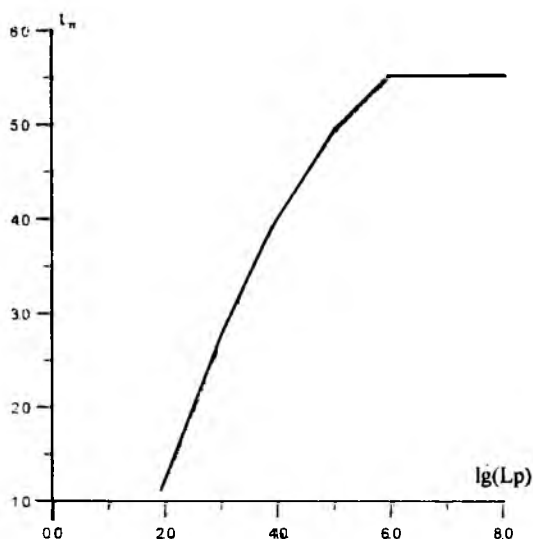


Рис. 4. Зависимость времени затухания от числа L_p

Из рисунков можно видеть, что при $L_p > 10^6$ обе кривые изменяются мало. Данный отрезок кривых соответствует жидкостям с малой вязкостью.

Результаты расчетов качественно согласуются с экспериментальными данными полученными В.В. Дубровским [2], которые определяли период собственных колебаний водо-глицериновых капель диаметром от 2 до 5.9 мм в диапазоне $3 \leq L_p \leq 3.7 \times 10^5$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шрагер Г.Р., Якутенок В.А. Численное исследование слияния капель под действием сил поверхностного натяжения // Томск: Изд-во Том. ун-та, Динамика жидкости. 1979. С. 79 - 84.
2. Дубровский В. В., Подвысоцкий В. В., Шрайбер А. А. Измерение периода собственных колебаний капель и двухкомпонентных частиц // ИФЖ. 1990. Т. 58. № 5.

ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВОВ ПРИ ДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Юдахин Р.В., Масловский В.И., Кульков С.Н.

Томский государственный университет

634050, г.Томск, пр.Ленина, 36

тел.(3822)410621

E-mail: rfv@ftf.tsu.ru

Концентрированные потоки энергии, такие как лазерное и электронно-лучевое излучение, в настоящее время широко используются для плавки, сварки, напыления и обработки поверхностей изделий из различных материалов, являясь, например, эффективным методом очистки металлов от примесей. Однако проведение экспериментальных исследований, например, процессов перемешивания в подобных условиях связано с определенными трудностями. Для определения оптимального набора технологических параметров процесса электронно-лучевого переплава можно использовать метод численного моделирования.

Из экспериментов известно [1], что при воздействии высокоинтенсивных потоков энергии на свободную поверхность ванны расплавленного металла происходит интенсивное движение расплава. В настоящее время известны несколько механизмов, управляющих движением расплава в процессе электронно-лучевой плавки. К ним относятся электромагнитные силы Лоренца, архимедовы силы, силы поверхностного натяжения и давление отдачи паров в случае интенсивного испарения. Экспериментальные исследования и анализ, проведенные в ряде работ [1,2,3], выявили преимущественное влияние на течение расплава последних двух механизмов. При этом, если плотность потока энергии меньше некоторого критического значения [1], зависящего от материала и геометрических параметров ванны, то интенсивность испарения невелика, и течение определяется термокапиллярными силами, если же интенсивность потока превосходит критическое значение, то движение управляется давлением отдачи паров.

В работе рассматривается задача численного моделирования процессов, протекающих в ванне расплава при воздействии на ее свободную поверхность электронного луча. Электронный луч моделируется как тепловой поток заданной мощности, равномерно распределенный на центральной части свободной поверхности, остальная часть поверхности предполагается адиабатической. Рассматриваемый диапазон значений плотности потока энергии не достигает критического значения, интенсивность испарения незначительна, и давлением отдачи паров можно пренебречь. Предполагается, что основным механизмом, вызывающим течение расплава, является градиент поверхностного натяжения, который, в свою очередь, определяется градиентом температу-

ры на свободной поверхности. Область расплава предполагается длинной ванной прямоугольного сечения с боковыми и нижней стенками при температуре плавления металла. Расплав рассматривается как вязкая несжимаемая жидкость. Коэффициент поверхностного натяжения линейно зависит от температуры [3,4], все остальные характеристики материала предполагаются постоянными. Свободная поверхность ванны предполагается плоской. Последнее предположение оправдано [3], когда капиллярное число меньше единицы. Это условие выполняется для большинства жидких металлов. Движение расплава предполагается ламинарным, картина течения симметричной относительно вертикальной оси, при моделировании рассматривается половина ванны.

Предполагается, что течение расплава описывается уравнениями Навье-Стокса, для решения которых, записанных в переменных скорость-давление, требуется определение граничных условий для давления, что в рассматриваемой задаче сделать сложно. Поэтому более удобно записывать уравнения в переменных вихрь - функция тока, тогда уравнения в безразмерном виде выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right);$$

$$\omega = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}; \quad (1)$$

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial x}; \quad u = \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Уравнение сохранения энергии записывается в виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right).$$

Начальные условия:

$$t = 0: \quad T = u = v = \omega = \psi = 0.$$

Граничные условия:

на оси симметрии при $x = 0$:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0;$$

на свободной поверхности $z = 0$:

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \omega = \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial T}{\partial x};$$

$$0 \leq x \leq r_0, \quad -k \frac{\partial T}{\partial z} = q, \quad r_0 < x \leq L.$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

на твердых границах:

$$\psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0, \quad T = T_m.$$

Решение задачи осуществлялось методом конечных разностей с использованием неявного метода переменных направлений. Граничные условия для вихря физически не определены, поэтому для их аппроксимации используются специальные формулы, полученные путем разложения в ряд Тейлора функции тока на границе. Например, формула для граничного значения вихря в плоскости $z=0$ выглядит следующим образом:

$$\omega_{i,1} = \frac{8\psi_{i,2} - \psi_{i,3}}{2(\Delta z)^2}.$$

Это выражение второго порядка точности приводит к неустойчивым вычислениям для больших Re , если вычислять скорость в приграничных узлах по центральной разности, поэтому для скорости используется выражение вида:

$$u_{i,2} = -\frac{4\psi_{i,2} + \psi_{i,3}}{4\Delta z}.$$

Уравнения Навье-Стокса решались методом установления. Для уменьшения невязки в граничных условиях для вихря вводится внутренний итерационный цикл, в котором осуществляется релаксация граничных условий:

$$\omega_{i,s}^{n,s+1} = \alpha f(\psi^{n,s+1}) + (1-\alpha)\omega_{i,s}^{n,s},$$

где n - индекс временного слоя, s - индекс итерационного цикла. Значения безразмерных величин соответствуют реальным условиям электронно-лучевой плавки.

В результате решения получены поля скоростей и температуры для различных геометрических параметров ванны, определено время установления квазистационарного режима течения. Размеры ванны варьируются в пределах, соответствующих 1-2 см в размерном виде. В ванне с отношением глубины к ширине 1/2 образуются две симметричные конвективные ячейки. В начале процесса центр ячейки находится около свободной поверхности в окрестности наибольшего градиента температуры, с течением времени центр вихря передвигается вглубь и в сторону боковой стенки. С увеличением глубины ванны наблюдается искривление линий тока у свободной поверхности и образуются вторичные ячейки. Форма и расположение изотерм существенно отличается от решения, получаемого без учета конвекции, особенно на участках, где конвективные потоки и распространение тепла за счет теплопроводности совпадают по направлению и противоположно направлены. Скорости в более мелкой ванне выше, и поэтому

влияние конвекции на распределение температуры существеннее. На рис. 1 и 2 показаны поля функции тока и температуры для глубокой ванны.

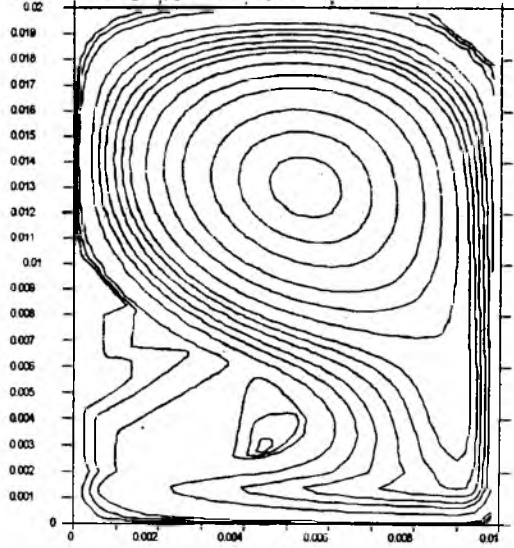


Рис. 1

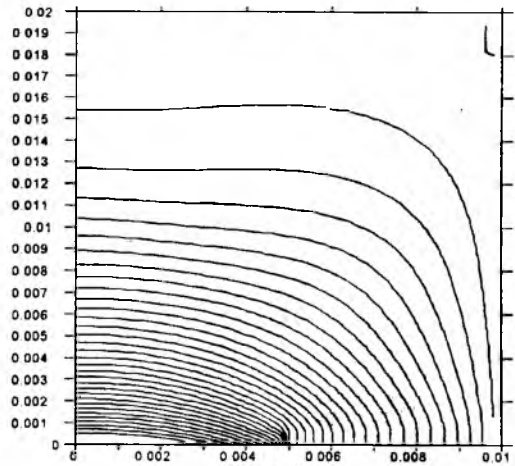


Рис. 2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

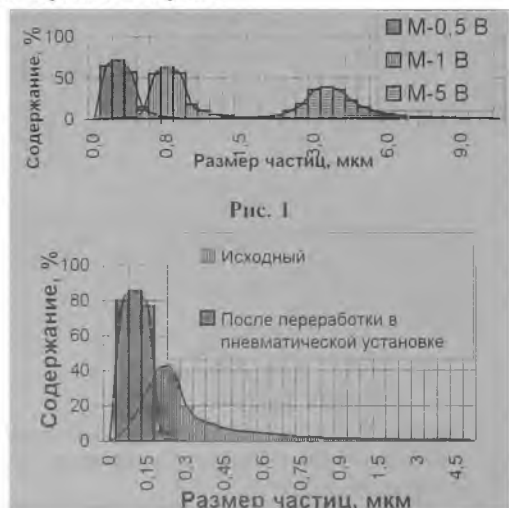
1. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В. //Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985. С. 217.
2. Боровский И.Б., Городский Д.Д., Щарафеев И.М. О поверхностном легировании металлов с помощью непрерывного лазерного излучения // Физ. и хим. обработки материалов, 1984. №1. С.19-24.
3. Srinivasan J., Basu B. A numerical study of thermocapillary flow in a rectangular cavity during laser melting // Int.Journal of Heat and Mass Transfer. 1986. Vol. 29, №4. P.563-572.
4. Kanouff M., Greif R. Oscillations in thermocapillary convection in a square cavity // Int.Journal of Heat and Mass Transfer. 1994. Vol.37, №6. P.885-892.

ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И АППАРАТЫ ПРОИЗВОДСТВА И ПЕРЕРАБОТКИ МИКРОПОРОШКОВ ОРГАНИЧЕСКИХ И НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Бирюков Ю.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел.(3822) 410720, e-mail: powder@niipmm.tsu.tomsk.ru

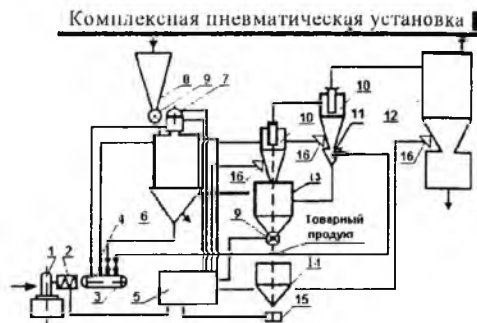
Во многих процессах, таких как производство фармакологических препаратов, точная обработка поверхностей, получение сверхпроводников или компонентов функциональной и конструкционной керамики, производство сверхтонких частиц металлов и др., предъявляются особые требования к порошковой технологии: обеспечение однородности размера субмикронных частиц и их смесей, формы, строгого гранулометрического состава, влагосодержания. В связи с актуальностью проблемы, во многих странах ведутся интенсивные исследования и созданы различные пути ее решения [1]. Существенные результаты в этой области достигнуты фирмами Японии и Германии, США. В последние годы в НИИ ПММ также делается акцент на получение тонких и субмикронных порошков из неорганических и органических материалов. Параметры некоторых опытно-промышленных серий порошков на основе электрокорунда представлены на рис.1, оксида циркония - на рис.2.



Результаты исследований и промышленной реализации технологии, основой которой является управляемое циркуляционное движение потоков "газ-твердые частицы" в замкнутых объемах с помощью газовых струй, показали возможность выполнения следующих операций: измельчение, классификация частиц на фракции, высокоэффективное смешивание, конвективная сушка, грануляция, обогащение и отделение примесей (за счет селективного

измельчения и сепарации материалов по плотности) [2].

Коротко остановимся на описании технологических процессов, результатах экспериментов и промышленной реализации (рис.3).



1 Интенсивность измельчения определяется рабочим давлением, параметрами разгонной камеры и сопел, физико-механическими свойствами исходных порошков. Как показали исследования, профилирование сопел и установка преград заметного влияния на процесс не оказало, то есть определяющим является процесс самоистирания частиц. Высокая чистота конечного продукта при измельчении твердых и сверхтвердых материалов (карбидов, нитридов, оксидов некоторых металлов) также объясняется доминированием взаимодействия частиц между собой, а не с рабочими поверхностями.

Эксперименты при давлениях выше 10 кг/см² (до 100 кг/см²) качественного изменения характеристик и повышения эффективности процесса не дали, но дальнейшие исследования в этом направлении ведутся. Удельные энергозатраты при получении субмикронного порошка электрокорунда из исходного с $\delta_{50} \approx 30$ мкм с использованием комплексной технологии составляют 3-5 кВт·час/кг. Производительность установки при этом на уровне 15-20 кг/ч, рабочее давление 7-8 кг/см². Существуют потенциальные возможности улучшения процессов порошковой технологии субмикронных и ультрадисперсных порошков как оксида алюминия, так и других абразивных и тугоплавких материалов [3].

Получение строго нормированных субмикронных порошков из Al₂O₃ с требуемой кристаллической структурой решает также экологическую проблему в технологии прецизионной обработки деталей в подшипниковой промышленности, электронике, оптике и точной механике, так как в на-

стоящее время в основном используются пасты на основе весьма токсичной окиси хрома. Пневматическая технология отделения крупных включений в ультрадисперсных порошках меди, получаемых методом электрического взрыва, позволила производить высокоэффективные присадки к маслам и смазкам.

Подобные характеристики получены также при совмещении процессов измельчения и фракционирования широкого класса материалов (органические полиэтилен, поливинилхлорид, нозепам, циннарицин, пентоксифиллин, сорбит, пектин, витаминные концентраты, витаминная мука; неорганические нитрид кремния, карбид титана, алюминий, ниобий, бор, тантал, ниобром, тальк, мел, перхлорат аммония).

2. Интенсивность процесса смешения определяется характером конвективного переноса - функцией распределения времени пребывания частиц в насыпном слое за цикл - $f(t_{max}/t_{min})$, а качество смешения на микроуровне - воздействием недорасширенной газовой струи на поступающие в нее агрегаты частиц. На рис. 4 представлены результаты математического моделирования и экспериментальные зависимости N от t_{max}/t_{min} - отношения максимального времени пребывания частиц к минимальному.

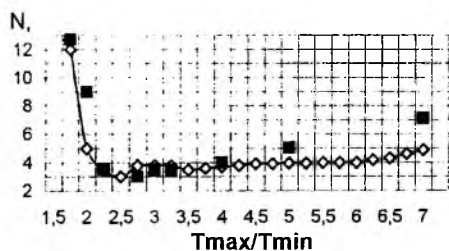


Рис. 4

Как видно из рис. 4, максимальная эффективность процесса достигается при $t_{max}/t_{min}=2,2-2,4$. При проведении экспериментов распределение скоростей и траектории частиц регистрировались с помощью индуктивных и емкостных датчиков (путем ввода реперных частиц). На основе совмещенных процессов смешивания и диспергирования была разработана технология получения высокооднородных композиций с малыми добавками, например, получение композиционного лекарственного препарата на базе бензоата Na ($\delta_{95}<100$ мкм) и сальбутамола при соотношении 98:2 с дисперсным составом 85% до 5 мкм и коэффициентом неоднородности $V_c=2,7\%$ (рис. 5).

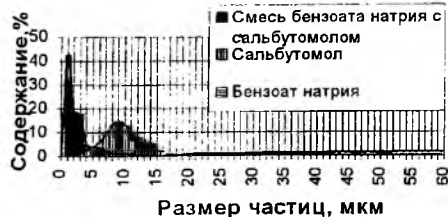


Рис. 5

3. Разработаны процесс и оборудование мягкой сушки для склонных к термодеструкции материалов. При этом за счет охлаждения газа при его расширении и интенсивном теплосъеме при обтекании частиц исключается их термодеструкция. Это позволяет измельчать некоторые высокомолекулярные соединения и органические лекарственные субстанции: полиэтилен, поливинилхлорид, витамин, нозепам, пентоксифиллин, пектин, аир, термосис и др.

4. Проводятся исследования по решению проблем грануляции в единой технологической линии. Сложность решения заключается в необходимости совмещения в одном рабочем объеме практически всех процессов порошковой технологии: диспергирования, фракционирования, смешивания частиц с жидкостью и одновременной сушки.

5. Анализ современных тенденций развития технологии обогащения руд показывает, что на ее конечной стадии перспективным является использование пневматических методов, которые позволяют совместить процесс селективного измельчения сырья до уровня тонких фракций и разделение их.

Например, при обогащении и разделении концентрата железной руды на различных режимах диспергирования и сепарации были выделены следующие тонкие фракции пигмента: №1 - $0<\delta_{95}<2$ мкм, №2 - $2<\delta_{95}<4$ мкм, №3 - $4<\delta_{95}<7$ мкм, и 80% концентрат Fe (порошок). В настоящее время проводятся исследования по обогащению лопаритовой руды, содержащей ниобий, тантал и др.

Анализ размеров частиц проводился как в лаборатории, так и на оборудовании предприятий заказчика. Существующие в мире приборы анализа дисперсного состава: седиментометры, лазерные счетчики, приборы для определения удельной поверхности, по мнению автора, не дают объективной характеристики частиц на субмикронном уровне, поэтому практически всегда необходим контроль для корректировки результатов с помощью оптических и электронных микроскопов, а также обработкой их на компьютере. Химический анализ продуктов, как правило, проводился на оборудовании специальных предприятий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Particle Technology// 2nd World Congress. Kyoto, Sept. 19-22, 1990. Pt 1. Plenary lect.: 1. Mechanical powder properties. 2. Particle characterisation. [Tokyo]: Soc. Powder Technol., 1990. IX. 571p.
2. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томский госуниверситет, 1990.
3. Патент России № 1273193. Способ пневматической классификации порошкообразных материалов и устройство его реализации.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЕПАРАЦИИ ЧАСТИЦ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

Василевский М.В., Мальцев А.А., Перков В.В., Танков Н.К., Богданов А.Л.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410720, e-mail: powder@niipmm.tsu.tomsk.su

В порошковой технологии вихревые камеры используются для выделения частиц из газового потока (циклоны) и классификации частиц по размерам (спиралевидные, короткие камеры). Газовый поток с частицами поступает в камеру по периферии, закручивается и выходит в осевом направлении через коаксиальный патрубок с радиусом меньшим, чем радиус входа. Для предотвращения выноса частиц приторцевыми радиальными течениями патрубки заглубляются внутрь камеры или выполняются разрывы в поверхностях. В приосевой области формируется вынужденный вихрь, к которому присоединяется основная масса потока, выходящего из камеры. Предполагается, что в области выходного патрубка газ протекает через цилиндрическую поверхность с радиусом r_0 и высотой h в радиальном направлении. В тонком цилиндрическом кольце, охватывающем эту поверхность, существуют равновесные траектории частиц определенного размера, которые с вероятностью 50% либо выносятся из камеры с тонкой пылью либо сепарируются в крупный продукт. Условием попадания частиц на равновесную траекторию являются равенства

$$\begin{aligned} \Delta u &= u_{\varphi_0}; \Delta u = \frac{u_{\varphi_0}^2}{r_0} \tau; \\ \tau &= \frac{\rho_s \delta^2}{\rho l 8 \nu}; u_{r_0} = \frac{Q}{2\pi r_0 h} \end{aligned} \quad (1)$$

здесь u_{φ_0} , u_{r_0} - окружная и радиальная компонента скорости газа на поверхности; Q - расход газа; ρ_s , δ - плотность и диаметр частицы; ρ , ν - плотность и коэффициент кинематической вязкости газа.

Движение газа в камере турбулентно, причем турбулентное трение и динамическая скорость определяются интенсивностью переноса закрученного газа к оси. Если предположить, что на цилиндрической поверхности с радиусом R перенос осуществляется как при плоском вихрестроке, то уравнение напряжений имеет вид

$$\tau_{r\varphi} r^2 - \rho r^2 u_{\varphi} u_r = A. \quad (2)$$

Анализ показывает, что константа должна быть равна 0. Поскольку $\tau_{r\varphi} / \rho = u_*^2$, имеем

$$u_* = \sqrt{u_{\varphi} u_r}. \quad (3)$$

Существующие методы оценки фракционной эффективности сепарации частиц в циклонах [1] основаны на предположении, что процесс носит вероятностный характер, а функция распределения

фракционной эффективности является логарифмически нормальной $\eta_{\phi}(\delta) = \phi(x)$. Если $\delta_{\eta=50}$ - размер частиц, масса которых в уносе составляет 50% от исходной, а $\lg \sigma_{\eta}$ - стандартное отклонение величины $\lg \delta$ в распределении $\eta_{\phi}(\delta)$, то

$$x = \lg(\delta / \delta_{\eta=50}) / \lg \sigma_{\eta}. \quad (4)$$

Обычно $\sigma_{\eta} = \delta_{\eta=50} / \delta_{\eta=16}$, где $\delta_{\eta=50}$, $\delta_{\eta=16}$ - диаметры частиц, сепарируемых с эффективностью 50 и 16% соответственно. Поскольку η_{ϕ} - это извлечение определенной массы фракции частиц из исходной и η_{ϕ} зависит от u_{r_0} , Δu , u_* , то

$$\eta_{\phi} = \eta_{\phi}\left(\frac{\Delta u}{u_{r_0}}, \frac{u_*}{u_{r_0}}\right) = \phi(x). \text{ Отношение } u_* / u_{r_0} \text{ есть}$$

отношение скорости турбулентного переноса («размазывания») частиц к детерминированной радиальной скорости газа, определяющей размер частиц, условно витающих в кольце с радиусом r_0 . Таким образом отношение u_* / u_{r_0} характеризует сепарационную дисперсию величины δ . Поэтому в выражении $\eta_{\phi} = \phi(x)$

$$x = \lg(\Delta u / u_{r_0}) / \lg(u_* / u_{r_0}). \quad (5)$$

Чтобы привести выражение (5) в соответствие с (4), выразим $\Delta u / u_{r_0}$ в виде $\Delta u / u_{r_0} = (\delta / \delta_{\eta=50})^n$, где $n = 2$, если $Re_{\delta} = \Delta u \delta / \nu < 1$. Тогда (5) будет иметь вид

$$x = \lg(\delta / \delta_{\eta=50}) / \lg(u_* / u_{r_0})^{1/2}. \quad (6)$$

$$\text{т.е. } \lg \sigma = \lg(u_* / u_{r_0})^{1/2}; \sigma = (u_* / u_{r_0})^{1/2}.$$

Выразим величины $\delta_{\eta=50}$, u_* через геометрические соотношения циклонов, используя (1), (3). Имеем

$$\Delta u = u_{r_0} = Q / 2\pi r_0 h = \frac{w_0 \pi R^2}{2\pi r_0 h} = \frac{u_{\varphi_0}^2 \delta_{\eta=50}^2 \rho_s}{r_0 l 8 \nu \rho};$$

$$u_{\varphi_0} = u_{ax} (R / r_0)^x; u_{ax} = w_0 \pi R^2 / ab;$$

$$\delta_{\eta=50} = \frac{3ab}{\pi R} \left(\frac{r_0}{R}\right)^x \left(\frac{\nu \rho}{hw_0 \rho_s}\right)^{1/2}.$$

В этих выражениях w_0, w_{01} - плановая и входная скорости потока. R - внешний радиус циклона. ab - площадь входа потока в камеру. χ - показатель распределения окружной скорости в камере. В относительных геометрических параметрах величины $\delta_{\eta=50}, \sigma$ имеют вид

$$\delta_{\eta=50} = \frac{6\bar{a}\bar{h}}{\pi} \left(\frac{2\nu R \rho}{\bar{h} w_0 \rho_s} \right)^{1,2} \bar{r}_0^2, \quad (7)$$

$$\sigma_{\eta} = \left[\frac{\pi \bar{r}_0^2 \chi \bar{h}}{\bar{a} \bar{b}} \right]^{1,4} \quad (8)$$

$$\bar{h} = \frac{h}{2R}, \quad \bar{a} = \frac{a}{2R}, \quad \bar{b} = \frac{b}{2R}, \quad \bar{r}_0 = \frac{r_0}{R}$$

В [1] приведены геометрические соотношения циклонов, которые нашли широкое применение для очистки газов от пыли, зола в промышленности. Для этих циклонов там же приведены значения параметров $\delta_{\eta=50}, \sigma_{\eta}$, характеризующие степень фракционной очистки газов. Величины $\delta_{\eta=50}$ соответствуют значениям $w_0 = 3,5$ м/с для всех циклонов. $\nu \rho = \mu = 22,2 \cdot 10^{-6}$ Па*с, $\rho = 1930$ кг/м³, $R = 0,3$ м. Величина χ для противоточного циклона равна 0,5 [2]. В табл.1 приведены данные значений $\delta_{\eta=50}, \lg \sigma_{\eta}$, взятые из [1] и рассчитанные $\delta_{\eta=50}, \lg \sigma_{\eta}$ по формулам (7) и (8).

Таблица 1

Параметр	ЦН-24	ЦН-15	ЦН-11	СКЦН-34	СКЦН-34М
a	1,11	0,66	0,48	0,514	0,4
b	0,2	0,2	0,2	0,214	0,18
h	1,75	2	2	2,1	2,6
r_0	0,6	0,6	0,6	0,34	0,22
$\delta_{\eta=50}$	8,5	4,5	3,65	2,31	1,13
$\lg \sigma_{\eta}$	0,308	0,352	0,352	0,308	0,34
$\delta'_{\eta=50}$	11,0	6,1	4,4	3,6	1,7
$\lg \sigma'_{\eta}$	0,32	0,39	0,42	0,38	0,43

Из табл.1 видно, что рассчитанные величины имеют большие значения, чем приведенные в [1], что соответствует меньшим значениям эффективности сепарации, однако согласование получается удовлетворительным. Анализ показывает, что циклоны могут быть использованы как классификаторы для частиц с $\delta \leq \delta_{\eta=50}$, однако процесс осуществляется при малых концентрациях частиц и экономически не выгоден. Кроме того, из-за больших значений σ острота классификации мала.

В коротких спиралевидных (улиточных) камерах процесс осуществляется при высоких концентрациях частиц, больших скоростях потока, обеспечивающих большую несущую способность, что соответствует требованиям классификации. В табл.2 приведены результаты анализа эксплуатационных

наработок порошков оксида алюминия с содержанием частиц менее 15 мкм в улиточном классификаторе с $\bar{r}_0 = 0,3$; $\bar{a} = 0,37$; $\bar{b} = 0,07 - 0,21$; $\rho = 1,3$ кг/м³; $\nu = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м²/с; $\rho_s = 3700$ кг/м³; $R = 0,175$;

$\bar{h} = 0,23$; $w_0 = 1,05 - 1,75$ м/с. Величина χ принималась равной 0,5. Гранулометрический состав исходного материала не был постоянен, поэтому эффективность классификации оценивалась по соотношению выходов и данным анализа мелкого и крупного продукта. Анализ гранулометрического состава проводился методом счетной микроскопии согласно ОСТ 2 МТ 71-1-82. В табл.2 значения M соответствуют зернистости основной фракции в мкм. Два значения указывают на необходимость проведения вторичной классификации для выбранной величины M . $\bar{G}_1 = G_1 / (G_1 + G_2)$,

$\bar{G}_2 = G_2 / (G_1 + G_2)$ - относительные величины массы материала в мелком и крупном продуктах соответственно. M_1, M_2 - значения зернистости материала в мелком и крупном продукте соответственно (мкм).

Таблица 2

Обозначения	$w_0 = 1,05$			$w_0 = 1,75$		
	\bar{b}			\bar{b}		
	0,07	0,14	0,21	0,07	0,14	0,21
$\delta_{\eta=50}$	2,3	3,2	4,0	7,8	2,5	3,1
$\lg \sigma_{\eta}$	0,23	0,155	0,11	0,23	0,155	0,11
\bar{G}_1	0,25	0,42	0,51	0,2	0,38	0,49
\bar{G}_2	0,75	0,58	0,49	0,8	0,62	0,51
M_1	2	3	3	1,5	3	3
M_2	3-5	3-5	5	3-7	5-7	5-7

Из табл.2 видно, что в мелкий продукт поступает материал, не требующий дополнительной пересортировки, если обозначенные фракции являются целевыми. В крупный продукт попадает материал с более широким спектром частиц из-за проскока тонких фракций. Устойчивая работа аппарата происходила при отводе воздуха с крупным материалом, причем количество отводимого воздуха должно быть не менее 3% от общего количества воздуха, поступающего в аппарат. При этом концентрация частиц в отводимом потоке на порядок больше по сравнению с концентрацией на входе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по пыли- и золоулавливанию. М.: Энергоиздат, 1983. 310 с.
2. Страус В. Промышленная очистка газов: Пер. с англ. М., Химия, 1981. 616 с.

ПРИМЕНЕНИЕ ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫХ АППАРАТОВ В ТЕХНОЛОГИЯХ ПЕРЕРАБОТКИ ЗЕРНА

Василевский М. В., Обьедков А.Ю., Мальцев А.А., Бирюков Ю.А., Столяров В.Т.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410720, e-mail: powder@niipmm.tsu.tomsk.su

Перерабатываемое зерно должно соответствовать базисным кондициям - нормам, обеспечивающим получение продукции высокого качества. Эти нормы устанавливаются по влажности, зольности, объемной массе, засоренности, содержанию клейковины и другим показателям.

При простых многократных помолах, где зерно последовательно измельчается в размалывающих машинах, получается обойная мука. После каждой машины смесь поступает на просеивание с выделением муки, а сход идет на измельчение. В более сложных помолах выделяются промежуточные продукты, которые обогащаются на ситовечных машинах и шлифовальных вальцовых станках. При этом отделяется эндосперм от оболочек, причем не допускается переизмельчение первого. Муку высокого качества получают из обогащенных крупок.

Мука (даже высшего сорта), полученная при обычных сортовых помолах пшеницы, представляет собой массу частиц измельченного эндосперма, неоднородных по физическим и биологическим свойствам. В ней содержатся частицы свободного крахмала, свободного белка и частицы крахмала с прикрепленным белком. Крупные частицы крахмала с таким белком имеют размеры 50 мкм, а свободные частицы белка - 5 мкм и меньше. Прикрепленный белок прочно соединен с поверхностью крахмальных зерен и его отделение в вальцевых машинах не происходит.

Установлено, что отделение прикрепленного белка от крахмальных зерен происходит в машинах ударного действия с рабочими скоростями рабочих органов 120-150 м/с. Разделение тонкой муки после таких измельчителей оказалось возможным в пневмоклассификаторах.

Было обнаружено, что в системах пневмотранспорта с узлами разгрузки потока от частиц и обеспыливания воздуха естественным путем происходит фракционирование с выделением муки со значительным содержанием белка (30%) и клейковины (60%). Полученный продукт может быть использован в качестве улучшителя муки с низким содержанием клейковины, для формирования муки специальных сортов и выпечки деликатесных изделий.

Все оборудование маршрутов прохождения зерна, промежуточных продуктов муки требует квалифицированного обслуживания, постоянного контроля, регулярной замены изношенных узлов и элементов. Поэтому для небольших заводов по производству муки могут быть применены более простые пневматические аппараты с циркуляционными потоками, в которых может осуществляться работа по

подготовке зерна к помолу (очистка, гидрообработка, уменьшение зольности, доувлажнение), а также процессы измельчения предварительно раздробленного зерна и аэродинамического отсева.

Пневматический циркуляционный аппарат (ПЦА), представляющий собой цилиндрическую смкость с центрально расположенной трубой и сопловым вводом газа в конической части, установленным соосно с трубой на расстоянии 1-2 диаметра от нижнего торца. В верхней части установлены сепарационные элементы, которые в зависимости от вида процесса могут выполнять функции отделителя материала от газа или классификатора частиц по размерам. ПЦА также может быть выполнен с несколькими параллельно установленными трубами и сопловыми вводами, что интенсифицирует процесс.

В области соплового ввода осуществляется наиболее интенсивное взаимодействие материала с газовой струей и частиц между собой. В зависимости от геометрических соотношений сопла, трубы, сепарационных элементов, корпуса аппарата и импульса газовой струи в ПЦА могут быть реализованы процессы заданного назначения. Возможность регулирования параметров позволяет осуществлять последовательное проведение процессов, например, обеспыливания, усреднения, увлажнения, сушки, диспергирования с одновременной классификацией. Основные преимущества ПЦА по сравнению с другими системами измельчения и классификации заключаются в одновременном осуществлении процесса измельчения и вывода мелкой фракции из процесса, что при циркуляционном движении материала позволяет наиболее полно выделять целевую фракцию и упростить технологию измельчения и классификации.

Можно ожидать, что в отличие от существующих систем размола зерна, отсева, обогащения промежуточных продуктов, последовательного измельчения, перемалывания продуктов в пневматическом циркуляционном аппарате эти процессы могут осуществляться одновременно с непрерывным выделением муки, поскольку измельчение эндосперма происходит намного быстрее, чем оболочек.

Особенно эффективное использование этих аппаратов целесообразно для получения муки с повышенным содержанием белка и клейковины, поскольку в высокоскоростных струях при их взаимодействии с частицами может происходить интенсивная диспергация частиц, состоящих из крахмала и прикрепленного к его поверхности белка. При этом элементы ПЦА настроены на пропуск частиц не более 5 мкм, что позволяет получить высококачественную муку.

венный продукт. Аналогично целесообразно использование ПЦА для проведения витаминизации муки, поскольку витаминная смесь будет иметь на порядок меньшую неоднородность, чем в существующих промышленных установках.

В компактных комплексах (минимельницах) с производительностью до 10 т/сутки используются упрощенные схемы переработки, которые не позволяют получать муку такого же качества, как на крупных предприятиях, и с такими же относительными выходами по сортам. Хотя маршруты прохождения зерна в минимельницах значительно меньше, чем в крупных, объемы производственных помещений значительные, устанавливаемое оборудование требует капитальных затрат на строительство, трудоемкость эксплуатации остается высокой из-за необходимости поддерживать механизмы и рабочие органы в надлежащем состоянии.

В НИИ ПММ были проведены поисковые исследования по переработке зерна пневматическим способом. В качестве базового оборудования был выбран пневматический циркуляционный аппарат с эжекцией материала в центральную трубу струей, истекающей из сопла, расположенного внизу соосно с трубой, с установленным сверху отбойником и дополнительным сепарационным элементом.

Было выяснено, что при скорости в трубе менее 30 м/с происходит очистка поверхности зерна от примеси без измельчения. При использовании шероховатых труб с наждачным покрытием происходит частичное истирание оболочек зерна.

При скоростях потока более 70 м/с происходит интенсивное дробление, измельчение зерна с выделением муки. Применение выносного классификатора с двумя выходными потоками позволяет разделять муку по крупности и цвету. В опытах было использовано непродуктивное зерно. Выход фракций для режима с максимальным выходом муки составлял для частиц менее 315 мкм - 15%, в диапазоне 315-140 - 55%, в диапазоне 140-40 - 27%, менее 40 мкм - 3%. При обработке муки 2-го сорта с максимальным размером 800 мкм и средним размером 220 мкм размер частиц уменьшается соответственно в 2,5 и 3,4 раза. Ориентировочный выход муки при обойном помоле на макетной лабораторной установке был 0,2 кг/м³. Однако при использовании предварительно раздробленного зерна и переработки в больших ПЦА выход муки ожидается выше.

Предполагается, что технологическая схема должна содержать несколько аппаратов ПЦА с сепарационными элементами, вспомогательный эжектор, переключающие клапаны управляемые таймером в заданной последовательности.

Зерно закачивается с помощью эжектора через отвеиватель примеси в первый ПЦА. Осуществляется несколько циркуляций зерна с частичным освобождением его от оболочек. Производится перекачка в другой ПЦА или вспомогательную молотковую дробилку с введением витаминных добавок. Во втором ПЦА проводится измельчение зерна или

дробленки с непрерывным измельчением муки. При этом используется внутренний сепарационный элемент с вращающимся ротором. Транспортируемая воздухом мука проходит через выносной классификатор, где частицы муки распределяются по крупности. Мелкая мука имеет повышенное содержание белка и клейковины, крупная - включает оболочки. Далее потоки проходят раздельно через осадители частиц с приемниками-накопителями с побудителями движения слоя. В такой технологии не требуется выполнение защитных мероприятий от поломок оборудования и сортировки зерна по крупности. При необходимости комплекс с ПЦА может быть использован для проведения операций по обеззараживанию зерна, вентилированию, сушки с перекачкой его в хранилище. Сравнение параметров пневматического комплекса с механическим (Р6-АВМ-7) приведено в таблице.

Таблица

Параметры	Р6-АВМ-7	АЭИМ-50
Производительность при двухскоростном помоле		
Выход муки (кг/ч)	300	100
Вышего сорта	125	30
Первого сорта	175	-
Обойная мука	-	70
Отруби	116	-
Суммарная установленная мощность (кВт)	27,3	58,8
Габаритные размеры оборудования	5 7 X 3,4 X 4,2	1,5 X 1,5 X 2
Габаритные размеры компрессора ПР-6М	-	2 X 1,5 X 1,2
Объем занимаемый строительными конструкциями	180	-
Масса оборудования (кг)	6000	200
Масса компрессора	-	830
Стоимость комплекса (млн.руб.)	230	120
Стоимость строительных конструкций (млн.руб.)	100	-
Штатный персонал (чел.)	10	3

Из таблицы видно, что пневматическая переработка зерна имеет преимущества перед механическим в части первоначальных и эксплуатационных затрат.

Учитывая опыт наработки органических материалов в АО «Органика», АОТ «ТХФЗ», следует считать пневматическую переработку зерна перспективной при создании зерноперерабатывающих комплексов.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ ВЫБРОСОВ В АТМОСФЕРУ И ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЫЛЕ- И ЗОЛОУЛАВЛИВАЮЩИХ СИСТЕМ

Василевский М. В., Столяров В. Т., Исаченко П. Г., Перкова Н. А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете.

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410720, e-mail powder@nipmm.tsu.tomsk.su

Для расчета концентраций в атмосферном воздухе вредных веществ, содержащихся в выбросах предприятий, расчета предельно допустимых выбросов и начисления платежей за загрязнение атмосферы используются данные по инвентаризации вредных выбросов, проводимых специализированными фирмами. Ими же определяется эффективность работы газоочистных систем. Однако существующие методы определения выбросов и эффективности обеспыливающего оборудования требуют дальнейшего совершенствования.

1. Коэффициент обеспыливания является основным показателем, характеризующим работу пыле- и золоулавливающих аппаратов. Общий коэффициент очистки η определяется формулами

$$\eta = \frac{M_{у.ч}}{M_{вх}} 100\% = \frac{M_{вх} - M_{вых}}{M_{вх}} 100\% = \frac{M_{у.ч}}{M_{у.ч} + M_{вых}} 100\% = \frac{C_{вх}Q_{вх} - C_{вых}Q_{вых}}{C_{вх}Q_{вх}} 100\%$$

где $M_{вх}$, $M_{у.ч}$, $M_{вых}$ - массы частиц, $C_{вх}$, $C_{вых}$ - концентрации частиц, Q - расход газов. Фракционный коэффициент очистки

$$\eta_i = \frac{G_{i,чл}}{G_{i,ав}} = \frac{\Phi_{i,чл}}{\Phi_{i,ав}} \eta,$$

где G_i , Φ_i - вес и процентное содержание фракции в уловленной и поступающей пыли [1].

2. Обычно запыленность определяется отбором пробы газа и взвешиванием осажденных из нее частиц с отнесением ее массы к единице объема газа. Для определения дисперсности пыли применяются импакторы, а для массовой концентрации - аллонжи с фильтрами [1]. При этом требуется изокINETический отбор проб, который заключается в равенстве скоростей газа в потоке и приемном отверстии пробоотборника, что на практике не всегда реализуется. Для отбора используют расходы газа в диапазоне 0,05+1,0 м³/ч с диаметрами приемных отверстий в пробоотборниках 2+8 мм. Для представительного взвешивания необходимо иметь привес фильтров или подложек после их запыления на порядок больше, чем привес от воздействия влаги на поры поверхности осаждения. Использование импакторов сопровождается необходимостью их тарирования для конкретных сред, а также определенными условностями относительно распределения

частиц по фракциям. Общая концентрация частиц в потоке при идеальных условиях отбора их аллонжем и анализа может быть определена более точно, чем с использованием импактора, однако в реальных условиях существуют большие ошибки в определении концентраций. Данные исследований показывают, что на точность измерения влияет параметр

$$\psi = \frac{\rho \delta}{\rho} \frac{\delta^2 U_0}{D 18\nu}$$

и параметр U_0/U_s , где ρ_s , ρ - плотности частиц и газа; δ , D - диаметры частиц и отверстия приема потока пробоотборника; ν - коэффициент кинематической вязкости; U_0 , U_s - скорости в потоке газа и приемном отверстии наконечника пробоотборника. Обзор методов оценки ошибок измерения концентрации пыли с использованием пробоотборников представлен в [2].

Пусть C_0 - концентрация частиц в газе, C_1 - концентрация, измеренная пробоотборником, $\Delta C = C_1 - C_0$ - ошибка измерения. При $U_0 = 20$ м/с, $\rho_s/\rho = 2000$, $\nu = 1,5$ м²/с, таблица значений будет выглядеть следующим образом:

Значения $(\Delta C/C)100\%$

δ^2/Dx x1000 мм	U_s , м/с				
	2,5	5	10	20	30
10	600	257	86	0	-34
5	523	225	74	0	-28
1	260	110	37	0	-13
0,5	160	70	23	0	-8
0,25	90	40	17	0	-4
0,125	48	20	7	0	-1,8

Возникающие ошибки обуславливаются переменным сопротивлением приемных фильтров. Ошибки уменьшаются, если отбор проводить трубками с большими диаметрами приемных наконечников и соответственно с большими отборами газа. Например, для частицы 70 мкм и $U_s = 10$ м/с, $D=5$ мм, $(\Delta C/C) \times 100 = 37\%$; для наконечника с $D=40$ мм и $U_s = 10$ м/с, та же ошибка равна 7%. Однако наиболее грубые погрешности измерения возникают, когда пылевой поток содержит частицы с большой дисперсией их размеров. В этом случае часть пыли может перемещаться в виде жгутов, дон, облачков и не попадать в зону отбора, причем распределение концентраций по сечению неравномерно. Часто такая ситуация возникает в потоке при входе в пылеулавливающий аппарат. Поэтому требуется для точной оценки эффективности работы пылеулавливающей аппаратуры и оценки выбросов проводить

быстрые (практически мгновенные) измерения пыли концентраций, что физически невозможно. Как правило, при испытаниях оценивается общая эффективность газоочистительного оборудования, которая никак не характеризует его работоспособность. Например, при малых нагрузках котла зола на входе в осадитель содержит частицы менее 20 мкм, общая эффективность составляет 30%, а их концентрация в выбрасываемых газах намного ниже допустимых. И наоборот, при повышенной нагрузке котла общая эффективность может достигать 95%, а концентрация золы в выбросах больше допустимой. Поэтому эффективность работы оборудования может объективно быть оценена только с помощью фракционных коэффициентов очистки.

3. Проведенные нами разработки и анализы сопоставительных измерений концентраций и определения эффективности работы пылеулавливающих систем позволили предложить более точные методы и средства оценки выбросов пыли и фракционной степени очистки газоочистной аппаратуры:

3.1. Используются пробоотборники с наконечниками в 100 раз больше по площади существующих. При этом используется естественный перепад давлений тягодутьевых устройств, и объем выделенной пыли достаточен для проведения фракционного анализа. Отбор проб ведется с расходом 30-80 м³/ч с приемными отверстиями наконечников пробоотборников 20-40 мм. Используется циклон с регулируемым расходом и набором элементов для пыли с различной слипаемостью и дисперсностью. Респирабельно опасная пыль (2-15 мкм) улавливается циклоном полностью, остальная - фильтром [3].

3.2. На входе газоочистной аппаратуры концентрация пыли не измеряется, а определяется вес выделенной из потока примеси за время измерений (то есть определяется масса пыли в приемниках-накопителях или масса пыли, отбираемой из рециркуляционных линий). При этом используются пакеты с гибкими оболочками и вставленными в них жесткими емкостями, которые присоединяются к пылевыводным отверстиям с герметизацией каналов.

3.3. Проводятся анализы фракционного содержания частиц в отобранных пробах из потока на выходе из газоочистительной аппаратуры и выделенной из потока самой пылеулавливающей системы (ситовой рассев, седиментация, аэроклассификация).

3.4. Возможно использование косвенных методов измерения запыленности потоков для быстрого определения поля относительных концентраций в выбросах с последующим уточнением истинной концентрации. Преимуществом этих методов является автоматическая регистрация концентраций частиц (фотоэлектрический, лазерный, электроиндукционный методы регистрации), однако требуется тарировка этих регистраций. Например, использование ИКП с коронноионизирующей зарядкой частиц и индукционной камерой регистрации позволяет

проводить запись концентраций в зависимости от размещения трубки в сечении газохода, определение среднего значения концентраций и координаты положения трубки отбора, соответствующей этому значению.

4. На АОТ «Томский комбикормовый завод» специалистами СПНУ-5 проводились работы по инвентаризации пылевых выбросов в атмосферу и оценке эффективности производственных аспирационных систем. Для отбора проб использовалась стандартная аппаратура с выделением частиц на фильтрующие лепестки ФПП. Изменялись концентрации на входе и выходе из систем, а также между ступенями газоочистки. Несмотря на отсутствие видимых выбросов пыли в атмосферу, эффективность обеспыливания в большинстве систем по замерам не превышала 80%, тогда как по паспортным данным эта эффективность должна быть не менее 96%.

Нами были проведены испытания аспирационной системы, разработанной в НИИ ПММ, которая была смонтирована в напольном складе завода. Система состояла из вытяжных зондов, бортовых отсосов, пылевого вентилятора ВЦП-6, группового циклонного концентратора 4хФ-550, циклона-осадителя Ф-400 с затвором непрерывной выгрузки. Испытания проводились по предложенной методике на премиксе, сухом молоке, мясокостной и рыбной муке. Эти материалы подвергались дисперсному анализу, пропускались в виде аэрозолей через тестовые циклонные аппараты, определялось содержание минимальных фракций, ответственных за унос. Замеренные эффективности аспирационной системы были в диапазоне 97,5- 99,8%, тогда как по данным СПНУ-5 - 77%. Отметим, что в аспирационной системе потоки пыли были существенно нестационарны, так как концентрация пыли зависела от скорости поступления материала в линию транспортировки, которая определялась интенсивностью работы погрузчиков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Справочник по пыле- и золоулавливанию. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Страус В. Промышленная очистка газов: Пер. с англ. М.: Химия, 1981.
3. Янковский С.С. Средства измерения массы и дисперсного состава частиц, взвешенных в газовом потоке. Обзорная информация: серия ХМ-IV ЦНИТИ Химнефтемаш. М., 1990.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ НЕСУЩЕЙ СРЕДЫ В ЗОНЕ СЕПАРАЦИИ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО АППАРАТА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА С ПРЕГРАДОЙ

Мальцев А.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410720, e-mail: maltsev@niipmm.tsu.tomsk.su

Пневматический циркуляционный аппарат (ПЦА), разработанный в НИИ ПММ при ТГУ, позволяет получать микропорошки с размерами частиц менее 1 мкм. Одним из наиболее важных элементов, определяющих эффективность работы аппарата, является его сепарационный элемент, который должен выделять измельченный продукт строго заданного размера частиц. Исследования гидродинамики в зоне сепарации особенно актуальны в связи с субмикронными размерами частиц получаемых порошков. Сепарация частиц в ПЦА осуществляется за счет взаимодействия потока с преградой, а также с использованием интенсивных центробежных полей, генерируемых вращающимися сепарационными элементами.

В данной работе рассматривалось обтекание потоком преграды в виде тонкого диска, вращающегося с определенной угловой скоростью. Задача обтекания неподвижного диска рассматривалась в работе [1]. Геометрия расчетной области представлена на рис. 1. Гидродинамика несущей среды моделировалась системой полных дифференциальных осесимметричных осредненных уравнений Навье-Стокса для несжимаемой среды, в которой для моделирования турбулентных напряжений использовалась обобщенная модель Буссинеска

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}, \quad (1)$$

где ν_i - вихревая турбулентная вязкость; k - кинетическая энергия пульсационного движения. Использовалась $k - \varepsilon$ модель [2] с двумя дополнительными уравнениями переноса для k и ε - скорости диссипации кинетической энергии пульсационного движения. Замыкающее соотношение для турбулентной вязкости имело безразмерный вид

$$\nu_i = \text{Re} \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (2)$$

где $\text{Re} = \frac{R_m U_0}{\nu}$ - безразмерный критерий Рейнольдса, в который входят: R_m - радиус трубы (линейный масштаб), U_0 - скорость газа на выходе из трубы или другими словами на входе в расчетную область (масштаб скорости), ν - коэффициент кинематической молекулярной вязкости газа.

Уравнения движения решались в переменных вихрь Ω_φ - функция тока ψ , вводимых следующими соотношениями

$$\Omega_\varphi = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}; \quad (3)$$

$$u_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (4)$$

Из уравнений (3), (4) получается уравнение для функции тока, имеющее вид уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} - r \Omega_\varphi. \quad (5)$$

Уравнения для вихря, окружной компоненты скорости u_φ , и переменных k и ε приводятся к виду уравнений переноса скалярной субстанции

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u_r \frac{\partial f}{\partial r} + u_z \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{1}{r \text{Re}} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r(1 + \nu_i) \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r(1 + \nu_i) \frac{\partial f}{\partial z} \right) \right] = F_f \quad (6)$$

Здесь $f = \Omega_\varphi, u_\varphi, k, \varepsilon$ - любая из искоемых функций, а F_f - источникные члены, взятые из работы [1] (различные для каждой функции).

Граничные условия в расчетной области имели следующий вид. На всех твердых поверхностях

$$u_\varphi = k = \varepsilon = 0, \quad \Omega_\varphi = \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial n} \right), \quad (7)$$

где n - нормаль к твердой поверхности. В случае вращения диска условие для окружной компоненты скорости газа на его поверхности имело вид

$$u_{\varphi d} = \Pi_{\varphi d} r. \quad (8)$$

Здесь $\Pi_{\varphi d} = \frac{\omega_d R_m}{U_0}$ - безразмерный параметр, в

который входит ω_d - угловая скорость вращения диска. В случае вращения потока газа на входе в расчетную область входные условия для окружной компоненты скорости имели вид

$$u_{\varphi 0} = \Pi_{\varphi 0} r \quad (9)$$

где в безразмерный параметр $\Pi_{\varphi 0} = \frac{\omega_0 R_m}{U_0}$ входит

ω_0 - угловая скорость вращения потока на входе в расчетную область

На выходе из аппарата граничные условия имели вид Неймана:

$$\frac{\partial u_{\varphi}}{\partial z} = \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

Уравнения переноса вихря, окружной компоненты скорости, энергии турбулентного перемешивания и скорости диссипации решались методом на установление по времени при помощи конечно-разностного метода со вторым порядком точности по пространственным координатам r, z и первым порядком точности по времени. Второй порядок точности по пространственным координатам достигался благодаря использованию центральных разностей. Аппроксимация вязкого подслоя обеспечивалась сгущением линий сетки вблизи твердых поверхностей при помощи функции растяжения Роберта. Дестабилизирующее влияние конвекции, возникающее при турбулентных числах Рейнольдса, сглаживалось методом ориентированной псевдоконвекции, описанном в работе [3]. Уравнение для функции тока решалось итерационным методом последовательной верхней релаксации.

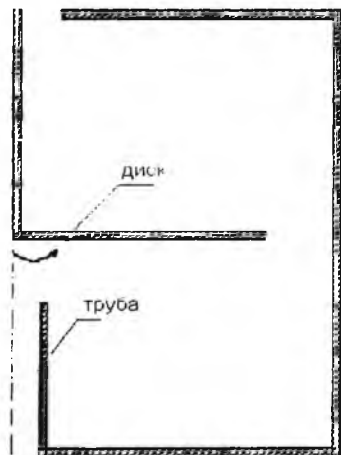


Рис. 1

В расчетах варьировались режимные и геометрические параметры (безразмерные критерии $Re, \Pi_{\varphi 0}, \Pi_{\varphi 1}$; ширина и положение диска, геометрия расчетной области).

В результате численных экспериментов получены распределения поля скоростей несущей среды в зоне сепарации аппарата. На рис. 2 изображены линии тока газа при обтекании вращающегося диска. Хорошо заметны вихревые структуры, образованные потоком, при попадании в которые частицы, вследствие малости их размеров, могут накапли-

ваться, образуя жгуты. Вследствие интенсивного вращения диска, линии тока газа сильно прижимаются к стенкам камеры, что вероятно должно положительно сказываться на качестве разделения частиц, но с определенного момента начинает оказывать заметно отрицательное влияние на выход целевого продукта

Предложенный подход позволяет описывать гидродинамику несущей среды в рабочей зоне пневматического циркуляционного аппарата.



Рис. 2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шваб А.В., Брендаков В.Н. Влияние гидродинамики и турбулентной диффузии на процессы разделения в центробежных и гравитационных аппаратах порошковой технологии// Изв.-я вузов. Физика. 1993. N4.
2. Jones W.P. and Lounder B. E. The Prediction of Laminarization with Two-Equation Model of Turbulence *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1972. Vol.15. P. 301-314.
3. Шваб А.В., Шваб И.А. Метод ориентированной псевдоконвекции при численном решении уравнений переноса// Математические модели и численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1996. С. 519-520.

ПРИМЕНЕНИЕ ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫХ АППАРАТОВ В ТЕХНОЛОГИИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ СУБСТАНЦИЙ

Объедков А.Ю., Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н., Василевский М. В.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410720, e-mail: powder@niipmm.tsu.tomsk.su

В настоящее время методы переработки порошкообразных материалов не полностью удовлетворяют современным требованиям технологии производства лекарственных препаратов. Так, существуют сложности при сушке материалов, склонных к термодеструкции (аминоамид, пентоксифиллин); в смесителях сухого смешения не удается получить смеси с коэффициентом неоднородности меньше 15 %. Но наиболее сложным вопросом остается грануляция тонкодисперсных материалов, включающая также операции с системами «твердое - жидкое - газ». Традиционная технология подготовки исходного порошка к таблетированию представляет собой линию аппаратов, состоящую из механического смесителя, экструдера (влажный гранулятор), сушилки, дробилки (сухой гранулятор). При этом возникают большие неоднородности по содержанию компонентов, связующего, влажности, гранулометрическому составу. Анализ работы отечественного оборудования для грануляции и сушки в кипящем слое («СГ-30»), «СП-60») и аналогичного зарубежного («Glatt», Германия) показал, что существующая технология позволяет проводить грануляцию только для узкого класса материалов, обладающих хорошей растворимостью в связующей жидкости (лактоза, желчь), а для тонкодисперсных материалов с малой насыпной плотностью и большой удельной поверхностью кипящий слой вообще неприменим из-за сводо- и каналообразования, а также выноса мелкодисперсной фракции и забивания фильтров.

По сравнению с псевдооживленным слоем [1] в пневмоциркуляционных аппаратах реализуется регулируемое устойчивое циркуляционное движение материала с эффективным «диффузионным» перемещением микрообъемов насыпного слоя относительно друг друга, обеспечивающим при сухом смешении тонкодисперсных материалов получение смесей с коэффициентом неоднородности менее 3%. При гранулировании это дает возможность равномерно распределить связующий компонент по поверхности частиц и предотвратить образование крупных агломератов и комкование.

Механизм образования гранул можно представить следующим образом [2]. На сухое ядро - центр гранулообразования - наносится пленка жидкой фазы - связующего компонента. Наслаивание частиц приводит к росту гранулы. Предельный размер гранулы определяется удерживающей способностью смоченного ядра. Влага, заключенная между сухим ядром и слоем тонких частиц, распределяется за счет разности концентраций между ними. Наряду

с этим процессом, более характерным для грануляции методом окатывания, гранулы образуются и путем агломерации отдельных частиц под действием сил сцепления между частицами в момент их соударения. При наличии жидкого связующего на поверхности частиц адгезионно-когезионные силы сцепления оказываются больше инерционных сил движения частиц, что приводит к образованию агломератов. В дальнейшем при испарении жидкой фазы происходит упрочение связи между частицами связующим компонентом.

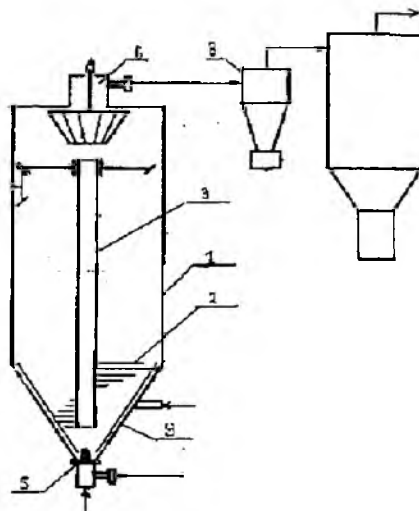


Рис. 1

Экспериментальная установка для смешения, сушки и грануляции лекарственных субстанций состоит из следующих частей (рис.1): цилиндроконического корпуса 1; системы ворошения 2 на базе циркуляционной трубы 3; системы подачи сжатого газа и распыления жидкого связующего 5; блока классификации 6; циклона и фильтра тонкой очистки 7; газораспределительной решетки для интенсивной сушки 9; контрольно-измерительных приборов и блока управления.

Жидкое связующее подается в зону смешения газовой струи и плотного слоя порошкового материала, где происходит ударное взаимодействие капель связующего компонента с частицами материала.

Этот процесс продолжается в циркуляционной трубе и определяется разницей относительных скоростей частиц твердой и жидкой фаз.

Соотношение между количеством частиц твердой фазы и жидким связующим, поступающим в зону смешения, влияет на однородность распределения жидкого компонента и весь процесс гранулообразования. Результаты экспериментальных исследований показывают зависимость однородности получаемого гранулята от соотношения жидкой и твердой фаз (табл. 1). Как видно из таблицы, существует область оптимальных соотношений, в которой уменьшается доля не прореагировавших со связующим частиц материала (фракция <80 мкм), а также крупных переувлажненных агломератов.

Таблица 1

Соотношение твердой и жидкой фаз	Гранулометрический состав гранулята, мкм			
	<80	80-140	140-315	>315
1/50	40	18	15	27
1/100	12	26	40	22

Наряду с процессом образования гранул в рабочем объеме происходят противоположные процессы [3] истирания гранул, их раскалывание, обусловленное ударным взаимодействием друг с другом или вследствие возникновения внутренних критических напряжений, вызываемых градиентами температур и влажностей при сушке. Для уменьшения влияния данных процессов необходимо осуществлять мягкие гидродинамические режимы работы аппарата.

Характеристики получаемого гранулированного продукта зависят от следующих факторов: физико-химических свойств материалов, исходного размера частиц, способа ввода и концентрации жидкого связующего. Расход связующего и его вязкость определяется содержанием в нем крахмала, что определяет качество диспергирования сжатым газом. Так, увеличение вязкости связующего (повышение концентрации крахмала с 2-3% до 8-10%) приводит к возрастанию размеров капель и, соответственно, к увеличению размеров агломератов, образующихся при взаимодействии дисперсных частиц с каплями связующего. Однако при этом не происходит полного и равномерного смачивания всех частиц, что приводит к необходимости дополнительного ввода жидкого компонента. Увеличение давления распыляющего агента уменьшает необходимое для грануляции количество связующего, что следует из полученных экспериментальных данных, представленных в табл. 2.

Таблица 2

Давление диспергирования связующего, атм	Расход крахмала, в г на 10 кг материала		
	Тальк, $\delta_{30}=30$ мкм	Кварцевый песок, $\delta_{50}=50$ мкм	Аспирин, $\delta_{50}=20$ мкм
1,0	75	42	107
4,0	42	32	58

Эффективность процесса определяется интенсивностью сушки формирующихся агломератов. Оптимальные режимы будут реализовываться, если скорость образования гранул не превышает скорости испарения жидкости. В этом случае в тепло- и массообмене участвует увлажненный дисперсный материал с наибольшей поверхностью частиц и происходит интенсификация всего процесса сушки. Большинство лекарственных субстанций склонны к термодеструкции, что налагает ограничение на температуру сушильного агента (обычно не более 50°C), поэтому скорость сушки определяется в основном только расходом сушильного агента. Это обстоятельство приводит к необходимости мягкого гидродинамического режима при больших расходах для уменьшения разрушения гранул, т.е. использования специальных распределительных элементов для уменьшения силового взаимодействия потоков несущей среды и частиц. В предложенном аппарате подвод нагретого воздуха осуществляется через специальную газораспределительную решетку, что позволяет вести эффективную сушку гранулята с высоким влагосодержанием (30-40%) до необходимых по технологическому регламенту величин (1-5%).

Проведенные исследования также показали, что совмещение процесса сушки с циркуляционным движением материала возможно лишь при эффективной инициации насыпного слоя механическими ворошителями определенной конструкции, при этом происходит выравнивание вертикальной составляющей скорости движения пристенной и центральной частей насыпного слоя, а также предотвращение сводо- и каналаобразования.

Наличие блока воздушно-центробежной сепарации позволяет отделять от готового продукта фракции наиболее мелких частиц, что повышает однородность конечного продукта.

Таким образом, пневмоциркуляционные аппараты позволяют эффективно проводить процессы грануляции и сушки со следующими показателями:

- 1) стабильность характеристик продукта, что позволяет значительно улучшить качество прессуемых из гранул таблеток за счет точности дозирования.
- 2) возможность переработки широкого класса лекарственных субстанций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романков П.Г., Рашковская Н.Б. Сушка во взвешенном состоянии. Л.: Химия, 1979.
2. Классен П.В., Гришаев И.Г., Шюмин И.П. Гранулирование. М.: Химия, 1991.
3. Муштаев В.И., Ульянов В. М. Сушка дисперсных материалов. М.: Химия, 1988.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОПЫТНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ПО ПРОИЗВОДСТВУ СТРОГОНОРМИРОВАННЫХ СУБМИКРОННЫХ АБРАЗИВНЫХ ПОРОШКОВ

Перков В.В., Мальцев А.А., Богданов Л.Н., Танков Н.К., Перкова Н.А.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

тел (3822) 410720, 410706 e-mail: powder@niipmm.tsu.tomsk.su

Широкое применение доводочных паст на основе абразивных порошков в прецизионной обработке деталей (подшипниковая промышленность, оптика и точная механика) требует постоянного улучшения их качества и снижения себестоимости, которая в настоящее время достаточно высока (до 30 долл./кг). Как правило, основой доводочных абразивных паст является окись хрома, но она высокотоксична и обладает низким металлосоемом и высоким удельным расходом. Использование шлифпорошков на основе двуокиси титана, цинка, и др., имеющих частицы с размером $<0,1$ мкм, возможно только на конечной стадии обработки деталей из цветных сплавов, закаленных сталей и т.п., а их низкий металлосоём и высокий удельный расход сравним с этими показателями окиси хрома. Для доводки деталей из закаленных сталей и твердых сплавов рекомендуется применять доводочные пасты на основе электрокорунда, получаемого электродуговой плавкой природной окиси алюминия [1]. По своим физико-механическим свойствам такие шлифпорошки позволяют добиваться высокого металлосоёма при низком удельном расходе, уступая по этим показателям только алмазам и некоторым карбидам. Однако большая вязкость, меньшая хрупкость и низкая себестоимость электрокорунда по сравнению с вышеперечисленными материалами делают его промышленное применение более экономически и технически оправданным. К тому же нетоксичность электрокорунда позволяет не только обезопасить производственный процесс, но и значительно уменьшить расходы на утилизацию отработавших порошков.

Среди способов получения субмикронных порошков в настоящее время в мире широко распространение получили пневматические методы, базирующиеся в основном на взаимодействии двухфазных потоков друг с другом, например, струйная мельница Акунова В.И., вихревые мельницы, разработанные фирмой «Сэйсин» (Япония). К недостаткам этих мельниц следует отнести их малую производительность в области размеров частиц <2 мкм, интенсивное силовое взаимодействие частиц с рабочими поверхностями аппаратов, приводящее к значительному загрязнению товарного порошка примесями, а также большие трудности в обеспечении стабильной работы эжекторов, подающих материал в мельницу.

Основным условием получения высокого класса точности деталей является строгонормирован-

ность размера зерен. Многоцелевой пневматический циркуляционный аппарат, разработанный в НИИ ПММ [2], именуемый в дальнейшем ПЦА, позволяет получать узкие фракции абразивных порошков с размерами частиц менее 1 мкм. Принцип работы ПЦА, использующий самоистирание материала в недорасширенной газовой струе, позволяет применять его как высокоэффективный измельчитель на субмикронном уровне, не дающий практически никакого загрязнения товарного продукта за счет износа оборудования, а также сложностей при подаче исходного материала в зону измельчения. Результаты исследований показали, что встроенное и выносные классифицирующие устройства за счет специальных рециркуляций многоконтурных потоков при совмещении с процессом измельчения позволяют получать строгонормированные микрошлифпорошки и субмикронные абразивные порошки. Данные порошки выпускаются на основе ТУ 3980-001-20690320-98 под маркой «АМПЭК» из электрокорунда литейного марки ПЭЛ-1 (ТУ 2-043-992-85ЭБ). Абразивные микропорошки «АМПЭК» предназначены для финишной и суперфинишной обработки поверхностей шариков для подшипников и других видов металлообработки. По физико-химическим и техническим показателям они соответствуют требованиям, указанным в табл. 1.

Таблица 1

Наименование показателей	Значение	Метод испытаний
Гран. сост. «АМПЭК»-М5,М7,М10 «АМПЭК»-М1,М2,М3	Согласно ГОСТ 3647-80 Согласно ОСТ 2 МТ71-1-82	Счетная микроскопия
Полирующая способность, мг/мин·см ²	до 0,2	По ГОСТ 2912-79 разд. 4
Шероховатость поверхности R_a после полировки (в зависимости от зернистости), мкм	0.01-0,08	По ГОСТ 2912-79

Проведенные исследования позволили создать технологию и высокоэффективное оборудование, на базе которого была смонтирована и запущена в эксплуатацию опытная технологическая линия

по производству строгонормированных абразивных порошков «АМПЭК» М1-М10. Принципиальная схема линии представлена на рис.1 В линию входят пневматическая циркуляционная помольная камера 1 встроенный узел центробежной классификации 2, вихревая камера улиточного типа 3, циклоны 4, 5 и рукавные фильтры 6. С целью интенсификации процесса измельчения и транспортирования измельченного порошка в зону классификации осуществляется подача в помольную камеру сжатого газа в виде недорасширенных струй через несколько сопловых насадков

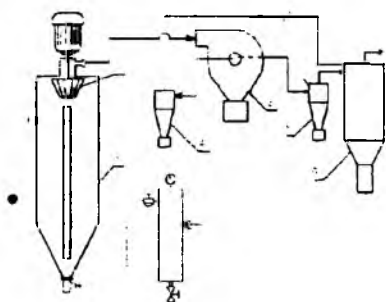


Рис.1

Компановка технологической линии и конструкции классифицирующих устройств позволяет с достаточной точностью регулировать фракционный состав получаемых порошков. Удельные энергозатраты при получении порошка электрокорунда в пневматической циркуляционной камере из порошка с исходным гранулометрическим составом $\delta_{50} \approx 30-60 \text{ мкм}$, $\delta_{\text{max}} = 120 \text{ мкм}$ с использованием комплексной технологии составляют 2-5 кВт·ч/кг. Производительность установки при этом до 20 кг/ч, рабочее давление в пределах 6-8 атм. Для получения субмикронных и тонкодисперсных порошков применяются малогабаритные установки. Удельные энергозатраты при получении субмикронных порошков электрокорунда в малогабаритных установках из исходного с $\delta_{50} \approx 5 \text{ мкм}$ составляют до 7 кВт·ч/кг. Производительность установки при этом порядка 1 кг/ч при рабочем давлении 1-4 атм. Простота конструкции оборудования и компановки технологической линии позволяет осуществлять длительную эксплуатацию и быструю замену и реставрацию рабочих узлов и агрегатов

Проведенные анализы показали высокую чистоту конечного продукта при измельчении такого сверхтвердого материала как электрокорунд (твердость по шкале Мооса 9), что объясняется доминированием взаимодействия частиц между собой (самоистиранием), а не их взаимодействием с рабочими поверхностями. Содержание примесей посторонних химических элементов до и после переработки на установке ПЦА иллюстрирует табл. 2.

Таблица 2

Элемент	Исходное содержание, %	Содержание в готовом продукте, %
Кремний	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$
Железо	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$
Хром	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$
Никель	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$
Цинк	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$

В технических условиях, регламентирующих качество порошков, требования по гранулометрическому составу опираются на ОСТ 2 МТ71-1-82. Практически же данная технологическая линия позволяет получать порошки гораздо меньшего размера зерен. Анализ порошков измельченного электрокорунда, проведенный на фотоседиментометре "SKC-200" и лазерном счетчике «Seisin», приведен в табл.3.

Таблица 3

"SKC - 200"		"SEISIN"	
δ , мкм	%	δ , мкм	%
0 - 0,5	78,27	0 - 1	52,8
0,5 - 1	18,05	1 - 1,5	19,8
1 - 1,5	1,84	1,5 - 2	11,9
1,5 - 2	1,84	2 - 3	15,0
$\delta_{50} = 0,32 \text{ мкм}$		$\delta_{50} = 0,9 \text{ мкм}$	

Промышленные партии таких порошков успешно применены в подшипниковой промышленности (Томск, Прокопьевск, Вологда и др.), что позволило поднять как класс точности изготовления шариков, так и производительность, а также ликвидировать проблемы, связанные с утилизацией токсичных отходов и вредностью производства. Экономическая эффективность только на одной операции в шариковом производстве Томского подшипникового завода составляет более 300 тысяч (деноминированных) рублей. Исходным сырьем для изготовления порошков являются отходы электрокорунда с абразивных заводов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абразивная и алмазная обработка материалов: Справочник/ Под ред. А.Н. Розникова. М.: Машиностроение, 1977.
2. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 273с.

РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ СИСТЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПНЕВМОТРАНСПОРТА И ОБЕСПЫЛИВАНИЯ ГАЗОВ В ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА ПОРОШКОВ

Романди В.И., Никульчиков В.К., Воронин В.Н.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.tomsk.su

Пневматический импульсный транспорт порошкообразных и гранулированных материалов во многих случаях в наибольшей степени удовлетворяет возросшим требованиям по энергосбережению и экологии за счет значительного снижения удельного расхода газа по сравнению с традиционными видами транспортирования. Перемещение материала в виде высококонцентрированных сгустков с небольшой скоростью позволяет значительно уменьшить износ технологического оборудования, обеспечить стабильный состав продуктов, осуществлять безопасную переработку агрессивных материалов без контактов с внешней средой. Благодаря низкому удельному расходу среды-носителя повышается эффективность очистки газа, значительно уменьшаются затраты на проектирование и изготовление устройств обеспыливания.

Установка импульсного поршневого пневмотранспорта состоит из следующих основных узлов [1]: камерного питателя 1, регулятора концентрации материала 2, клапанов подачи газа в трубопровод и камерный питатель 3, приемный бункер 4, системы обеспыливания газа 5, дополнительного трубопровода с форсунками для устранения переуплотнений материала 6, блока управления 7. В установке этого типа в качестве регулятора концентрации материала в транспортном трубопроводе использовался электронный генератор, управляющий работой электропневмоклапана и шарового затвора. Процесс регулирования концентрации сыпучего материала в потоке осуществлялся по жестко заданной программе по отношению T_m/T_v , где T_m - время впуска материала в трубопровод, T_v - время впуска воздуха.

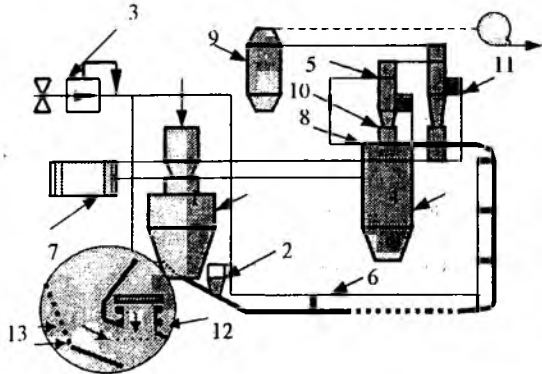


Рис.1

В данной работе рассматривается импульсная пневмотранспортная установка, в которой в каче-

стве регулятора концентрации материала используется специально разработанное пневматическое устройство [2] с обратной связью по давлению несущего газа в начале транспортногo трубопровода. Процесс регулирования расходом концентрации сыпучего материала в трубопроводе осуществляется автоматически по разнице между фактическим и расчетным значением сопротивления трубопровода в установившемся режиме.

Преимущества предлагаемого автоматического способа регулирования концентрации материала заключаются в более экономичном расходе транспортирующего газа, повышении надежности работы пневмотранспортной установки за счет значительного упрощения схемы регулирования концентрации. К немаловажной особенности разработанной авторами принципиально новой установки можно отнести возможность быстрого трансформирования ее в установку импульсного пневмотранспорта вакуумного типа.

Исследования основных параметров вакуумного транспорта проводились на опытной установке с диаметром трубопровода 25 мм. В установке вместо клапана 2 и форсунок, установленных на трубопроводе, применялся клапан 12. Установка работает следующим образом. При создании в трубопроводе разрежения клапаны 12 закрываются, воздух из атмосферы через азирующее устройство 13 поступает в камерный питатель 1 и продвигает материал из питателя в трубопровод. Материал, пройдя первый по ходу клапан 12, создает условия для его открытия. Воздух, поступающий из клапана 12 в трубопровод, отсекает порцию материала, которая под действием перепада давления в виде пробки движется к месту выгрузки. По мере движения материала поочередно открываются последующие клапаны. Так как после открытия первого клапана перепад давления между входом в транспортный трубопровод и питающим бункером близок к нулю, новое поступление материала в трубопровод прекращается до момента прихода очередной волны разрежения. В идеальном случае отсеченная порция сыпучего материала должна транспортироваться по трубопроводу до приемного бункера одним поршнем, но реально, вследствие колебаний давления воздуха и ряда других причин, "поршень" разбивается на несколько частей, которые далее движутся так называемым эшелонным более коротких порций, суммарный перепад давления на которых равен первоначальному. При проведении исследования влияния параметров вакуумной установки на

процесс транспортирования использовался кварцевый песок с насыпным весом $\rho_n = 1,6 \text{ г/см}^3$. Результаты сравнивались с данными, полученными на этой же установке при транспорте порошка в режиме аэровзвеси. Как видно из рис. 2, зависимость производительности установки от перепада давления транспортирующего воздуха носит линейный характер в данном диапазоне исследования.

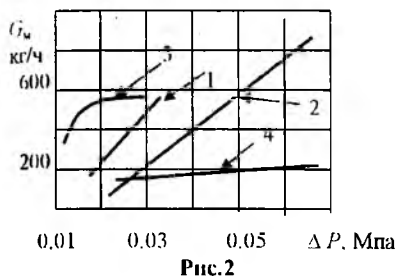


Рис.2

Из графиков следует, что пневмотранспортные установки поршневого типа более экономичны по сравнению с установками, работающими в режиме аэровзвеси. Этот вывод подтверждается расчетом коэффициента полезного действия обоих типов установок как функции начального давления транспортирования:

$$\eta = \rho_v g L \mu / \Delta P,$$

где η - коэффициент полезного действия; ρ_v - плотность воздуха, приведенная к нормальным условиям; g - ускорение свободного падения; L - дальность транспортирования; μ - массовая концентрация транспортируемого материала. ΔP - перепад давления транспортирующего воздуха.

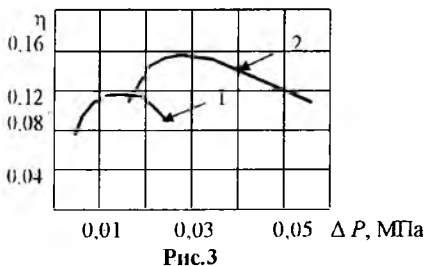


Рис.3

Коэффициент полезного действия характеризует отношение работы, необходимой для перемещения сыпучего материала на определенное расстояние, к требуемой для этого энергии транспортирующего газа. В результате расчета установлено, что зависимость $\eta(\Delta P)$ носит нелинейный характер с выраженным максимумом (рис.3), т.е. каждый конкретный тип пневмотранспортной установки имеет оптимальный с точки зрения энергозатрат режим эксплуатации. Сравнение оптимальных областей работы установок с учетом производительности и требуемого расхода говорит о преимуществе вакуумного поршневого режима перед транспортом в режиме газозвеси.

Одной из проблем пневмотранспорта с высокой концентрацией является подъем дисперсного материала по протяженным вертикальным участкам.

Здесь наблюдается интенсивное осыпание материала навстречу газовому потоку, возвратно-поступательное движение сгустков с постепенным увеличением объемного содержания твердой фазы. На разработанной вакуумной установке проведена проверка эффективности процесса транспортирования сыпучего материала по вертикальному участку трубопровода, оборудованного специальными промежуточными накопителями. Показано, что благодаря эффекту промежуточного накопления материала увеличение аэродинамического сопротивления вертикальной ветви за счет установки накопителей не вызывает заметного уменьшения производительности. При одном и том же давлении транспортирующего газа высота подъема сыпучего материала по трубопроводу, оборудованному накопителями, превосходит высоту подъема по трубопроводу, не имеющему накопителей [3].

Для установки пневмотранспорта разработана высокоэффективная система обеспыливания [4], которая состоит из устройства предварительной очистки 8, последовательно соединенных циклонов 5, фильтра 9. Во входных патрубках циклонов установлены направляющие лопатки, которые позволяют поддерживать оптимальную скорость потока при изменении расхода газа. Порошок из бункера первого циклона с помощью устройства автоматической разгрузки 10 удаляется в приемный бункер 4. Устройство автоматической разгрузки бункера циклона может быть использовано в установках напорного и вакуумного типов. При работе с мелкодисперсными порошками на циклонах необходимо устанавливать вибраторы 11. Установка пневмотранспорта с данной системой обеспыливания используется на Сибирском химическом комбинате и удовлетворяет самым высоким экологическим требованиям. Управление исполнительными механизмами установки пневмотранспорта может осуществляться с помощью ПЭВМ. На кондитерской фабрике "Ударница" (г. Москва) применяется микропроцессорная система фирмы "Siemens".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шваб В.А. Аэромеханические методы в технологии производства порошковой продукции. Томск: Изд. Том. ун-та, 1983. 160 с.
2. А.с. № 676513 (СССР). Установка для пневматического транспортирования сыпучих материалов /Розанов О.Ю., Смоловик В.А. и др. Б.И. 1978. №28.
3. А.с. №1691240 (СССР). Установка для пневматического транспортирования сыпучего материала /Романдин В.И., Воронин В.И. и др. Б.И. 1991. № 42.
4. Никulichиков В.К., Василевский М.В., Анисимов Ж.А. и др. Применение циклонных пылеуловителей в производстве радиоактивных материалов // Материалы международной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы охраны окружающей среды». Томск: Изд-во ТГУ, 1995. С. 312.

ЦЕНТРОБЕЖНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ

Росляк А.Т., Зятиков П.Н., Никульчиков В.К.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov @ niipmm tsu.tomsk.su

В процессах классификации порошкообразных материалов по размерам частиц эффект разделения достигается когда массовые силы и силы аэродинамического сопротивления, находясь в различной функциональной зависимости от характерного размера, действуют в противоположных направлениях или под некоторым углом друг к другу.

В работе [1] подробно рассмотрен механизм воздушно-центробежной классификации частиц и показано, что движение частиц в зоне разделения носит как детерминированный, так и случайный характер. Так как в настоящее время создать точную модель процесса с учетом полидисперсности порошкообразного материала, концентрации гетерогенной среды, вращения частиц, их взаимодействия между собой и со стенками канала, турбулентных пульсаций, обратного влияния частиц на несущий поток не представляется возможным, целесообразно рассматривать отдельно аэродинамику несущего потока и движение одиночных частиц в несущем потоке с известным распределением скоростей.

Уравнение движения одиночной частицы в зоне сепарации воздушно-центробежного классификатора (ВЦК) можно записать в следующем виде

$$m \frac{dW}{dt} = \xi \rho_f \frac{(V - W)|V - W|}{2} S_p + mg, \quad (1)$$

где m , W – соответственно масса и скорость частицы, ρ_f , V – плотность и скорость газа, S_p – миделево сечение частицы, которое в случае ее шарообразной формы равно $\pi \delta^2/4$ (δ – диаметр частицы), t – время, ξ – коэффициент сопротивления.

Если за линейный масштаб выберем радиус входа в зону сепарации ВЦК R_0 , за характерную скорость – линейную скорость входа $V_0 = \omega R_0$, а за масштаб времени $T_0 = \frac{R_0}{V_0} = \frac{1}{\omega}$ и запишем коэффициент сопротивления через закон сопротивления Стокса

$$\xi = \frac{24}{Re_s}, Re_s = \frac{|V - W| \delta}{\nu}$$

то получим уравнение (1) в безразмерном виде

$$\frac{dw}{dt} = \xi \frac{3\rho_f \nu \pi \delta |g - w|}{\omega m} + \frac{g}{\omega^2 R_0}. \quad (2)$$

Пренебрегая силами тяжести по сравнению с центробежными силами и силами сопротивления и вводя время релаксации

$$\tau = \frac{\rho_m \delta^2}{18\rho_f \nu} = \frac{m}{3\rho_f \nu \pi \delta},$$

уравнение (2) можно записать, как

$$\frac{dw}{dt} = \xi \frac{g - w}{\omega \tau}. \quad (3)$$

Величина τ является временем динамической релаксации частицы, характеризующим быстроту изменения динамических свойств частицы диаметром δ с плотностью ρ_m в потоке газа плотностью ρ_f и кинематической вязкостью ν .

Для стационарного движения частицы в закрученном потоке данное уравнение запишется в следующем виде:

$$\frac{\pi}{6} \delta^3 \rho_m \frac{w_p^2}{R_0} = \frac{\xi}{Re_s} \frac{\pi \delta^2}{4} \rho_f \frac{v^2}{2}. \quad (4)$$

Физическую картину движения частиц в сепарационном элементе воздушно-центробежного классификатора представим следующим образом. При определенном соотношении окружной и радиальной компонент скорости несущего потока в любой точке аксиального сечения зоны сепарации, кроме тех участков, где направление действия центробежных сил и сил аэродинамического сопротивления совпадают, для частиц соответствующих размеров устанавливается равенство действующих на них основных сил. В этом случае под влиянием аэродинамических сил, обусловленных поперечным течением среды, частицы могут смешаться в области потока, где условия равновесия для данного размера уже не выполняются. Попадая в условия преобладающего воздействия центробежных сил для этого размера, частицы выносятся на периферию сепарационного элемента. Таким образом, пройти через зону сепарации могут только те частицы, для которых на линии тока, соответствующей максимальной радиальной скорости несущего потока, силы аэродинамического сопротивления превышают центробежные. Скорость движения частицы зависит, помимо скорости газа, и от параметра τ . Если скорость воздушного потока является переменной во времени величиной, то в зависимости от того, как быстро она меняется по сравнению с τ , зависит степень увлечения частицы потоком газа.

В пульсирующем воздушном потоке с периодом T , большим времени динамической релаксации частицы, последняя успевает "подстроиться" под газ и ее движение носит квазистационарный характер. При периоде пульсаций T , меньшем времени дина-

мической релаксации частицы, она не успевает за быстроменивающейся скоростью газа и движется по инерции как в стационарном случае. Если же период пульсаций воздушного потока равен времени динамической релаксации частицы, то движение частицы будет носить ярко выраженный нестационарный характер.

Таким образом, создав в зоне классификации пульсирующий воздушный поток с периодом пульсаций, равным времени динамической релаксации частиц граничного размера, обеспечивают условия, при которых скоростные характеристики граничных частиц будут резко отличаться от скоростных характеристик частиц околограничного размера. При этом соотношения аэродинамических F_1 и массовых F_2 сил, действующих на частицы, будет существенно различно для граничных и околограничных частиц, что приведет к их детерминированному аэродинамическому разделению.

В данной работе рассмотрен способ [2] центробежной классификации частиц в пульсирующем потоке. В зоне сепарации ВЦК создается пульсирующий воздушный поток с периодом пульсаций, равным времени динамической релаксации частиц граничного размера. Порошок подают в зону классификации, где он испытывает силовое воздействие противоположно направленных сил аэродинамического сопротивления и массовых сил. Частицы порошка крупнее (мельче) граничных под преобладающим воздействием массовых (постоянной составляющей аэродинамических) сил классифицируются. Частицы же граничного и околограничного размеров, испытывая воздействие пульсационной составляющей аэродинамической силы, совершают нестационарное колебательное движение, при котором проявляются их индивидуальные скоростные свойства, приводящие к их разнонаправленному детерминированному движению.

Экспериментальные исследования процесса классификации частиц в пульсирующем потоке проводились на следующих материалах: эмульсионный поливинилхлорид ПВХ ($\rho_m=1400 \text{ кг/м}^3$), кварцевый песок SiO_2 ($\rho_m=2650 \text{ кг/м}^3$), порошок карбида титана TiC ($\rho_m=4920 \text{ кг/м}^3$) по границам разделения 50 мкм, 63 мкм, 100 мкм каждый порошок. Причем диапазон изменения периода пульсаций воздушного потока T в каждом конкретном случае выбирался таким образом, чтобы значение времен динамической релаксации частиц граничного размера τ лежало в пределах диапазона изменения периода пульсаций T . Для эмульсионного ПВХ по границе разделения 63 мкм величина динамической релаксации $\tau=0,0171 \text{ с}$. Для сравнения были проведены опыты с периодом пульсаций воздушного потока T , равным 0,011 с; 0,017 с; 0,023 с и без пульсаций. Эффективность процесса классификации оценивалась по формуле Ханкока - Луйкена [3]

$$E = \frac{D_m}{D_{исх.}} - \frac{R_m}{R_{исх.}},$$

где D_m - $D_{исх.}$ - масса частиц с размерами, меньшими граничного, в мелкой фракции и в исходном мате-

риале соответственно; R_m , $R_{исх.}$ - масса частиц с размерами большими граничного в мелкой фракции и в исходном материале соответственно.

Результаты сравнительных испытаний приведены в таблице и представлены на графике рис. 1

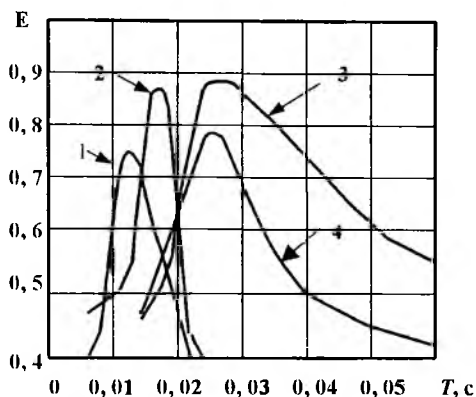


Рис.1. Зависимость эффективности классификации от величины периода пульсаций воздушного потока:

1- ПВХ ($\delta_{гр}=50 \text{ мкм}$); 2-ПВХ ($\delta_{гр}=63 \text{ мкм}$); 3- карбид титана ($\delta_{гр}=63 \text{ мкм}$); 4- кварц. песок ($\delta_{гр}=50 \text{ мкм}$)

Материал	$\delta_{гр}$	Значения E при периодах пульсаций T				
		0,01	0,02	0,03	0,05	0,0
ПВХ	50	0,72	0,44	0,40	-	0,54
	63	0,50	0,86	0,42	-	0,57
	100	-	0,57	0,60	0,80	0,60
Кварц. песок	50	-	0,56	0,70	0,44	0,66
	63	-	0,49	0,88	0,72	0,70
Карбид титана	63	0,78	0,92	0,85	0,77	0,82
	100	-	0,70	0,72	0,93	0,84

Из таблицы видно, что в случае создания в зоне классификации пульсирующего потока с периодом пульсаций, равным времени динамической релаксации частиц граничного размера, эффективность классификации в 1,5 - 2 раза выше, чем в стационарном случае или при несовпадении значений периода пульсаций воздушного потока и времени динамической релаксации частиц граничного размера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Росляк А.Т., Бирюков Ю.А., Пачин В.Н. Пневматические методы и аппараты порошковой технологии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 272с.
2. А.с. № 1424875 (СССР). Способ классификации дисперсных материалов/ А.Т.Росляк, А.И.Черников, П.Н.Зятиков, В.К.Никольчиков. Опубл. в Б.И. 1988. №35.
3. Барский М.Д. Фракционирование порошков. М.: Недра, 1980. 327с.

ПРОБЛЕМЫ АНАЛИЗА ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ПОРОШКОВ С ЧАСТИЦАМИ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Росляк А.Т., Квеско Н.Г.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov @ niipmm.tsu.tomsk.su

Применение в современных технологиях порошкообразных материалов вызывает необходимость определения их гранулометрического состава на разных стадиях производственного процесса. В настоящее время, несмотря на широкое развитие лазерных и других методов гранулометрии, анализ размеров частиц на основе их осаждения в жидкости (седиментации) не теряет своей актуальности. Это связано, прежде всего, с необходимостью однозначного определения размера частицы неправильной формы через некоторый эквивалентный диаметр [1]. С точки зрения многих теломассообменных процессов, имеющих место при переработке и производстве порошков, в качестве эквивалентного диаметра наиболее корректно выбирать седиментационный диаметр частиц, т.е. диаметр такого шара, скорость осаждения которого в неподвижной среде равна скорости осаждения измеряемой частицы.

В основе работы всех седиментационных методов анализа лежит осаждение анализируемых частиц в неподвижной среде с постоянной для каждого размера скоростью w , обусловленной равенством силы тяжести и силы сопротивления вязкой среды движущейся частице [1]. Для частиц шарообразной формы с седиментационным диаметром δ_s , с плотностью ρ_m , оседающих в жидкости с плотностью ρ_f и кинематической вязкостью ν это равенство запишется в виде

$$(\pi\delta^3/6)(\rho_m - \rho_f)g = \Psi (\pi\delta^2/4) \rho_f (w^2/2). \quad (1)$$

Безразмерный коэффициент сопротивления среды равномерно движущемуся телу Ψ однозначно определяется критерием Рейнольдса

$$\Psi = C / \text{Re}_\delta^n, \quad \text{Re}_\delta = \delta w / \nu. \quad (2)$$

Обычно при седиментационных методах анализа для определения коэффициента сопротивления применяют формулу Стокса $\Psi = 24/\text{Re}_\delta$, которая удовлетворительно описывает процесс осаждения при $10^{-1} < \text{Re}_\delta < 1$. Однако формула Стокса рассчитывалась для шаров с идеально гладкой поверхностью. В реальных условиях при определении гранулометрического состава дисперсных сред приходится сталкиваться с частицами, форма которых существенно отличается от шаровой. Крайним случаем такого отличия можно считать тонкие, вытянутые цилиндры и пластины. Надежного аналитического способа определения сопротивления тела неправильной формы при его свободном падении в безграничной среде пока нет.

Кроме того, изучение закономерностей падения частиц неправильной формы представляет определенные трудности, так как положение частицы при ее падении зависит от режима движения. Некоторые исследователи [3] показывают, что при малых скоростях движения (ламинарный режим) частицы ориентируются наибольшим поперечным сечением перпендикулярно потоку, то есть сопротивление среды становится максимальным (для Re порядка $0,05 - 0,1$).

Для корреляции между хорошо известными данными для шарообразных частиц и частицами неправильной формы вводят коэффициенты формы частиц [2]. Динамический коэффициент формы представляет собой отношение коэффициента сопротивления частицы к коэффициенту сопротивления шара при одинаковых значениях Re_s

$$K_\phi = (C_f/C_{f0})_{\text{Re} = \text{idem}}.$$

Статический (геометрический) коэффициент формы представляет собой отношение площади поверхности частицы к площади поверхности шара с эквивалентным объемом

$$\hat{f} = (F/F_{00})_{\nu = \text{idem}}.$$

Многие авторы пытались установить аналитическую зависимость между этими величинами. Петтиджон и Христиансен для значений $\text{Re} < 0,05$ с точностью 2% выразили эту связь зависимостью

$$K_\phi = (0,843 \lg 1/0,065 f)^{-1}.$$

Рассмотрим некоторые предельные формы не шарообразных частиц с характерными размерами: куб (d_k), параллелепипед (d_n , $l=10d_n$), цилиндр (d_n , $l=10d_n$), диск (d_n , $h=0,1d_n$). Элементарные расчеты диаметра эквивалентного этим частицам по объему шара, геометрического и динамического коэффициентов формы приводят к результатам, представленным в таблице.

Динамический коэффициент формы в данном случае рассчитывался при $\text{Re} = \text{idem}$ для характерного размера частицы заданной формы и эквивалентной ей по объему шарообразной частицы. В действительности, при определении седиментационного диаметра несферической частицы, динамический коэффициент формы всегда больше единицы и может быть определен только опытным путем.

Таблица

Параметр	Куб	Параллелепипед	Цилиндр	Диск
Характер размер	d_k	d_n $l=10d_n$	d_u $l=10d_u$	d_n $h=0,1d$
$\delta_{ш. \text{const}}$	$1,24d$	$2,67 d_n$	$2,47 d_u$	$0,53d_n$
f	1,24	1,88	1,72	2,14
K_c	0,785	0,0785	0,0785	1,0

Как показал анализ литературных данных [2], значения динамического коэффициента формы достаточно подробно экспериментально изучены лишь для $Re > 1$. Вызвано это тем, что натурные эксперименты проводились на частицах с размерами порядка нескольких миллиметров. Применительно к порошкообразным тонкодисперсным материалам таких данных нет из-за отсутствия достаточно чувствительной измерительной аппаратуры. Осуществить такие замеры можно с помощью весового седиментометра ВС-3 (рис. 1), принципиально нового прибора, разработанного на основе всесторонних исследований метода седиментации частиц из стартового слоя [4]. Технические характеристики прибора позволяют фиксировать скорость падения и вес отдельной частицы с размерами порядка 400 мкм и плотностью $\sim 2,6 \text{ г/см}^3$.

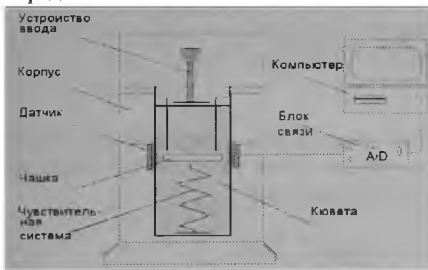


Рис. 1. Принципиальная схема седиментометра ВС-3

Седиментометр состоит из цилиндрического осадительного сосуда (кюветы), чувствительного элемента и датчика микроперемещений. Чашечка сбора осадка чувствительного элемента является одновременно сердечником трансформаторного датчика микроперемещений и располагается на определенной высоте от зеркала дисперсионной жидкости. Система ввода пробы - мелкопористый керамический фильтр с устройством регулировки хода его опускания до касания поверхности седиментационной жидкости, или впрыскивающее устройство. Блок связи служит для преобразования и передачи сигнала с датчика микроперемещений в компьютер через последовательный порт. Анализ

гранулометрического состава порошкообразных веществ методом весовой седиментации с использованием стартового слоя осуществляется следующим образом. Седиментационный осадительный цилиндр заполняется дисперсионной жидкостью, внутри него располагается чувствительное весоизмерительное устройство, состоящее из датчика микроперемещений и приемной седиментационной чашечки, снабженной пружиной, крепящейся к дну цилиндра. В верхней части сосуда создается одним из описанных выше способов стартовый слой частиц.

Оседание частиц на присмную чашечку вызывает ее смещение, которое фиксируется трансформаторным датчиком микроперемещений. Причем в начальный момент (до анализа) датчик устанавливается в нулевое положение. В процессе осаждения на приемную чашечку частицы непрерывно взвешиваются высокочувствительной системой. Данные измерений запоминаются компьютером во времени. Компьютер через блок связи анализирует сигнал, пропорциональный количеству осевших частиц: в зависимости от времени, в соответствии с физически обоснованными законами сопротивления и методами аппроксимации рассчитывает гранулометрический состав пробы.

Изучение поведения частиц сложной формы предполагается осуществлять на основе сравнения данных, полученных при осаждении узких монофракций сферических и несферических частиц одинаковых диапазонов дисперсности в условиях гидродинамического подобия. Монофракции частиц нарабатываются методом отмучивания - разделения частиц суспензии на две фракции в ходе многократного отстаивания и сливания суспензии от первоначального до заданного уровня за определенный промежуток времени, рассчитанный исходя из уравнения Стокса. Точность определения размеров и величина диапазона дисперсности при этом контролируются микроскопом. Сравнительные измерения скорости осаждения несферических и сферических частиц на седиментометре ВС-3 позволяют определить динамические коэффициенты формы при числах $Re < 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бусройд Р. //Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975. С. 378.
2. Горбис З.Р. Теплообмен дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1964. С. 319.
3. Фукс Н.А. //Механика аэрозолей. М.: АН СССР, 1955.
4. Патент РФ № 2000563. Седиментометр /Квеско Н.Г., Колесников А.А. //Бюл. 1993. № 33 - 36.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТЕРИЯ ЭЙЛЕРА ДЛЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ПОТОКОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАСЧЁТУ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ

Смоловик В.А., Мельник Л.Ф.

НИИ прикладной математики и механики при Томском университете

634050, г.Томск, пр. Ленина, 36

тел.(3822) 410713, факс (3822) 410347

E-mail: pavlov @ niipmm tsu.tomsk.u

Теоретические и экспериментальные работы в области механики двухкомпонентных потоков применительно к пневматическому транспорту сыпучих материалов под руководством и при непосредственном участии проф. Шваба В.А. привели к созданию методов расчета пневмотранспортных потоков [1]. Причём эти методы отличаются друг от друга в зависимости от характера перемещения транспортного материала: в состоянии взвеси, движения в виде отдельных порций - поршней или сплошным высокоскоростным потоком. Реализация разработанных методов расчета позволила осуществить проектирование и успешное внедрение установок пневмотранспорта на ряде промышленных предприятий.

Способы транспортирования с высокой концентрацией сыпучего материала в наибольшей степени отвечают современным требованиям к установкам пневматического транспорта. Однако при перемещении материалов на значительные расстояния по линиям сложной пространственной конфигурации принятая для расчета структура потока не сохраняется, рассчитанные характеристики работы установки нарушаются и происходят аварийные закупорки трубопроводов.

Важным шагом к созданию наиболее универсального метода, пригодного для расчета потоков с любым характером движения сыпучего материала, является предлагаемый метод определения зависящего критерия Эйлера, учитывающего затраты энергии потока на взаимодействие частиц сыпучего материала между собой и стенкой трубопровода.

Экспериментальные исследования движения высококонцентрированных смесей по трубам различного диаметра, длины и конфигурации показали, что вдоль трубопровода одновременно существуют различные структуры перемещаемого материала: порции-поршни различной длины, слоистое движение, волны. При этом возможны стабильные режимы при максимально возможной экономичности работы установки. Для случая смешанной структуры потока принять определенную физическую модель не представляется возможным. Условно принято, что материал в смеси с газом движется при некоторой средней концентрации с определенным отставанием по скорости от несущего газа. При этом использованы дифференциальные уравнения движения и расхода смеси, математическое решение которых невозможно из-за большого числа неизвестных параметров смеси. Наибольшие трудности представляет оценка величины потери энер-

гии несущей среды за счет взаимодействия частиц материала между собой и со стенкой трубопровода. Для решения этого вопроса использован метод подобия явлений - известный способ объединения нескольких переменных в безразмерные комплексы на определенной логической основе. По аналогии с гомогенным потоком получены безразмерные уравнения для двухкомпонентного потока, соответствующие условиям кинематического, динамического и геометрического подобия. Для стационарного движения смеси получен комплекс отношения инерционных сил к силам вязкости (аналогия критерию Рейнольдса)

$$Re_c = \bar{v}_c \left(\frac{\rho \frac{\varepsilon_v^2}{\varepsilon} + \rho_m \frac{\varepsilon_{mo}^2}{\varepsilon_m} c_1}{\mu \varepsilon_o + \mu_m \varepsilon_{mo} c_2} \right) \quad (1)$$

При выполнении динамического подобия очевидно, что для смеси критерий Re_c можно представить в следующем виде

$$Re_c = \frac{\bar{v}_c \rho_c}{\mu_c} \quad (2)$$

Из сравнения этих выражений следует

$$\rho_c = \rho \frac{\varepsilon_v^2}{\varepsilon} + \rho_m \frac{\varepsilon_{mo}^2}{\varepsilon_m} c_1 \quad (3)$$

$$\mu_c = \mu \varepsilon_o + \mu_m \varepsilon_{mo} c_2 \quad (4)$$

В зависимостях (1-4) приняты следующие обозначения:

\bar{v}_c - средняя скорость смеси, причём

$$\bar{v}_c = \frac{Q_m + Q}{S};$$

Q_m и Q - соответственно объёмный расход твердой компоненты смеси и несущего газа;

S - площадь поперечного сечения трубопровода;

l - характерный линейный размер (здесь диаметр трубопровода);

ρ, ρ_m, ρ_c - соответственно плотность газа, твердой примеси и смеси;

μ, μ_m, μ_c - соответственно динамическая вязкость газа, твердой примеси, смеси;

$\bar{\varepsilon}_n, \bar{\varepsilon}_m$ - местное и среднее значение концентрации примеси

$\bar{\varepsilon}_m$ - концентрация примеси в начале трубопровода

$$\bar{\varepsilon} = 1 - \bar{\varepsilon}_m$$

$$c_1 = \frac{\bar{\varepsilon}_m \bar{\varepsilon} (\bar{u})^2}{\bar{\varepsilon}_m \bar{\varepsilon} \bar{v}} \frac{v dx}{u du} \quad (5)$$

$$c_2 = \frac{\bar{\varepsilon}_m \bar{\varepsilon} \bar{u}}{\bar{\varepsilon}_m \bar{\varepsilon} \bar{v}} \frac{d^2 v}{d n^2} \quad (6)$$

\bar{u}, \bar{v} - средняя скорость газа и примеси;

v - направление потока, совпадающее с продольной осью трубопровода;

n - координата по нормали к направлению потока.

Отношение силы давления к инерционным силам выразится следующим комплексом (аналогия критерию Эйлера)

$$Eu_c = \left(\frac{dp}{dx} \right) \left(\frac{1}{\rho_c \frac{\bar{v}^2}{gl} \left(\rho \frac{\bar{\varepsilon}^2}{\bar{\varepsilon}} + \rho_m \frac{\bar{\varepsilon}_m^2}{\bar{\varepsilon}_m} c_2 \right)} \right) \quad (7)$$

где dp/dx - градиент давления газ за счет трения.

Рассмотрены частные случаи, которые с некоторым приближением могут иметь место на практике, включая пневматический транспорт сыпучих материалов. Так для равновесного движения, когда градиенты скорости несущей среды и примеси как по оси x , так и по нормали n одинаковы, $\bar{\varepsilon}_m = \bar{\varepsilon}_m$, $c_1 = c_2 = \bar{u}/\bar{v}$ и свойства смеси приобретают более простой вид

$$\rho_c = \rho \bar{\varepsilon} + \rho_m \bar{\varepsilon}_m \frac{u}{v} \quad (8)$$

$$\mu_c = \mu \bar{\varepsilon} + \mu_m \bar{\varepsilon}_m \frac{u}{v} \quad (9)$$

Соответственно этому упрощается структура комплексов по выражениям (1) и (7).

Параметры по плотности, концентрации, скорости и полному статическому давлению могут быть определены из специально поставленного опыта. Исключение составляет величина μ_m , которая для твердой примеси может характеризовать свойства данного дисперсного материала. Условно принято, что аналогично гомогенной среде (исключая

реологическую) слоистые перемещения сыпучего материала подчиняются известному закону

$$\tau_m = \mu_m \frac{dv}{dn}$$

Тогда при принятых стандартных условиях касательное напряжение τ_m позволит определить и

μ_m . Такими стандартными условиями могут быть нагружение трубометра в 1 кг и градиент скорости по нормали, равный единице. Найденные значения μ_m открывают возможность для каждого из исследуемых материалов определить независимый критерий Re_c и раскрыть вид функции $Eu_c = f(Re_c)$.

Для оценки работоспособности предложенного метода использованы экспериментальные результаты по исследованию пневмотранспорта с высокой концентрацией транспортируемого материала по трубам диаметром 27, 50 и 58 мм и длиной от 25 до 210 м. При обработке опытных данных для каждого из материалов взят оптимальный режим транспортирования, отвечающий наибольшей эффективности и надежности. Используются опытные данные по транспортированию четырех видов сухих молочных продуктов, рисовая и пшеничная мука, лактоза, сахарный песок, метионин, крахмал и аспирин. Полученная графическая зависимость $Eu_c = f(Re_c)$

наглядно показывает пригодность принятого метода для обобщения экспериментальных данных по перемещению материалов с различными физико-механическими свойствами. В пределах $0,02 < Re_c < 0,12$ функция аппроксимируется зависимостью

$$Eu_c = \frac{4,08 \times 10^{-9}}{Re_c^{6,12}}$$

В практике гидромеханики для гомогенной среды принято использовать коэффициент трения о стенку канала, который также определяется через критерий Рейнольдса. По известному уравнению Дарси - Вейсбаха величина коэффициента трения получается в два раза больше величины критерия Эйлера. Проведя аналогию с гомогенной средой, можно для расчета двухкомпонентного потока пользоваться вместо критерия Эйлера для смеси формальным коэффициентом трения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шваб В.А. Высоконапорный пневматический транспорт импульсного типа с поршневой структурой движения транспортируемой среды. // Вопросы импульсного пневмотранспорта, газоочистки и пневматического перемешивания дисперсных материалов. Томск: Изд-во ТГУ, 1972. С.3.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИАМЕТРАЛЬНОГО ДИСКОВОГО НАСОСА ТРЕНИЯ

Фомичев В.П., Хайдаров С.В.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН
630090, Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

Телефон: (3832) 354275; факс: (3832)352268; e-mail: fomichev@itam.nsc.ru

Среди большого разнообразия типов насосов выделяются насосы трения, в которых перемещение рабочей среды осуществляется за счет сил вязкостного трения. Впервые насосы такого типа описаны в работах Н.Е. Жуковского и Н.Тесла. С тех пор появилось много работ, посвященных течением в дисковых насосах Тесла.

Объектом настоящего исследования стал диаметральный дисковый насос трения, в котором подача и вывод рабочей среды осуществляется с периферии (рис.1). Насос такого типа может использоваться как проточный реактор, имея развитую поверхность дисков. Однако отсутствие осевой симметрии течения и высокая чувствительность к организации входа и выхода крайне осложняют теоретическое исследование насосов подобного типа.

В настоящей работе экспериментально исследовался диаметральный дисковый насос трения с целью нахождения эмпирической методики определения расхода и напора аппаратов данного типа, необходимой для их конструирования.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

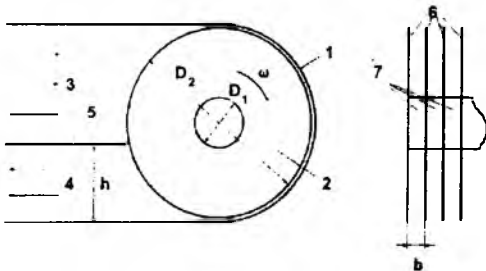


Рис.1

Экспериментальная установка (см. рис.1) состояла из корпуса 1, размещенного в нем горизонтально дискового ротора 2 и каналов ввода-вывода 3 и 4, расположенных смежно с одной стороны ротора и разделенных перегородкой 5. Ротор представлял собой пакет алюминиевых дисков 6, установленных на валу с равными зазорами b между ними при помощи разделительных колец 7. При вращении вала газ поступает из области всасывания в область нагнетания вследствие вязкостного трения в пограничных слоях на поверхностях дисков. Конструкция установки позволяла изменять внешний D_2 и внутренний D_1 диаметры дисков, зазор между ними b , высоту разделительной пластины h и угловую скорость вращения вала ω . Скорость вращения измерялась строботалометром. Скоростной напор и напор насоса измерялись в выходном сечении трубой Пито. Напор определялся как:

$$H = \frac{1}{h} \int (p_0 - p_a) dh = \frac{1}{h} \int \Delta p dh,$$

где h – высота выходного канала; p_0 – полное, а p_a – атмосферное давление.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Геометрическая конфигурация рассматриваемого аппарата определяется следующими параметрами: внешний R_2 и внутренний R_1 радиусы дисков, расстояние между ними b и их толщина Δ , высота выходного канала h , длина вала L . Рассматривая течение в зазоре между двумя дисками, будем иметь 6 параметров, характеризующих течение в междисковом канале: R_2 , R_1 , b , h , угловая скорость вращения ω и кинематическая вязкость среды ν . Отнеся все геометрические размеры к R_2 , получим 3 безразмерных комплекса, являющихся определяющими критериями для описания исследуемого течения:

$$\bar{r} = \frac{R_1}{R_2}; \bar{b} = \frac{b}{R_2}; \bar{h} = \frac{h}{R_2}.$$

С числом Рейнольдса $Re = \omega R_2 b / \nu$ имеем 4 определяющих критерия подобия. Скорость будем относить к скорости внешнего радиуса диска ωR_2 : $\bar{u} = u / u_D$;

напор – к скоростному напору: $\bar{H} = 2H / \rho u_D^2$. Тогда объемный расход через единичный зазор:

$$Q_l = \int u dh = \omega R_2 \int \bar{u} d\bar{h}$$

Внесем поправку на толщину диска и приведем результаты измерений к междисковому зазору:

$$Q_{lh} = \frac{b + \Delta}{b} \omega R_2^2 \int \bar{u} d\bar{h} = \omega R_2^2 \bar{q}_b,$$

где

$$\bar{q}_b = \frac{b + \Delta}{b} \int \bar{u} d\bar{h}$$

Тогда суммарный расход через аппарат определится как:

$$Q = Q_l L = \frac{b}{b + \Delta} \omega R_2^2 L \bar{q}_b. \quad (1)$$

Аналогично для напора:

$$H = \frac{b}{b + \Delta} \frac{\rho \omega^2 R_2^2}{2} \bar{H}_b, \quad (2)$$

где:

$$\bar{H}_b = \frac{b + \Delta}{b} \frac{2R_2}{h} \int \frac{(p_0 - p_a)}{\rho u_D^2} d\bar{h}.$$

По данным экспериментов определялись величины \bar{q}_b и \bar{H}_b , для которых по методу наименьших квадратов искались зависимости вида:

$$v = c \operatorname{Re}^l \bar{r}^m \bar{h}^n \bar{h}^k$$

Результаты экспериментов сравнивались с расчетами по найденным зависимостям.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Было проведено 10 серий экспериментов. Каждая из них состояла из 16 экспериментов. В каждой серии производились измерения для 4 значений \bar{h} : 0,5; 7/12; 2/3; 0,8. С каждым из них проводились эксперименты при 4 значениях угловой скорости ω : 100,5; 141,37; 225,15; 286,93 с⁻¹. В результате рассмотрены следующие диапазоны безразмерных параметров: $1600 \leq \operatorname{Re} \leq 27400$ $15 \leq 1/\bar{b} \leq 45$; $2 \leq 1/\bar{r} \leq 3$; $0,5 \leq \bar{h} \leq 0,8$.

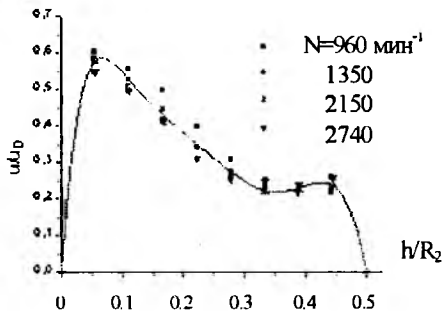


Рис.2

Обнаружено, что профили безразмерных скоростей в координатах $\bar{u}(\bar{h})$ и коэффициентов давления $\Delta\bar{p}$ в координатах $\Delta\bar{p}(\bar{h})$ при фиксированной геометрии практически совпадают (рис. 2), т. е. форма профиля слабо зависит от ω . Обнаружено также, что в каждой серии максимальные значения \bar{u} и $\Delta\bar{p}$ слабо зависят от относительной высоты выходного канала \bar{h} (рис. 3).

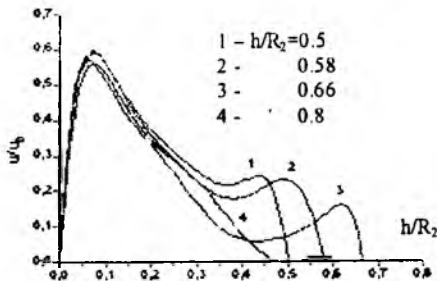


Рис.3

Очевидно, что $\bar{q}_b(\bar{h})$ и $\bar{H}_b(\bar{h})$ имеют максимум, т.к. при $\bar{h}=0$ и $\bar{h}=2$ \bar{q}_b и \bar{H}_b равны 0. Для всех рассмотренных серий экспериментов наблюдалось уменьшение значений \bar{q}_b и \bar{H}_b при $\bar{h} > 2/3$. Поэтому можно считать такие значения \bar{h} практически целесообраз-

ными и в дальнейшем данные им соответствующие исключим из рассмотрения.

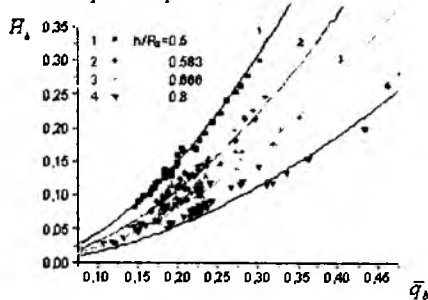


Рис.4

Рассмотрим зависимость $\bar{H}_b(\bar{q}_b)$ (рис. 4). Из графика видно, что все точки независимо от геометрических параметров рассмотренных конфигураций ложатся на кривые, соответствующие различным фиксированным значениям \bar{h} . Это позволяет получить простую зависимость для определения \bar{H}_b :

$$\bar{H}_b = 0,6\bar{h}^{-2,14} q_b^{1,782} \quad (3)$$

На рис. 4 нанесены экспериментальные точки и соответствующие им теоретические кривые, рассчитанные по формуле (3). Аппроксимируя полученные данные, получим зависимость для \bar{q}_b :

$$\bar{q}_b = 0,32 \operatorname{Re}^{-0,125} \bar{r}^{-0,013} \bar{b}^{-0,27} \bar{h}^{0,322} \quad (4)$$

Сопоставив расчетные и экспериментальные значения величин \bar{q}_b и \bar{H}_b мы нашли, что между ними есть линейная связь. Причем коэффициенты линейной корреляции между ними составили для \bar{q}_b , \bar{H}_b 0,83 и 0,88 соответственно. При выборке из 120 точек этого вполне достаточно для утверждения, что между экспериментальными и расчетными значениями исследуемых величин существует неслучайная линейная зависимость.

Таким образом, по найденным зависимостям (3), (4), а также соотношениям (1), (2) можно определить основные интегральные параметры диаметрального дискового насоса трения в исследованном диапазоне изменения параметров с точностью, достаточной для инженерного расчета аппаратов.

ВЫВОДЫ

1) Обнаружено подобие профилей скорости и напора относительно скорости вращения дисков ω_D : при этом максимальные значения \bar{u} и $\Delta\bar{p}$ слабо зависят от высоты выходного канала.

2) Обнаружена универсальность распределения $\bar{H}_b(\bar{q}_b)$: при фиксированном значении \bar{h} все точки ложатся на одну кривую независимо от значений других параметров подобия Re , \bar{r} и \bar{b} .

3) Найдены эмпирические соотношения, позволяющие определять расходы и напоры диаметральных дисковых насосов трения при различных геометрических и кинематических параметрах.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА УСРЕДНЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ РЕОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Шваб А.В., Зайцева Е.В.

Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36
тел. (3822) 410289, факс (3822) 410347
E-mail: pavlov@niipmm.tsu.tomsk.su

Гидродинамическое моделирование движения гранулированного материала в цилиндрико-конической части рабочего элемента пневматического циркуляционного аппарата проведено в работе [1, 2]. В то же время больший интерес представляет исследование процесса усреднения двух фаз с одинаковыми реологическими свойствами частиц. Эта задача особенно актуальна при создании эффективных аппаратов по переработке сыпучих материалов.

Процесс смешения двух гранулированных сред в пневматическом циркуляционном смесителе (ПЦС) происходит следующим образом (рис. 1). В начальный момент времени одна фаза находится над другой. Затем частицы фазы II под действием силы тяжести движутся вниз, где попадают в струю сжатого воздуха, подаваемого соплом, и по вертикальной трубе поднимаются вверх, где, ударяясь об отбойник, выносятся на верхний слой частиц фазы I. В результате такой непрерывной циркуляции компонентов материала с течением времени происходит равномерное перемешивание по всему объему аппарата. В данной задаче в качестве компонент смеси берутся гранулированные частицы с одинаковыми реологическими свойствами. Моделирование данного процесса проводится в цилиндрикоконическом бункере аппарата (r_0 - радиус транспортной трубы, r_1 - радиус выходного сечения, r_2 - радиус цилиндрической части бункера; z_1 - высота конической части; z_c, z_k - высота загрузки основного компонента смеси и полная высота загрузки материала соответственно), так как основное перемешивание в ПЦС происходит в плотном слое сыпучего материала.

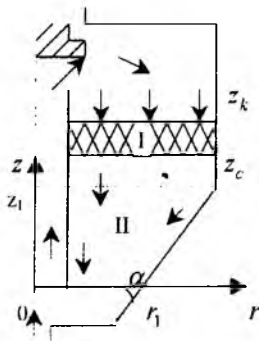


Рис. 1.

Хорошо сыпучий гранулированный материал будем представлять в виде несжимаемой сплошной среды с реологическим степенным законом

$$\tau_{ij} = BE_{ij} = \mu^n J^{n-1} E_{ij},$$

где $\tau_{ij}, E_{ij}, \mu, J$ - тензор напряжений, тензор скоростей деформаций, сдвиговая вязкость, интенсивность скоростей деформаций соответственно.

Математическая формулировка данной задачи представляется в следующем виде. Система безразмерных уравнений движения в цилиндрической системе координат в переменных функция тока - завихренность выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial t} + u_r \frac{\partial \Omega}{\partial r} + u_z \frac{\partial \Omega}{\partial z} - \Omega \frac{u_r}{r} \right) = \\ = B \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} - \frac{\Omega}{r^2} \right) + F; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = r \Omega + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad (2)$$

$$\Omega = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r}; \quad (3)$$

$$u_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}; \quad u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad \text{где}$$

$$\begin{aligned} F = \frac{\partial B}{\partial r} \left(2 \frac{\partial \Omega}{\partial r} + \frac{\Omega}{r} \right) + 2 \frac{\partial^2 B}{\partial r \partial z} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \\ + 2 \frac{\partial B}{\partial z} \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2 B}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 B}{\partial r^2} \right) \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right). \end{aligned}$$

Уравнение переноса концентрации имеет вид

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_r \frac{\partial c}{\partial r} + u_z \frac{\partial c}{\partial z} = \frac{1}{Pe} \left[\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right], \quad (4)$$

где c - концентрация ключевого компонента.

Здесь $\operatorname{Re} = \rho L^n u_0^{2-n} / \mu^n$, $Pe = L^n u_0^{2-n} / D$ - обобщенное число Рейнольдса, обобщенное диффузионное число Пекле, для которых в качестве линейного масштаба L принята разность радиусов $r_2 - r_0$, а за

масштаб скорости u_0 - скорость во входном сечении. D - коэффициент диффузии.

Для упрощения численного расчета данная область в координатах r, z преобразована в прямой цилиндр в координатах η, χ

$$0 \leq z \leq z_1, \quad \chi = z, \quad \eta = \frac{r - r_0}{r_1 - r_0 + z \cdot \operatorname{tg} \alpha};$$

$$z \in (z_1, \chi = z, \eta = (r - r_0)/(r_2 - r_0).$$

Граничные условия для системы уравнений (1-2) задаются следующим образом. На входной границе полагаем, что скорость u_z постоянна, отсюда определим

$$u_z = u_0 = -1; \quad u_r = 0;$$

$$\chi = z_k, \quad \psi_k = (r^2 - r_0^2)/2; \quad \Omega_k = 0.$$

Согласно экспериментальным данным на стенках аппарата скорость частиц отлична от нуля, тогда известное условие Тома запишем с поправкой при $\eta = 0$ и $\eta = 1$

$$\Omega_w = 2 \frac{\beta \psi_{w-1} - \psi_w}{r_w \Delta n^2},$$

$$u_{z_w} = 2(1 - \beta) \frac{\psi_{w-1} - \psi_w}{r_0 \Delta \eta \pm \Delta \eta^2 / 2},$$

где индекс w соответствует стенке, а $(w-1)$ - соседняя со стенкой точка разностной сетки; β - коэффициент скольжения частиц на стенке. Коэффициент β меняется в пределах $0 \leq \beta \leq 1$, где $\beta = 0$ - условие полного скольжения среды, а $\beta = 1$ - есть условие прилипания.

На выходной границе заданы мягкие условия для функции тока и завихренности

$$\chi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial \chi} = 0, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \chi} = 0.$$

Граничные условия для уравнения (4)

$$\eta = 0 \text{ и } \eta = 1, \quad \partial c / \partial n = 0; \quad \chi = 0, \quad \partial c / \partial \chi = 0;$$

$$\chi = z_k, \quad c_{\text{вх}} = \int_{r_0}^{r_1} u_{z_{\text{вх}}} c_{\text{вх}} r dr / (u_0 (r_2^2 - r_0^2)).$$

где последнее соотношение отражает равенство секундных массовых расходов на входной и выходной границах.

Для оценки степени неоднородности смеси введен коэффициент неоднородности

$$K = \sqrt{\sum (c_{ij} - C)^2 / (M \cdot N \cdot (1 - C)C)},$$

где C - средняя по объему концентрация; M, N - число точек расчетной сетки. Коэффициент K изменяется от 0 до 1, где $K = 0$ соответствует полностью усредненной смеси, а $K = 1$ соответствует смеси, разделенной на компоненты.

В данной постановке производится численный расчет гидродинамики и процесса диффузии неявным методом с применением последовательной нижней релаксации для уравнений переноса и верхней релаксации для уравнения Пуассона.

Качественное сопоставление экспериментальных данных по гранулированному полиэтилену высокого давления [3] и данных расчетов показало, что усреднение гранулированной среды в данном аппарате характеризуется преобладанием конвективного переноса массы над диффузионным. В работе исследовано влияние режимных и геометрических параметров (Re, Pe, α, n, β) на процесс усреднения гранулированных материалов. Одним из существенных параметров является коэффициент скольжения β , который оказывает влияние на распределение скоростей сыпучей среды в исследуемой области.

На рис. 2 показано изменение коэффициента неоднородности от времени смешения при различных значениях параметра β ($-\beta = 1; +\beta = 0.05; \circ - \beta = 0; n = 1; \alpha = 45^\circ; Re = 6; Pe = 100$). В качестве масштаба времени берется время цикла, т.е. время, за которое через любое сечение по z исследуемого объема пройдет количество материала, равное по объему начальной загрузке материалов.

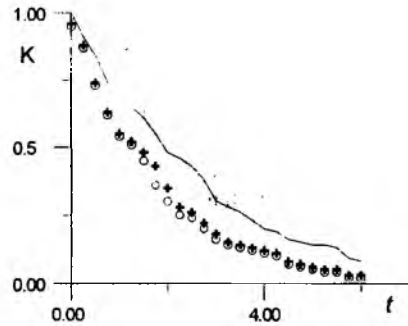


Рис.2

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шваб А.В., Асадчая Е.В. Моделирование трехмерного движения плотного слоя гранулированных материалов на основе кинематической модели // Сиб. физ.-тех. жур. 1991. Вып. 3. С.82-87.
2. Шваб А.В., Зайцева Е.В., Брендаков В.Н. Гидродинамическая теория процесса смешения гранулированных сред в плотном слое пневматического циркуляционного смесителя // Материалы всесоюз. науч. школы «Вибротехнология-91». Одесса, 1991.
3. Бирюков Ю.А., Богданов Л.Н. Исследование эффективности смешения сыпучих материалов в пневматическом циркуляционном аппарате // Вопросы прикладной аэрогидромеханики и тепломассообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1983.

СОДЕРЖАНИЕ

НИИ ПММ – 30 лет Богоряд И.Б.	3
ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	
ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ВЫБОРА И МНОГОПАРА- МЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ ОСНОВНЫХ ПРОЕКТНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОНСТРУК- ТИВНО-КОМПОНОВОЧНОЙ СХЕМЫ КА С НЕГЕРМЕТИЧНЫМ ПРИБОРНЫМ ОТСЕКОН Бутов В.Г., Бураков В.А., Васенина Т.В., Кувшинов Н.Е., Макаренко К.В., Рассемакин Б.М., Светашков А.А., Ткаченко А.С., Халимов С.Б., Хлебцов П.А., Щербакова И.В., Кожухов В.П., Корчагин Е.Н.	5
ПРОБЛЕМЫ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ТЕПЛО - И ОГНЕЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДНО- И ДВУХФАЗНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СРЕД Исаков Г.Н., Бураков В.А., Кузнецов Г.В.	8
УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННОГО КОЛЬЦА, ВРАЩАЮЩЕГОСЯ В ГРАВИТАЦИОННО-МАГНИТНОМ ПОЛЕ Рабинович Б.И.	12
СХОДИМОСТЬ РЯДОВ ЛЯПУНОВА, ПРЕДСТАВЛЯЮЩИХ ФИГУРЫ РАВНОВЕСИЯ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ Холшевников К.В., Елькин А.В.	16
СЕКЦИЯ 1. ГОРЕНИЕ И ХИМИЧЕСКАЯ ГАЗОДИНАМИКА	
АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ПРИМЕНИМОСТИ ОЗВ-МЕТОДА Архипов В.А., Зимин Д.А.	19
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАКРУЧЕННЫХ РЕАГИРУЮЩИХ ПОТОКОВ В ЭНЕРГОУСТАНОВКАХ Архипов В.А., Матвиенко О.В., Рудзей Е.А.	21
АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ЗАЖИГАНИЯ УНИТАРНОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА В ВОДНОЙ СРЕДЕ ПЛОСКОЙ СПИРАЛЬЮ НАКАЛИВАНИЯ УМЕРЕННОЙ МОЩНОСТИ Барсуков В.Д., Голдаев С.В., Минькова Н.П.	23
ГАЗОГЕНЕРАТОР С АВТОМАТИЧЕСКИМ ЗАПУСКОМ И СПОСОБ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ Барсуков В.Д., Минькова Н.П., Миньков С.Л.	25
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В ПОЛЕ МАССОВЫХ СИЛ Барсуков В.Д., Третьяков Н.С.	27
КОАГУЛЯЦИЯ И ДРОБЛЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В КАНАЛЕ ТВЕРДОТОПЛИВНОГО ЗАРЯДА Березиков А.П., Трофимов В.Ф.	29
АПОГЕЙНЫЙ РДТТ С УЗЛОМ ВПРЫСКА ЖИДКОСТИ ДЛЯ РЕГУЛИРОВАНИЯ СУММАРНОГО ИМПУЛЬСА ТЯГИ Биткин С.А., Кучерова В.Н., Обухов Н.А.	31
ОПЕРАТИВНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАБОЧИХ ПРОЦЕССОВ В РДТТ Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Обухов Н.А.	33
ВЫХОД НА РЕЖИМ РДТТ С ПРЕДСТАРТОВЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ ВОДОЙ Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Обухов Н.А.	35

ДИВЕРСИФИКАЦИЯ ТВЕРДОТОПЛИВНЫХ РАКЕТНЫХ СИСТЕМ Бондарчук С.С., Ворожцов А.Б., Салько А.Е.	37
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕПЛОБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ Боровской И.Г.	39
ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА ПРИ ЗАЖИГАНИИ ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ. ОБОСНОВАНИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО МЕТОДА ЗАЖИГАНИЯ В.Н. ВИЛЮНОВА Буркина Р.С.	41
ОБ ОДНОЙ МЕТОДИКЕ ИЗУЧЕНИЯ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ Волков С.А.	43
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРА- ТУРНЫХ ГАЗОВ ВО ВНУТРЕННИЕ ОБЪЕМЫ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ Волков С.А., Ревагин Л.Н.	45
СОПРЯЖЕННЫЕ ЗАДАЧИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ РДТТ Воропасва И.Г., Ларионов Б.И., Попов В.С.	47
ИНЖЕНЕРНАЯ МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОВСПЛАМЕНИТЕЛЯ ДЛЯ АВТОНОМНОГО ЗАПУСКА ГАЗОГЕНЕРАТОРА ОТКРЫТОГО ТИПА Голдаев С.В., Муленок Е.В.	49
ЗАЖИГАНИЕ ПОРИСТОГО РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ТЕЛА ПОТОКОМ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ Городилина И.В., Буркина Р.С.	51
ВОЗМОЖНОСТЬ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ t_s ПОВЕРХНОСТИ ГОРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА ОТ НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ T_0 Гусаченко Л.К., Зарко В.Е.	53
ОБРАТНЫЕ МЕТОДЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ ИЗУЧЕНИИ ЭРОЗИОННОГО ГОРЕНИЯ Зимин Д.А.	55
ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЯХ В ГОРЯЩЕМ ПОЛУЗАМКНУТОМ КАНАЛЕ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ИСТЕЧЕНИЕМ Исаков М.Н., Козлов Е.А.	57
КОНЦЕПЦИИ РАЗВИТИЯ ПЕРСПЕКТИВНЫХ СХЕМ ГЛУБОКОРЕГУЛИРУЕМЫХ РДТТ Козлов Е.А., Архипов В.А.	59
САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ СМЕСИ АЭРОЗОЛЕЙ ОКИСЛИТЕЛЯ И ГОРЮЧЕГО Козлов Е.А., Крайнов А.Ю.	61
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГИДРОГАШЕНИИ РДТТ Коноваленко А.И.	63
О МЕХАНИЗМЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ СИСТЕМЫ В ГЛУХОМ КАНАЛЕ Кузнецов В.Т., Марусин В.П., Аверин В.С., Назаров А.А.	65
РАЗРАБОТКА ПРОТОТИПА ИМИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО ТОПЛИ- ВА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ СТЕПЕНИ В ЗАКОНЕ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ Малеев Л.К., Петренко В.И., Ярушин С.Г.	67

ПОЛУЧЕНИЕ ФОРМОВАННОГО АКТИВНОГО УГЛЯ В РЕЖИМЕ ГОРЕНИЯ Марусин В. П., Савельева Л. А., Скорик А. И.	69
ВЛИЯНИЕ ВСКРЫТИЯ ОБОЛОЧКИ ДИ НА НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРЕПАДЫ ДАВЛЕНИЯ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ Марьяш В.И., Аверин В.С., Назаров А.А., Ильин В.В.	70
СНИЖЕНИЕ НАГРУЗОК ПРИ ВЫХОДЕ НА РЕЖИМ ЭУ БОЛЬШОЙ ДЛИНЫ Марьяш В.И., Аверин В.С., Назаров А.А., Ильин В.В.	72
ВЛИЯНИЕ γ - ИЗЛУЧЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКУЮ ПРОВОДИМОСТЬ СМЕСЕВОГО ТОПЛИВА Медведев Ю.И., Ревягин Л.Н., Скорик А.И.	74
ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ Т-КАМЕРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ ГОРЕНИИ ТРТ Медведев Ю.И., Медведева Н.П., Ревягин Л.Н.	75
ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА МАКСИМУМА ИНФОРМАЦИОННОЙ ЭНТРОПИИ ДЛЯ УТОЧНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ Медведев Г.Г.	76
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ТВЕРДОТОПЛИВНОГО ГАЗОГЕНЕРАТОРА В СКВАЖИННЫХ УСЛОВИЯХ Миньков С.Л., Минькова Н.П.	78
РАКЕТНЫЕ СИСТЕМЫ ВЫВЕДЕНИЯ, ДОСТАВКИ И ПЕРЕХВАТА ОПАСНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ Обухов Н.А.	80
НЕСТАЦИОНАРНОЕ ФИЛЬТРАЦИОННОЕ ГОРЕНИЕ ПОРИСТОГО СЛОЯ Прокофьев В.Г.	82
К РАЗРЕШЕНИЮ ПАРАДОКСА Л.Д. ЛАНДАУ О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАМЕНИ Сабденов К.О.	84
ГОРЕНИЕ ТОПЛИВНЫХ СИСТЕМ С НИЗКИМ СОДЕРЖАНИЕМ ОКИСЛИТЕЛЯ Савельева Л.А., Скорик А.И.	86
СЕКЦИЯ 2. МЕХАНИКА ДЕФОРМИРУЕМОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА	
АНАЛИЗ СВЕРХВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТЕЛ Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Хабибуллин М.В., Югов Н.Т., Трушков В.Г.	87
ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ТЕРМОСИЛОВОГО НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ В ДВУ- И ТРЕХМЕРНОЙ ПОСТАНОВКАХ Барашков В.Н.	89
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНИКОВ СО СЛОИСТО-РАЗНЕСЕННЫМИ КОНСТРУКЦИЯМИ Белов Н.Н., Югов Н.Т., Хабибуллин М.В., Афанасьева С.А., Христенко Ю.Ф., Валуйская Л.А., Мельникова Н.А.	91
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЗОСТРУКТУРЫ НА РАЗРУШЕНИЕ СТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ Герасимов А.В., Кректулева Р.А.	93

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПРОНИКАНИЯ УДАРНИКОВ И ПРОБИТИЯ ПРЕГРАД Глазырин В. П., Орлов Ю. Н., Ольшанская Г. Г., Зайцев М. В.	95
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОНИКАНИЯ СТЕРЖНЕЙ В МНОГОСЛОЙНЫЕ ПРЕГРАДЫ С НАПОЛНИТЕЛЯМИ Григорян В. А., Белобородько А. Н., Хабибуллин М. В., Белов Н. Н., Югов Н. Т., Толкачев В. Ф., Афанасьева С. А., Назаров А. Г.	97
РАСПРОСТРАНЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ПО СИСТЕМЕ ТЕЛ Гулидов А. И., Курлаев Н. В., Мишуков А. В.	99
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА ПО РАЗНЕСЕННЫМ ПРЕГРАДАМ КОМПАКТНЫМ ТЕЛОМ Гулидов А. И., Шабалин И. И.	101
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТРЕНИИ Кривошвина М. Н.	103
ЗАДАЧА О ТЕПЛОВОМ УДАРЕ С УЧЕТОМ СВЯЗАННОСТИ ДЕФОРМАЦИОННЫХ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ И ТЕРМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ Демидов В. Н.	105
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ЛАБОРАТОРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА Коняев А. А., Платова Т. М., Толкачев В. Ф.	107
ВЫБОР ОБЪЕМА ВОЛОКНИСТОГО КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ ОЦЕНКИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ Лейцин В. Н., Сидоренко Ю. Н.	109
ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНОГО ЦИЛИНДРА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИ Лужанская Н. И.	111
О ДЕФОРМАЦИИ НЕКОТОРЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ II РОДА Матылыгин А. А., Скрипняк В. А.	113
ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АППРОКСИМАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ПЕРВОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ УПРУГОСТИ ДЛЯ ТЕЛ С КУСОЧНО-ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ Павлов С. Л.	115
НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ (НДС) СОСУДОВ ПОД ВЫСОКИМ ДАВЛЕНИЕМ Павлов С. Л.	117
РАЗРУШЕНИЕ ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ ПРЕГРАД ПРИ УДАРЕ Радченко А. В., Кобенко С. В., Хорев И. Е.	119
ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ. МЕТОДОЛОГИЯ И ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ФАКТОРЫ Разоренов С. В.	121
СВ-СИНТЕЗ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ TI-SI-C Табаченко А. Н., Ефремова С. В.	123

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНИКОВ ИЗ КОНИЧЕСКИХ ОБЛИЦОВОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДА ВВ Трушков В.Г.	125
ВЗРЫВНОЕ ПРЕССОВАНИЕ КЕРАМИЧЕСКОГО ПОРОШКА ZrO_2 Хабибуллин М.В.	127
ОПТИМАЛЬНЫЕ ПУТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ Цвелодуб И Ю.	129
НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ МЕХАНИКИ ДЕФОРМИРУЕМОГО ТЕЛА Шарафутдинов Г.З.	131
СЕКЦИЯ 3. ГАЗОДИНАМИКА МНОГОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ	
МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АБЛЯЦИИ СТенок ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КАНАЛА ИЗ КВАРЦЕВОЙ КЕРАМИКИ ПРИ ТЕЧЕНИИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩЕГО КОМБИНИРОВАННОГО ТОПЛИВА Бураков В.А., Панченко В.П., Тимашева И.Е., Щербакова И.В., Якушев А.А.	133
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПРОГРЕВА И ЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ УГЛЕПЛАСТИКОВЫХ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ СТенок СОПЕЛ ЭНЕРГОУСТАНОВОК Бураков В.А., Ткаченко А.С., Щербакова И.В.	135
ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ТЕЧЕНИИ ГАЗОВЗВЕСИ В ТРУБЕ Бурлуцкий Е. С.	137
РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ И ТОКОВ В ИМПУЛЬСНОМ МГД - ГЕНЕРАТОРЕ МЕТОДОМ ГРАНИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ Бутов В.Г., Макаренко К.В.	139
ПОСТРОЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО МГД-ГЕНЕРАТОРА С СЕКЦИОНИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ Бутов В.Г., Смирнов А.А.	141
ДВУХФАЗНОЕ ОСЕСИММЕТРИЧНОЕ ТЕЧЕНИЕ С УЧЕТОМ КОАГУЛЯЦИИ, ДРОБЛЕНИЯ И ВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО МАССАМ И СКОРОСТЯМ Васенина Т.В., Глазунов А.А.	143
ТРЕХМЕРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В СОПЛАХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ В НЕИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Немытьков Д.В., Ткаченко А.С.	145
ИССЛЕДОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ СЛОЖНЫХ ФОРМ Глазунов А.А., Кувшинов Н.Е., Ткаченко А.С.	147
АНАЛИЗ ФОРМОИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА ЭНЕРГОУСТАНОВКИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГАЗОДИНАМИЧЕСКИМ ТЕЧЕНИЕМ В КАНАЛЕ Десятых Н.И., Ерофеев В.В., Жаринов Ю.Б., Налимова Г.М., Рафиков Р.В., Штукмастер Б.Я.	149
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СМЕСИ ГАЗА И ПОЛИДИСПЕРСНОГО ЖИДКОГО КОНДЕНСАТА Дьяченко Н.Н., Дьяченко Л.И.	151

О ВЛИЯНИИ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ОСАЖДЕНИЕ К-ФАЗЫ В ОБЛАСТЯХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ Егорова Л.Г., Лебедев А.С., Теннев В.А.	153
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КАНАЛАХ СЛОЖНЫХ ФОРМ Миньков Т.Л., Шрагер Э.Р.	155
МЕТОД ПРИСТЕНОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗОВЗВЕСИ В КАНАЛАХ Старченко А.В.	157
СЕКЦИЯ 4. ДИНАМИКА ПОЛЕТА И НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА	
ВЫСОКОТОЧНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПОЛОЖЕНИЕМ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО КА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВИГАТЕЛЕЙ МАЛОЙ ТЯГИ (ДМТ) Бартев В.А., Гречкосева Д.Д., Малышев В.А.	159
РАДИАЛЬНАЯ ПРОМЕЖУТОЧНАЯ ОРБИТА Бороненко Т.С.	161
ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ АСТЕРОИДОВ В ОКРЕСТНОСТИ РЕЗОНАНСОВ НИЗКИХ ПОРЯДКОВ С ЗЕМЛЕЙ Быкова Л.Е., Галушина Т., Тимошенко Л.В.	163
МЕТОДИЧЕСКОЕ И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ОБРАБОТКИ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ, ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ГЕОСИНХРОННЫХ СПУТНИКОВ Кайзер Г.Т.	165
ДВИЖЕНИЕ ГЕОСТАЦИОНАРНОГО СПУТНИКА ПО ОРБИТЕ МАЛОГО ЭКСЦЕНТРИСИТЕТА ПОД ВЛИЯНИЕМ ПРИТЯЖЕНИЯ ЗЕМЛИ Кузнецов Э.Д., Кузнецова Т.В.	167
О ВЛИЯНИИ СЕЗОННОГО ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ВОЗДУХА И ЦИРКУЛЯЦИИ АТМОСФЕРЫ НА НЕРАВНОМЕРНОСТЬ ВРАЩЕНИЯ И ДВИЖЕНИЯ ПОЛЮСОВ ЗЕМЛИ Тютюрев Г.С.	169
АБСОЛЮТНЫЙ АПЕКС ДВИЖЕНИЯ ЗЕМЛИ И ФОТОМЕТРИЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК Федянин М.Р.	171
ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ КОМЕТНЫХ ОРБИТ Черницов А.М., Батурин А.П.	173
ОБОБЩЕННЫЕ АЛГОРИТМЫ ЭНКЕ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВОЗМУЩЕННЫХ ОРБИТ Шефер В.А.	175
СЕКЦИЯ 5. ДИНАМИКА БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ	
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА И ДВИЖЕНИЯ ПОРШНЯ В ЛГУ Аблитаров Э.А., Жалнин Е.В., Зорин А.Ф., Христенко Ю.Ф.	177
ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ГРУППОВОГО ДВИЖЕНИЯ ТЕЛ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЛОБОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ Биматов В.И., Якушев В.К., Николаев Р.Г.	179

АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО СВЕРХЗВУКОВОГО ЭКРАНОПЛАНА Биматов В.И.	181
ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ АЛЮМИНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ДЕТОНАЦИИ ГЕКСОГЕНА Викторенко А.М., Решетов А.А.	183
ПЕРИОДИЧЕСКОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ВРЕМЕНИ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ УДАРНО НАГРЕТОГО КРИПТОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УДАРНОЙ ТРУБЕ Григорьев П.В., Макаров Ю.П.	185
ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИОННАЯ СИСТЕМА КОМПЛЕКСА ЛАБОРАТОРНЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ СТЕНДОВ Долматов В.П., Зорин А.Ф., Кульпин В.И., Касимов В.З., Хоменко Ю.П.	187
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТОВОЙ БИГАРМОНИКИ. РЕЗОНАНСНОЙ СПИНОВЫМ ЧАСТОТАМ, С АТМОСФЕРНЫМИ ГАЗАМИ Еньшин А.В.	189
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВОЙ БИГАРМОНИКИ С АТОМАМИ МЕТАЛЛОВ ПЕРЕХОДНОЙ ГРУППЫ Еньшин А.В.	191
ЛЕГКОГАЗОВЫЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ НЕПОСРЕДСТВЕННОГО ВЫВОДА В КОСМОС КАПСУЛ С РАДИОАКТИВНЫМИ ОТХОДАМИ Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Синяев С.В.	193
ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА В ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КАНАЛАХ Жолобов В.В., Иванова И.А., Ищенко А.Н.	195
СИСТЕМА АЛГОРИТМОВ ДЛЯ РАСЧЕТА РАВНОВЕСНЫХ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ ПО УРАВНЕНИЮ ПЕНГА-РОБИНСОНА Жолобов В.В., Тарновский Е.И.	197
О МЕХАНИЗМЕ ДВУХСТАДИЙНОГО ГОРЕНИЯ УЛЬТРАДИСПЕРСНОГО АЛЮМИНИЯ НА ВОЗДУХЕ Ильин А.П., Громов А.А., Ан В.В.	199
О СТРУКТУРЕ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ КОМПЛЕКСНОГО КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ МЕТАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ Касимов В.З., Хоменко Ю.П.	201
МОДЕРНИЗАЦИЯ ОБОБЩЕННОГО МЕТОДА ОБРАЩЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССАХ Поздняков Г.А., Правдин С.С., Фомичев В.П.	203
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССОВ В РЕЛЬСОТРОНЕ Правдин С.С., Фомичев В.П.	205
ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАКОНОВ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Саморокова Н.М.	207
ИДЕНТИФИКАЦИЯ ЗАКОНОВ ГАЗООБРАЗОВАНИЯ МЕТАТЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ Хоменко Ю. П., Ищенко А.Н., Широков В. М.	209

ПРОБЛЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ СКОРОСТЕЙ МОДЕЛЕЙ И УДАРНИКОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ Христенко Ю Ф	211
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ ДЛЯ СТАБИЛИЗАЦИИ ТЕЛ ПРИ ИХ ОДИНОЧНОМ И ГРУППОВОМ ДВИЖЕНИИ Якушев В.К., Фарапонова З.В.	213
СЕКЦИЯ 6. ТЕПЛОМАССОБМЕН	
ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ВЯЗКОГО УДАРНОГО СЛОЯ Бородин А.И., Пейгин С.В.	215
ПРОГРАММНЫЙ ПРОДУКТ «ABSORBER» ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОВМЕСТНОГО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ПУЧКАХ ТРУБ Дорохов А.Р., Медведев Г.Г., Килеева О.Ю., Ерзин А.А.	216
ОГНЕЗАЩИТА КАБЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ НА ОСНОВЕ ПРИМЕНЕНИЯ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ПОКРЫТИЙ Зверев В.Г., Ким Л.В., Назаренко В.А.	218
ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СОПРЯЖЕННОГО ТЕПЛОМАССОБМЕНА ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Катаев А.Г., Якимов А.С.	220
О МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА В ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛАХ Ким Л.В.	222
РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ДЛЯ ВСПУЧИВАЮЩЕГОСЯ РЕАГИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА Кузин А.Я.	224
ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС В СЛОЕ БЕТОНА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ ПРИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗКАХ Кузнецов Г.В., Рудзинский В.П.	226
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО РАЗРУШЕНИЯ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГЕТЕРОГЕННЫХ СТРУЙ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЧАСТИЦ Кузнецов Г.В., Световец Е.В.	228
ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАЗГОНА ЧАСТИЦ В СВЕРХЗВУКОВЫХ УСТРОЙСТВАХ ГАЗОПЫЛЕВОЙ РЕЗКИ Кузьмин Р.Б., Михатуглин Д.С., Полежаев Ю.В., Ревизников Д.Л.	230
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗДЕЛЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ ПУТЕМ КОНДЕНСАЦИИ В ТРУБНОМ КОНДЕНСАТОРЕ Матюха В.А., Селиховкин А.М., Мочалов Ю.С., Крайнов А.Ю.	232
О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕПЛОЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ СТАЛЕЙ Немова Т.Н., Алексеенко Н.Н.	234
ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕСТРУКЦИИ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ОГНЕЗА- ЩИТНЫХ СОСТАВОВ МЕТОДАМИ ТЕРМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Зверев В.Г.	236

КОМПЛЕКСНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ВСПУЧИВАЮЩИХСЯ ОГНЕЗАЩИТНЫХ СОСТАВОВ Несмелов В.В., Гольдин В.Д., Сваровский А.Я.	238
ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА Пейгин С.В., Тимченко С.В.	240
ГАШЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ИСТЕЧЕНИИ ГАЗА ИЗ ПОЛУЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ Поданев А.В., Поданева Т.В.	242
ЧИСЛЕННЫЙ RT-АЛГОРИТМ КОНФОРМНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ В МЕХАНИКЕ СПЛОШНЫХ СРЕД Рабинович Б.И., Тюрин Ю.В.	244
СЕКЦИЯ 7. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ МЕХАНИКИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ	
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ ЖИДКОСТИ В ПОЛОСТИ СФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ ВАРИАЦИОННОГО МЕТОДА Беккер М.В., Дружинин И.А.	246
СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПОЛОГОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ. НОВЫЙ АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ФУНКЦИЙ КОНУСА Дружинин И.А., Дружинина И.В.	248
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ ОБРАТНОГО ВЛИЯНИЯ НА СРЕДУ Ёлкин К.Е.	250
МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ СЭФФМАНА-ТЕЙЛОРА ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ Жиганов А.Н., Носков М.Д., Рылин А.В.	252
БЛОЧНЫЙ ИТЕРАЦИОННЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ РЕШЕНИЯ РАЗНОСТНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ Зверев В.Г.	254
ДВИЖЕНИЕ СИСТЕМЫ ДВУХ ТЕЛ СО СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ В ВОЗДУХЕ Мерзляков В. Д., Мерзляков А. В.	256
РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ И ТОКОВ В МГД-КАНАЛЕ С УЧЕТОМ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ В МЕСТАХ СТЫКА ЭЛЕКТРОДОВ И ИЗОЛЯТОРОВ Нариманов Р.К.	258
ОБ ОДНОМ РЕШЕНИИ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНЕШНЕЙ БАЛЛИСТИКИ ДЛЯ СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ СНАРЯДА, КОГДА ВЫПОЛНЯЕТСЯ КВАДРАТИЧНЫЙ ЗАКОН СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОЗДУХА Степанов В.П., Фарапонов В.В.	260
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВНУТРЕННИХ ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛЕЙ ПЕРЕНОСА РЕЙНОЛЬДСОВЫХ НАПРЯЖЕНИЙ Харламов С.Н.	262
ОБТЕКАНИЕ КАПЛИ ПОТОКОМ СТЕПЕННОЙ ЖИДКОСТИ Шабанов М. Н., Шрагер Г.Р.	264

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СОЗДАВАЕМОГО ПРИ ОБТЕКАНИИ ПОТОКОМ ВОЗДУХА НАГРЕТОГО ПРЕПЯТСТВИЯ Шваб А. В . Брендаков В. Н.	266
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В СЕПАРАТОРЕ Шваб А. В . Шваб И. А.	268
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЯ ВЯЗКОЙ КАПЛИ Шрагер Г. Р., Якутенок В. А., Сметанин С. В.	270
ТЕРМОКАПИЛЛЯРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ РАСПЛАВОВ ПРИ ДЕЙСТВИИ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ Юдахин Р. В., Масловский В. И., Кульков С. Н.	272
СЕКЦИЯ 8. ПРИКЛАДНАЯ АЭРОМЕХАНИКА	
ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И АППАРАТЫ ПРОИЗВОДСТВА И ПЕРЕРАБОТКИ МИКРОПОРОШКОВ ОРГАНИЧЕСКИХ И НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ Бирюков Ю. А.	274
ЭФФЕКТИВНОСТЬ СЕПАРАЦИИ ЧАСТИЦ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ Василевский М. В., Мальцев А. А., Перков В. В., Танков Н. К., Богданов А. Л.	276
ПРИМЕНЕНИЕ ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫХ АППАРАТОВ В ТЕХНОЛОГИЯХ ПЕРЕРАБОТКИ ЗЕРНА Василевский М. В., Обьедков А. Ю., Мальцев А. А., Бирюков Ю. А., Столяров В. Т.	278
ИЗМЕРЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ ВЫБРОСОВ В АТМОСФЕРЕ И ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЫЛЕ- И ЗОЛУЛАВЛИВАЮЩИХ СИСТЕМ Василевский М. В., Столяров В. Т., Исаченко П. Г., Перкова Н. А.	280
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ НЕСУЩЕЙ СРЕДЫ В ЗОНЕ СЕПАРАЦИИ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО АППАРАТА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХФАЗНОГО ПОТОКА С ПРЕГРАДОЙ Мальцев А. А.	282
ПРИМЕНЕНИЕ ПНЕВМОЦИРКУЛЯЦИОННЫХ АППАРАТОВ В ТЕХНОЛОГИИ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ СУБСТАНЦИЙ Обьедков А. Ю., Бирюков Ю. А., Богданов Л. Н., Василевский М. В.	284
РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОПЫТНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПНЕВМАТИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ПО ПРОИЗВОДСТВУ СТРОГОНОРМИРОВАННЫХ СУБМИКРОННЫХ АБРАЗИВНЫХ ПОРОШКОВ Перков В. В., Мальцев А. А., Богданов Л. Н., Танков Н. К., Перкова Н. А.	286
РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ СИСТЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПНЕВМОТРАНСПОРТА И ОБЕСПЫЛИВАНИЯ ГАЗОВ В ТЕХНОЛОГИИ ПРОИЗВОДСТВА ПОРОШКОВ Романдин В. И., Никульчиков В. К., Воронин В. Н.	288
ЦЕНТРОБЕЖНАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ ЧАСТИЦ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОТОКЕ Росляк А. Т., Зятиков П. Н., Никульчиков В. К.	290

ПРОБЛЕМЫ АНАЛИЗА ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ПОРОШКОВ С ЧАСТИЦАМИ НЕСФЕРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ Росляк А.Т., Квеско Н.Г.	292
МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИТЕРИЯ ЭЙЛЕРА ДЛЯ ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ ПОТОКОВ ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАСЧЁТУ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ТРАНСПОРТА СЫПУЧИХ МАТЕРИАЛОВ Смоловик В.А., Мельник Л.Ф.	294
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИАМЕТРАЛЬНОГО ДИСКОВОГО НАСОСА ТРЕНИЯ Фомичев В.П., Хайдаров С.В.	296
ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ПРОЦЕССА УСРЕДНЕНИЯ ГРАНУЛИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ РЕОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ Шваб А.В., Зайцева Е.В.	298

ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ МЕХАНИКИ

Доклады конференции

Редактор Е.В. Лукина

Лицензия ЛР 040749 от 18.03.96 г. Подписано к печати 23.10.98 г.
Формат 60x84¹/₈. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная.
Гарнитура Таймс. Печ. л. 39,0. Усл. печ. л. 36,27. Уч.-изд. л. 36,32.
Тираж 250 экз. Заказ № 1704.

Издательство ТГУ. 634029, Томск, ул. Никитина, 4.
Асиновское полиграфическое объединение.
Асино, ул. Проектная, 22