

**Министерство науки и образования РФ
Российская Академия наук
Российская академия ракетных и артиллерийских наук
Национальный комитет по тепломассообмену РАН
Балтийский государственный технический университет
«Военмех» им. Д.Ф.Устинова**

**Посвящается 100-летию
со дня рождения
И.П.Гинзбурга**

**Фундаментальные основы
баллистического проектирования**

**Всероссийская
научно-техническая конференция**

Санкт-Петербург, 28 июня – 2 июля 2010

**СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ
В двух томах
Том I**

**Санкт-Петербург
2010**

УДК 531.5+623.5

Всероссийская научно-техническая конференция «Фундаментальные основы баллистического проектирования». Санкт-Петербург, 28 июня – 2 июля 2010 г. Сборник материалов. В 2 томах. Том 1 / Под ред. д.т.н. проф. Кэрта Б.Э. – СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2010 .- 202с., ил.

ISBN 978-5-85546-540-2

Публикуются материалы докладов, представленных на Вторую Всероссийскую научно-техническую конференцию «Фундаментальные основы баллистического проектирования» (г. Санкт-Петербург, 28 июня – 2 июля 2010 г.). Рассматриваются проблемы связанные с проектированием современных средств поражения и боеприпасов, включая внутреннюю, внешнюю и конечную баллистику, динамику процессов выстрела и старта, прочность конструкций, эффективность действия, принципы работы информационных, управляющих и иницирующих систем, компьютерные технологии и средства проектирования, технологии производства, хранения и утилизации.

ISBN 978-5-85546-540-2

© БГТУ, 2010

© ООО «УНПЦ Комтех», 2010

© Авторы, 2010

Организаторы конференции

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф.Устинова; Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана; Тульский государственный университет; Национальный Исследовательский Томский Политехнический университет; Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники; Институт автоматизации проектирования РАН; Институт проблем механики РАН; Институт проблем химической физики РАН; Институт химической физики РАН им. Н.Н.Семенова; Институт механики МГУ; Институт математики, экономики и информатики Иркутского госуниверситета; Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики; НИИ механики ННГУ; НИИ прикладной математики и механики при Томском госуниверситете; ЗАО «Специальное конструкторское бюро»; ОАО «ЦНИИ «Буревестник»; ОАО «ЦНИИ специального машиностроения»; ФГУП «Государственное научно - производственное предприятие «СПЛАВ»; ФГУП «КБ Машиностроения»; ГУП «КБ Приборостроения»; ФГУП "Конструкторское бюро точного машиностроения имени А.Э. Нудельмана"; ФКП Нижнетагильский институт испытания металлов; ФГУП «НИИ полимерных материалов»; ФГУП "ФНПЦ "Прибор"; ФГУП Центральный аэрогидродинамический институт им. профессора Н. Е. Жуковского; Научно-образовательный центр систем вооружений БГТУ "Военмех"; ООО «Учебно-научно-производственный центр компьютерных технологий».

Президиум - научный комитет конференции

Авенян В.А., Баженов В.Г., Белоцерковский О.М., Берлин А.А., Волчихин В.И., Вишневский В.С., Денежкин Г.А., Еремин С.В., Забродин А.В., Закаменных Г.И., Зеленцов В.В., Кашин В.М., Круглов Ю.А., Крылов В.М., Леонтьев А.И., Липанов А.М., Лысенко Л.Н., Макаровец Н.А., Милехин Ю.М., Михайлов Ю.М., Окунев Ю.М., Панов В.В., Пашин В.М., Петров В.А., Платонов Н.А., Полежаев Ю.В., Рахматуллин Р.Ш., Руденко В.Л., Рыбас А.Л., Рыкованов Г.Н., Садовничий В.А., Селиванов В.В., Сильников М.В., Соловьев В.С., Степанов В.В., Толпегин О.А., Файков Ю.И., Фролов Ю.В., Черный Г.Г., Четверушкин Б.Н., Чижевский О.Т., Чуков А.Н., Шалыгин А.С., Шипунов А.Г.

Сопредседатели конференции

**Иванов К.М., Кэрт Б.Э., Леонтьев А.И., Макаровец Н.А.,
Панов В.В., Потапов А.В., Чижевский О.Т.**

Программный комитет конференции

Агошков О.Г., Алиев А.В., Ассовский И.Г., Белов А.В., Бородавкин В.А., Ваулин С.Д., Виноградов Ю.А., Велданов В.А., Гувернюк С.В., Егоренков Л.С., Емельянов В.Н., Есиев Р.У., Захаренков В.Ф., Исаев С.А., Ищенко А.Н., Каширкин А.А., Козлов Е.А., Козлов В.И., Кэрт Б.Э., Ладов С.В., Ларионов Б.И., Мелешко В.Ю., Могилев В.А., Могильников Н.В., Остапенко Н.А., Павловец Г.Я., Петров Е.Н., Пилюгин Н.Н., Пинчук В.А., Поляков Е.П., Самсонов В.А., Семашкин Е.Н., Тирский Г.А., Хмельников Е.А., Хорев И.Е., Швыкин Ю.С., Шевелев Ю.Д., Шишков А.А., Ягодников Д.А.

Оргкомитет конференции

Кэрт Борис Эвальдович (председатель), Знаменский Евгений Александрович (*ученый секретарь*), Веричева Елена Владимировна (*секретарь*), Водопьянов М.Я., Генкин Ю.В., Виноградов Ю.А., Князева И.В., Максимов Ф.А., Поляков Е.П., Понятский В.М., Хлебников В.С., Хмельников Е.А.

Спонсоры конференции :

БГТУ «Военмех» им. Д.Ф.Устинова;
ВА РВСН им. Петра Великого;
ГУП «КБ Приборостроения»;
ФГУП «ГНПП «Сплав»;
ФГУП «ФНПЦ «Прибор»;
ФКП НТИИМ;
ООО «УНПЦ Комтех»

Попечительский Совет конференции

Иванов К.М., ректор БГТУ «Военмех»; **Мелешко В.Ю.**, начальник НИЛ ВА РВСН им. Петра Великого; **Степаничев И.В.**, и.о. генерального директора ГУП «КБ Приборостроения»; **Макаровец Н.А.**, ген. директор и ген. конструктор ФГУП «ГНПП «Сплав»; **Чижевский О.Т.**, ген. директор и ген. конструктор ФГУП «ФНПЦ «Прибор»; **Руденко В.Л.**, ген.директор ФКП НТИИМ; **Кэрт Б.Э.**, директор ООО «УНПЦ Комтех».

ПРЕДИСЛОВИЕ

Всероссийская научно - техническая конференция "Фундаментальные основы баллистического проектирования" организована как естественное продолжение и развитие конференций баллистической направленности, проводящихся в БГТУ «Военмех» начиная с 1997 г. (I - III Окуневские чтения (1997, 2000, 2002 гг.), Проблемы баллистики (2004., 2006 гг.)). Результаты этих конференций, поддержанных широким кругом учебных, научных и промышленных организаций опубликованы в 18 томах материалов докладов и трудов, изданных Оргкомитетом. С развитием учебно – научной деятельности БГТУ выявилась необходимость приблизить содержание конференций к проблематике, связанной с разработкой фундаментальных основ баллистического проектирования систем вооружений и боеприпасов. С этой целью был видоизменен формат конференции. Первая конференция была проведена в 2008 г. в БГТУ «Военмех» им. Д.Ф.Устинова на базе Института систем вооружений кафедрой ЕЗ «Средства поражения и боеприпасы» при поддержке традиционных и ряда новых участников. Конференция проводится под эгидой Министерства науки и образования РФ, Российской академии наук (Национальный комитет по тепломассообмену РАН), Российской академии ракетных и артиллерийских наук. Было издано 3 тома материалов докладов и трудов конференции.

Основной целью конференции является реализация потребности научного общения ученых разных поколений, представляющих основные научные центры России – академические и отраслевые институты, университеты, проектные и промышленные организации.

Вторая конференция посвящена столетию со дня рождения одного из основателей баллистической школы «Военмеха» - д.ф.-м.н., профессора И.П.Гинзбурга.

Добро пожаловать в Санкт-Петербург. Приглашаем принять участие в работе конференции.

Председатель Оргкомитета конференции
Д.т.н., профессор

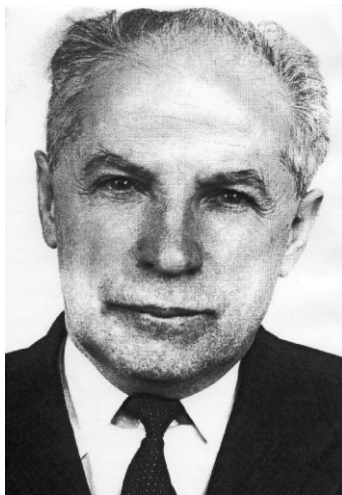


Б.Э.Кэрт

НАУЧНАЯ ШКОЛА ПРОФЕССОРА И.П. ГИНЗБУРГА.

АКИМОВ Г.А.

*Балтийский государственный технический университет
198005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул. д. 1,
т. (812) 316-07-60, факс (812) 316-24-89*



Исаак Павлович Гинзбург родился в местечке Монастырщина Смоленской губернии 10 марта 1910 г. После окончания школы в 1927 г. он поступил в Ленинградский государственный университет на математико-механическое отделение, которое окончил в 1931 г.

Еще будучи студентом, он совмещал учебные занятия с работой техника-геодезиста, а затем – инженера. Годы учебы И.П. Гинзбурга в аспирантуре под руководством Н.Е. Кочина и И.А. Кибеля, завершились в 1937 г. защитой кандидатской диссертации на тему “К вопросу о движении реальных газов при больших скоростях”. В конце 1930-х годов он опубликовал несколько работ, посвященных исследованию распространения волн взрыва и теории корабельных волн и волнового сопротивления. Можно заключить, что 1930-е годы – это годы формирования научных интересов И.П. Гинзбурга

(проблемы турбулентности и гидрогазодинамики).

В годы Великой Отечественной войны коллектив ЛГУ внес большой вклад в приближение общей Победы. Ввиду сложного положения на фронтах некоторые лаборатории факультетов и институтов университета 19 июля 1941 г. были эвакуированы в г. Елабугу (Татарская АССР) где, таким образом, возник филиал ЛГУ. И.П. Гинзбург, М.А. Ковалев, П.Г. Макаров, находившиеся в г. Елабуге, под руководством В.И. Смирнова (в будущем академика АН СССР) выполняли задания Государственного Комитета Оборона по исследованию аэродинамики и баллистики оперенных снарядов, мин и авиабомб. За эти работы и в связи со 125-летием университета В.И. Смирнов, И.П. Гинзбург, М.А. Ковалев были награждены орденами.

По материалам исследований военных лет И.П. Гинзбург подготовил докторскую диссертацию, которую защитил в 1944 г. Основной материал диссертации вошел в монографию “Устойчивость движения и кучность боя мин и реактивных снарядов”, которая была издана в 1949 г.

Работа состоит из двух частей. Первая часть “Устойчивость движения и кучность боя мин и авиабомб” (8 глав); вторая часть “Устойчивость движения и кучность боя реактивных снарядов” (4 главы).

1. Уравнения движения.
2. Продольное движение оперенного снаряда.
3. Боковое движение оперенного снаряда.
4. Определение величины отклонений по дальности, обусловленных колебанием снаряда в полете.
5. Об устойчивости полета оперенного снаряда на больших углах возвышения.
6. Влияние асимметрии масс снаряда на устойчивость и баллистические свойства.
7. Влияние асимметрии стабилизатора оперенного снаряда на устойчивость и баллистические свойства.
8. О расчете кучности боя оперенных снарядов (мин).

В заключение предлагается практический критерий кучности боя:

$$K = A/k_1 (-\beta/x_d)^{0,5},$$

$$\text{где } k_1 = \frac{a\rho S}{m}; \quad \beta = [(C_x + a)\rho S x_d^2] / I; \quad a = \frac{dC_y}{d\alpha}.$$

Здесь ρ - плотность воздуха, m - масса снаряда, S - площадь сечения, C_x - коэффициент лобового сопротивления, I - осевой момент инерции снаряда, A - опытный коэффициент (для тел снарядной формы $A \cong 1,5 \times 10^{-2}$).

В частности $B_d/x = 1/(100 K)$, $B_{\bar{6}}/x = 1/(350 K)$.

9. Уравнения движения твердого тела переменной массы (реактивного снаряда).

10. Об устойчивости движения симметричного оперенного реактивного снаряда.

11. Влияние асимметрии реактивного снаряда на его устойчивость и баллистические свойства.

12. О кучности вращающегося реактивного оперенного снаряда.

Общий вывод: вращение оперенного реактивного снаряда целесообразно только в том случае, если соблюдаются условия $m_1/J > (2 - \lambda)/(1 - \lambda)$, где $m_1 = d\omega_x/dt$ - угловое ускорение относительно оси x ; J - ускорение снаряда; $\lambda = I_x/I$ - отношение моментов инерции (осевого к экваториальному); $v = (-\beta/x_d)^{0,5}$.

В годы Великой Отечественной войны И.П. Гинзбург, становится специалистом высокого уровня в области механики тел переменной массы.

Ленинградский университет продолжил работу в родном городе в 1944 г. В этом же году по инициативе И.П. Гинзбурга возобновилась работа по созданию газодинамической

лаборатории, начатая еще в 1940 г. и прерванная войной. Первой работой, завершенной в лаборатории, была диссертация Н.М. Маркевич, связанная с исследованием пневматических систем управления. С этой диссертации, защищенной в 1947 г., ведется отсчет соискателям ученой степени кандидата наук, которыми руководил И.П. Гинзбург. Следует отметить, что итоговая цифра весьма впечатляющая – 125 человек!

В 1946 г. в жизни И.П. Гинзбурга произошло знаменательное событие: он был приглашен на должность профессора в Ленинградский Военно-механический институт на кафедру теоретической механики и баллистики, которой заведовал в те годы выдающийся отечественный ученый в области механики и баллистики профессор Борис Николаевич Окунев. Одновременная работа в двух высших учебных заведениях разной направленности позволила И.П. Гинзбургу, с одной стороны, внести в исследования, проводимые в ЛГУ, понимание проблем современной техники, а, с другой стороны, обогатить и усилить решение прикладных задач в ЛВМИ применением современной математической теории, т.е. соединить университетскую академическую науку и инженерные проблемы новой авиационно-космической техники.

Таким образом с 1946 года начинается основной этап творческой биографии И.П. Гинзбурга, связанный с кафедрой гидроаэромеханики и газодинамической лабораторией (ГДЛ) в ЛГУ и кафедрой аэрогазодинамики и динамики полета ЛА в Военно-механическом институте, которые стали центрами исследований по прикладной газодинамике в Ленинграде, благодаря его научной и организаторской деятельности.

Анализ деятельности ГДЛ за 30 лет выявил основные направления исследований:

- *теория пограничного слоя*: исследования различных физических моделей позволило создать методы расчета

трения и тепловых потоков на поверхности обтекаемых тел, в частности, летательных аппаратов (ЛА);

- *сверхзвуковые газовые струи*: взаимодействия струй с элементами конструкции ЛА;

- *течения в донной области и в ближнем следе за обтекаемым телом*: результаты исследований использовались при определении донного давления и тепловых потоков к ЛА и параметров в следе за ЛА (задачи радиосвязи);

- *теория нестационарных ударно-волновых процессов*: создание методов расчета давления ударных волн на поверхности;

В последующие годы ученики И.П. Гинзбурга продолжили исследования проблемных задач газовой динамики. В первую очередь необходимо выделить монографии и публикации В.Г. Дулова, С.К. Матвеева, Е.Ф. Жигалко, Е.А. Угрюмова, Л.И. Скурина.

Творческие планы И.П. Гинзбурга, связанные с масштабными научными исследованиями, могли быть реализованы только в коллективе специалистов высокой квалификации. В 1949 г. в ЛВМИ им была создана кафедра аэрогазодинамики и динамики полета, которая стала основой центра газодинамических исследований и научной школы. Основные направления исследований, в которых были получены наиболее значимые научные и прикладные результаты: сверхзвуковые газовые струи; газодинамика старта ЛА; внутрикамерные течения; течения в следе ЛА; нестационарные ударные волны; струи плазмы; турбулентные сверхзвуковые струи и аэроакустика; теория отрывных течений; двухфазные течения; применение газовых струй в металлургии.

Проблемы баллистики неуправляемых и управляемых летательных аппаратов на кафедре И.П. Гинзбурга исследовали его первые аспиранты А.Е. Глекова, А.Т. Барабанов, Б.А. Райзберг, В.А. Санников. В

последующие годы докторами наук стали А.С. Шалыгин, Е.А. Куклев, исследовавшие специальные задачи динамики ЛА. Профессор А.С. Шалыгин и его ученики и сотрудники развили на кафедре А 5 следующие направления

- разработка перспективных методов управления ЛА; обеспечивающими повышение тактико-технических характеристик при действии помех в условиях априорной неопределенности характеристик воздействий (руководители д.т.н., проф. А.С. Шалыгин, д.т.н., проф. В.А. Бородавкин, к.т.н., проф. В.А. Санников, к.т.н., доц. И.Л. Петрова, к.т.н., ст. преп. А.Н. Пономарев);

- разработка методов управления ЛА в различных средах при наличии неопределенностей на основе теории дифференциальных игр (руководители д.т.н., проф. О.А. Толпегин, ст. преп. О.В. Арипова, к.т.н., проф. В.А. Санников);

- проведение теоретических и экспериментальных исследований газодинамических процессов в соплах, каналах и струях реактивных двигателей (руководители: к.т.н., проф. В.А. Зазимко, д.т.н., проф. Г.А. Акимов, к.т.н., проф. М.Г. Моисеев, к.т.н., доц. А.В. Клочков).

Кафедра разрабатывает новое научное направление: прогнозируемые ситуационные модели в динамике полета, учитывающие перспективы создания беспилотных ЛА новых поколений.

Жизнь научной школы профессора И.П. Гинзбурга продолжается.

Фундаментальные основы баллистического проектирования
2010

Секция 1

Внешняя баллистика



АЛГОРИТМЫ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ЦИФРОВОГО СИГНАЛА В ПРОГРАММНОМ ОБЕСПЕЧЕНИИ РАДИОЛОКОЦИОННЫХ СТАНЦИЙ СЕРИИ «ЛУЧ» ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТРАЕКТОРНЫХ ПАРАМЕТРОВ БОЕПРИПАСОВ ПРИ СТРЕЛЬБОВЫХ ИСПЫТАНИЯХ

БЕЛОЗЕРОВ В.А., ШАКИРОВ М.Р., ЧВАНОВ А.Е.

Федеральное казенное предприятие

«Нижнетагильский институт испытания металлов»

622015, Нижний Тагил, Гагарина ул. д. 29,

т. (3435) 47-51-15, факс (3435) 47-52-20, E-mail skb@ntiim.ru

Для регистрации измерительной информации, поступающей от приемной аппаратуры станций, применяется персональный компьютер с установленным в нем специальным модулем аналогового цифрового преобразователя (модуль АЦП).

Программное обеспечение (ПО) позволяет производить цифровую регистрацию и фильтрацию измерительной информации, выполняет собственно расчетные функции по вычислению траекторных параметров функционирования боеприпасов, программное управление электронными и электромеханическими компонентами станции, выполняет статистическую обработку, документирование результатов и их долговременное хранение.

Основная трудоемкость при создании ПО выпала на решение двух основных задач:

- регистрацию в цифровой форме доплеровского сигнала ДС, являющегося носителем измерительной информации и первичную обработку с целью определения радиальной скорости боеприпаса;

- реализацию алгоритма вторичной обработки для определения внешнетраекторных параметров поступательного движения боеприпасов.

Для выделения нужных составляющих спектра применяются программные методы цифровой фильтрации, в основе которых лежат алгоритмы прямого преобразования Фурье. Операции выделения спектра и восстановления сигнала после модификации спектральных компонент позволяют выполнять следующие операции:

- полосовую фильтрацию в диапазоне возможного изменения скорости выбранного объекта с возможностью селекции целей по скорости;

- амплитудное нормирование;

- квадратурную обработку сигнала с целью подавления шумов;

- изменение энергии спектра за счет изменения размера выборок, что позволяет повысить точность определения скорости и соотношение «сигнал-шум»;

- адаптивную полосовую фильтрацию с прогнозированием и оперативным изменением полосы пропускания.

Рассмотрен алгоритм расчета траекторных параметров.

Уточнение параметров математической модели решается в два этапа:

- подбор начальной скорости;

- подбор индивидуального коэффициента силы лобового сопротивления $C_x(M)$ (задается табличной зависимостью от числа Маха).

Рассмотрены методы оценки точности работы алгоритма вторичной обработки данных.

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РАЗДЕЛЯЮЩИХСЯ КОРРЕКТИРУЕМЫХ СНАРЯДОВ РСЗО

ЗАХАРОВ О.Л.

ФГУП «ГНПП «Сплав»

300004, Тула, ул. Щегловская засека, д. 33

т. (4872) 46-46-23, факс (4872) 46-45-00, E-mail mail@splav.org

Современные снаряды реактивных систем залпового огня, как правило, имеют отделяющиеся осколочно-фугасные или кассетные головные части. Наряду с повышением боевой эффективности такое конструктивное исполнение позволяет достаточно просто проводить коррекцию траектории за счет изменения времени отделения или вскрытия головной части.

При использовании разделяющихся на траектории снарядов вероятные значения ошибок доставки суббоеприпаса в район цели складываются из ошибок вывода снаряда в точку разделения, которое рассчитывается традиционными методами, и отклонения траектории автономного полета суббоеприпаса от заданной.

Отклонение, формирующееся на участке автономного полета отделившихся элементов, зависит от ряда факторов (рис. 1).

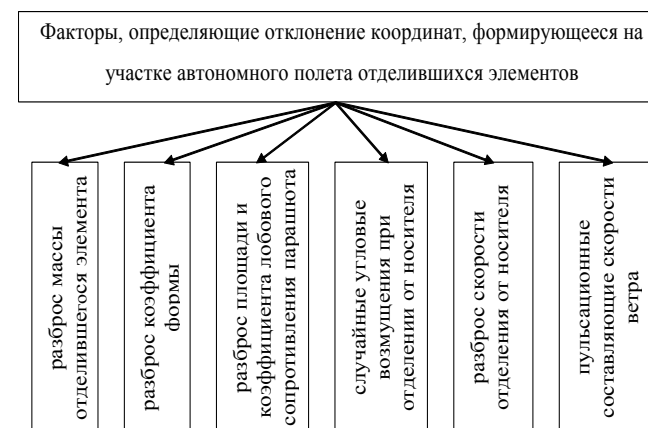


Рисунок 1.

В связи с тем, что отделившиеся головные части и боевые элементы на участке автономного полета быстро тормозятся и их траектория вертикализуется, порядка 90% рассеивания координат точки

падения, формирующегося на этом участке, определяется пульсационными составляющими скорости ветра. Этот фактор вызывает рассеивание вследствие того, что элементы или головные части разных снарядов подходят к цели в разные моменты времени.

Особенностью разделяющихся снарядов является то, что помимо случайных отклонений скорости ветра от среднего значения (пульсационных составляющих), на их техническое рассеивание оказывает влияние и величина среднего ветра. Это связано с тем, что каждый снаряд имеет случайную, отличную от других снарядов, высоту разделения. В результате этого время полета суббоеприпаса до цели и определяемый этим временем ветровой снос на конечном участке траектории для разных снарядов могут существенно различаться. Так, например, при изменении высоты вскрытия кассетной головной части в 2 раза изменение дальности полета элемента, связанное с ветром, достигает 95%. Особенно сильно средний ветер влияет на рассеивание корректируемых снарядов РСЗО, так как разброс высоты разделения у них может достигать 6...8 км.

Величина составляющей технического рассеивания, связанная с влиянием среднего ветра, может быть вычислена по зависимости:

$$B_{\partial(\bar{b})W_{cp}} = \frac{\partial^2 x(z)}{\partial y_p \partial W_{x(z)}} B_{грП} W_{x(z)cp}$$

При большом разбросе высот разделения ($B_{грП}$) большую часть автономного участка полета суббоеприпас спускается с установившейся скоростью ($V_{уст}$). Поэтому для оценки составляющей $B_{\partial(\bar{b})W_{cp}}$ таких снарядов может быть использована приближенная зависимость:

$$B_{\partial(\bar{b})W_{cp}} \approx \frac{B_{грП} W_{x(z)cp}}{k V_{уст}}$$

Коэффициент k в последней зависимости изменяется от 1,03...1,06 для больших дальностей стрельбы до 1,10...1,15 для малых дальностей стрельбы.

Большое значение для точности расчета попадающей (номинальной) траектории полета имеет правильное моделирование участка нестабилизированного полета суббоеприпаса.

Особенностью расчета этого участка является использование аэродинамических характеристик в виде функциональных зависимостей не только от числа Маха, но и от угла атаки, который может изменяться от 0° до 360°.

Классический подход к расчету попадающей (номинальной) траектории заключается в том, что в качестве исходных данных для вычислений используются номинальные (соответствующие математическим ожиданиям) характеристики суббоеприпаса и начальные условия движения, соответствующие математическим ожиданиям

траекторных параметров снаряда в точке разделения.

Для легких боевых элементов малого удлинения такой подход правомерен, так как в процессе нестабилизированного полета они вращаются относительно экваториальной оси с большой скоростью, в результате чего действие аэродинамической подъемной силы усредняется, и ее интегральное воздействие практически не зависит от величины и направления действующих на суббоеприпас угловых возмущений.

Совершенно другой характер имеют возмущенные траектории удлиненных тел, обладающих развитой боковой поверхностью и значительным экваториальным моментом инерции (к этому типу относятся отделяемые головные части и контейнеры с боевыми элементами). На рис. 2 и 3 приведены графики отклонения координат головной части, формирующиеся на участке нестабилизированного полета (до момента ввода парашютной системы) $\Delta x_{ПС}$ и $\Delta y_{ПС}$ в функции начальной угловой скорости головной части ω_{z0} .

По результатам экспериментов средняя величина начальной угловой скорости ГЧ может достигать $\omega_{z0cp} = 1,5$ рад/с, при этом плоскость действия возмущения проходит через продольную ось снаряда в момент разделения и случайным образом, с равной вероятностью ориентирована в пространстве. В связи с этим математическое ожидание проекции начальной угловой скорости на ось z будет равно нулю.

Как видно из графиков, наличие как положительной, так и отрицательной угловой скорости приводит к уменьшению дальности полета суббоеприпаса, причем более сильно это проявляется для минимальной дальности стрельбы, где отклонения от невозмущенной траектории могут достигать 100...150 м.

Более сложный, причем существенно нелинейный характер имеет зависимость $\Delta y_{ПС} = f(\omega_{z0})$.

Поэтому использование традиционного подхода для расчета номинальной траектории ($\omega_{z0} = M[\omega_{z0}] = 0$) может привести к существенным ошибкам, приближающимся к величине технического рассеивания снарядов.

Для повышения точности расчетов номинальной траектории разделяющихся снарядов, имеющих участок нестабилизированного полета суббоеприпасов, необходимо использовать метод статистических испытаний.

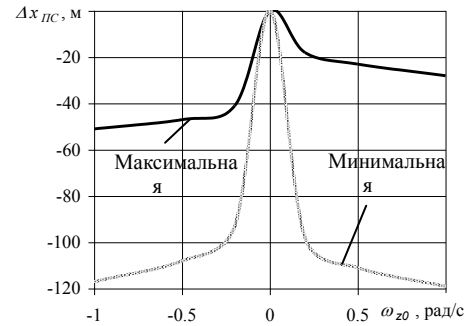


Рисунок 2.

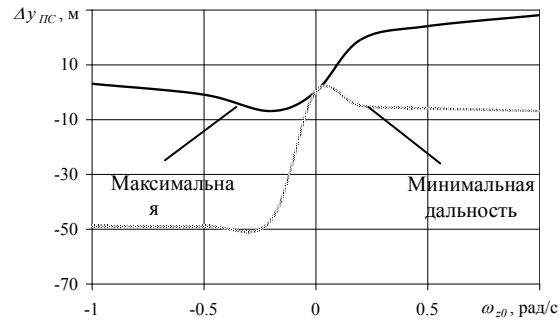


Рисунок 3.

В этом случае производится расчет серии случайных траекторий, в каждой из которых величина начальной угловой скорости вычисляется по зависимостям:

$$\omega_{z0i} = (M[\omega_0] + a_i \sigma[\omega_0]) \cos(2\pi b_i); \quad \omega_{y0i} = (M[\omega_0] + a_i \sigma[\omega_0]) \sin(2\pi b_i),$$

где: a_i, b_i — группы случайных чисел, распределенных соответственно по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и единичным средним квадратическим отклонением и по закону равномерной плотности вероятностей в пределах $[0,1]$.

В результате статистической обработки полученных результатов определяется математическое ожидание и среднее отклонение координат необходимых точек траектории, первое из которых используется для определения попадающей (номинальной) траектории, а второе — для составляющих технического рассеивания снарядов и суббоеприпасов.

РАСSEИВАНИЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ РАКЕТЫ

КОМИССАРЕНКО А.И.¹, МАКСИМОВ Ф.А.²

¹ГУП «Конструкторское бюро приборостроения», г.Тула

²Институт автоматизации проектирования РАН, г.Москва
т.(495) 250-92-51, факс (495) 250-89-28, E-mail: maximov@cfed.ru

При проектировании метеоракеты необходимо получить оценку рассеивания точки падения головной части. Основным источником рассеивания является угловое отклонение, возникающее на активном участке от следующих факторов: начальной угловой скорости; начального угла вылета; поперечной составляющей скорости ветра, эксцентриситета реактивной силы. Для оценки рассеивания на активном участке полета принимаем: постоянство ускорения на всем активном участке полета; среднее значение момента инерции и положения центра масс; величина подъемной силы и положение центра давления ракеты, берутся равным их значениям при дозвуковых скоростях; радиус инерции определяется для полностью снаряженной ракеты. В качестве обобщающей характеристики рассеивания принимается коэффициент динамической устойчивости

$$k = \sqrt{\frac{m_z^\alpha \rho S L}{2J_{zz}}}, \text{ где } m_z^\alpha - \text{коэффициент продольной устойчивости; } \rho -$$

плотность воздуха; S – площадь миделя; L – характерная длина; J_{zz} – экваториальный момент инерции.

Система уравнений движения при сделанных допущениях может быть записана в виде [1]: $\ddot{\vartheta} + k^2 V^2 \alpha = 0$; $\dot{\theta} = \frac{a}{V} \alpha$; $\vartheta = \theta + \alpha$; $\dot{V} = a$, где ϑ - угол тангажа ракеты; V – абсолютная скорость ракеты; α - угол атаки; a - ускорение ракеты; θ - угол вектора скорости.

Приведем вывод аналитической оценки углового отклонения траектории под действием начального возмущения по угловой скорости. Преобразуем исходную систему уравнений: введем функцию $U = \alpha V$ и перейдем от дифференцирования по времени t к дифференцированию по пути x. Имеем следующие соотношения:

$$\frac{d}{dt} = V \frac{d}{dx}; \quad x = \frac{1}{2} at^2;$$

$V = at = \sqrt{2ax}$. После несложных вычислений два дифференциальных

уравнения принимают следующий вид:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} + k^2 U = 0;$$

$\frac{d\theta}{dx} = \frac{aU}{V^3} = \frac{U}{2x\sqrt{2ax}}$. Эта система уравнений должна быть решена при

следующих начальных условиях: $x = x_0$, $\theta_0 = 0$, $U_0 = 0$, $\left. \frac{dU}{dx} \right|_0 = \dot{\theta}_0$.

Решение первого линейного уравнения с учетом начальных условий имеет вид: $U = \frac{\dot{\theta}_0}{k} \sin[k(x - x_0)]$. Подставляем во второе уравнение и получаем оценку изменения угла вектора скорости под действием начального возмущения по угловой скорости:

$$\theta = \Delta \dot{\theta}_0 = \frac{\dot{\theta}_0}{k} \int_{x_0}^x \frac{\sin[k(x - x_0)]}{2x\sqrt{2ax}} dx.$$

Аналогично можно получить оценки изменения угла вектора скорости под действием начального возмущения по углу:

$$\Delta_{\delta\theta} = -\delta\theta \sqrt{\frac{x_0}{x_k}} \cos[k(x - x_0)] + \delta\theta \left[1 - k\sqrt{x_0} \int_{x_0}^{x_k} \frac{\sin[k(x - x_0)]}{\sqrt{x}} dx \right],$$

и под действием постоянного бокового ветра:

$$\Delta_w = -w \frac{1}{2\sqrt{2a}} \int_{x_0}^{x_k} \frac{1 - \cos[k(x - x_0)]}{x\sqrt{x}} dx.$$

Проведено сравнение аналитических результатов с результатами прямых расчетов траекторий по модели динамики для метеорологической ракеты «Мера» [2]. Сопоставление проводится на момент окончания стартового участка. Для того чтобы сравнить теорию и результат моделирования проводилось несколько расчетов траекторий в номинальных условиях и под воздействием возмущающего фактора. На момент окончания стартового участка определялся угол вектора скорости ракеты, а затем отношение изменения угла вектора скорости под воздействием возмущающего фактора к величине возмущения. Отношение является оценкой отклонения.

Для аналитических оценок в качестве исходных параметров приняты следующие значения параметров: $s_0 \approx 2.0$ (длина ракеты), $s_k \approx 1400$ (длина стартового участка), ускорение на стартовом участке принято равным ускорению после выхода из контейнера $a \approx 400$. Проведены расчеты при разных значениях k - в диапазоне от 0.02 до 0.17. Для ракеты «Мера» оценка коэффициента k по параметрам на начало работы двигательной установки составляет величину 0.0446.

Чтобы сопоставить аналитические исследования с расчетными,

моделирование проводилось для ряда планеров, в которых в отличие от исходного варианта запас устойчивости (коэффициент момента тангажа относительно текущей центровки) увеличивался в K раз, что позволяет формально изменить коэффициент k в $\sqrt{K}$ раз. Расчеты проводились как с увеличенным запасом устойчивости, так и с уменьшенным.

На рис.1-3 приведено сопоставление аналитических результатов с прямым расчетом траекторий при возмущении угловой скорости в момент схода (1 рад/сек), начального возмущения по углу (1 радиан) и под действием постоянного бокового ветра (1м/сек). Аналитические оценки представлены непрерывной линией, расчетные - линией с маркерами. Результаты аналитических оценок хорошо согласуются с результатами моделирования.

Суммарное рассеивание зависит от величин среднеквадратических отклонений возмущающих факторов и чувствительностей к возмущениям, в случае трех рассматриваемых факторов определяется следующим выражением:

$$\sigma = \sqrt{(\Delta_{\dot{\theta}_0} \sigma_{\dot{\theta}_0})^2 + (\Delta_{\delta\theta} \sigma_{\delta\theta})^2 + (\Delta_W \sigma_W)^2}$$

На рис.4 приведена оценка рассеивания по каждому из факторов и суммарного в зависимости от k при следующих величинах возмущающих факторов $\sigma_{\dot{\theta}_0} = 0.05$ рад/сек, $\sigma_{\delta\theta} = 0.5^\circ$, $\sigma_W = 1$ м/сек.

Оценка величин возмущающих факторов опирается на опыт. Рассеивание по каждому из факторов с изменением k в среднем приводит либо к увеличению, либо к уменьшению рассеивания. Если рассматривается суммарное рассеивание, то есть оптимальное значение динамической устойчивости, при превышении которого из-за увеличения чувствительности к ветру при большом запасе устойчивости, суммарное рассеивание возрастает, а при уменьшении динамической устойчивости возрастает из-за начальных возмущений. Как прямой расчет, так и аналитическая оценка, позволяют выбрать оптимальные параметры динамической устойчивости для минимизации рассеивания..

Заключение. Получены аналитические выражения для оценки угловых отклонений, возникающих на активном участке полета под воздействием начальной угловой скорости; начального угла вылета и поперечной составляющей скорости ветра. Угловые отклонения определяются коэффициентом динамической устойчивости, ускорением и длиной активного участка. В случае метеорологической ракеты «Мера» аналитические оценки хорошо согласуются с результатами моделирования траекторий. Существует оптимальное значение динамической устойчивости.

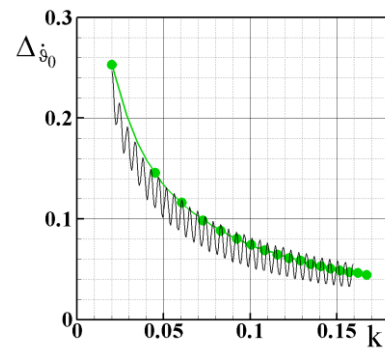


Рисунок 1

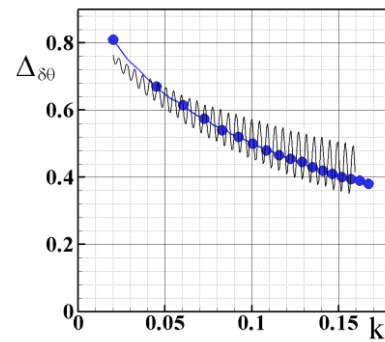


Рисунок 2

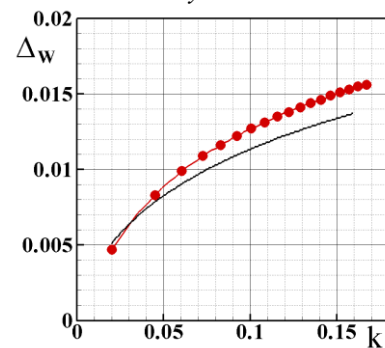


Рисунок 3

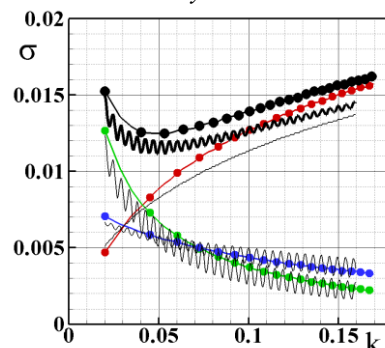


Рисунок 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Дмитриевский А.А., Лысенко Л.Н. Внешняя баллистика./ М.: Машиностроение, 2005. – 608 с.
2. Кузнецов В.М., Комисаренко А.И., Гвоздев Ю.Н., Юценко В.А. Новая российская метеорологическая ракета (Мера) для атмосферных исследований: разработка и применение // Развитие идей К.Э.Циолковского. Материалы XLIV научных чтений памяти К.Э.Циолковского. Калуга. 2009. - с.204.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ УГЛОВЫХ ОТКЛОНЕНИЙ РАКЕТЫ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ВРАЩЕНИИ ПО КРЕНУ

КОМИССАРЕНКО А.И.¹, МАКСИМОВ Ф.А.²

¹ГУП «Конструкторское бюро приборостроения», г.Тула

²Институт автоматизации проектирования РАН, г.Москва
т.(495) 250-92-51, факс (495) 250-89-28, E-mail: maximov@cfd.ru

Вопросам определения угловых отклонений ракет на неуправляемом участке полета от возмущающих факторов посвящены работы [1-5]. В данной работе рассматривается аналитический способ определения углового отклонения ракеты под действием эксцентриситета тяги при произвольном вращении по крену.

Для решения этой задачи принимаем: постоянство тяги; постоянство плотности воздуха; момент инерции, коэффициент продольной устойчивости берутся на начальный момент времени; не учитывается движением под воздействием веса. Система уравнений движения при сделанных допущениях может быть записана в виде [5]:

$$\ddot{\vartheta} + k^2 V^2 \alpha = \frac{F \cdot \varepsilon}{J_{zz}}; \quad \dot{\theta} = \frac{a}{V} \alpha; \quad \vartheta = \theta + \alpha; \quad \dot{V} = a; \quad F = m \cdot a$$

где ϑ - угол тангажа ракеты; θ - угол вектора скорости; α - угол атаки; V - скорость; a - ускорение; F - средняя тяга; m - средняя масса; ε - линейный эксцентриситет тяги; $k = \sqrt{m_z^\alpha \rho S L / (2 J_{zz})}$ - коэффициент динамической устойчивости; ρ - плотность воздуха; S - площадь мишени; L - характерная длина; m_z^α - коэффициент продольной устойчивости; J_{zz} - экваториальный момент инерции. С помощью подстановки $U = \alpha V$ и перехода к новой переменной s (пути) система принимает вид:

$$\frac{d^2 U}{ds^2} + k^2 U = \frac{F \cdot \varepsilon}{J_{zz} \cdot V} = \frac{m \cdot a \cdot \varepsilon_0 \cdot f(s)}{J_{zz} \sqrt{2as}} = A \frac{f(s)}{\sqrt{s}}; \quad \frac{d\theta}{ds} = \frac{U}{2s\sqrt{2as}},$$

где $f(s)$ - закон вращения по крену. Принимаем закон вращения по крену в одном из возможных видов: $f(s) = \sin \gamma(s)$ либо $f(s) = \cos \gamma(s)$, где γ - угол крена. Аналитическое решение можно представить в виде:

$$U(s) = A \frac{1}{k} \left[\int_{s_0}^s \frac{f(x)}{\sqrt{x}} (\cos ks \sin kx - \cos kx \sin ks) dx \right],$$

$$\theta(s) = \int_{s_0}^s \frac{U(x)}{2x\sqrt{2ax}} dx.$$

Приведем сопоставление расчета углового отклонения метеорологической ракеты «Мера» [6] под действием эксцентриситета тяги на стартовом участке по полной модели динамики с рассматриваемым приближением. На рис.1 приведено отклонение угла вектора скорости $\delta\theta$ (в градусах) в зависимости от пути S (м) по результатам прямого моделирования (линии 1 и 3) и приближенного аналитического решения (линии 2 и 4). Линии 1 и 2 соответствуют эксцентриситету с законом $f(s) = \sin \gamma(s)$, линии 3 и 4 – $f(s) = \cos \gamma(s)$. Величина линейного эксцентриситета составляет 0.005 м. Для аналитических оценок в качестве исходных параметров приняты следующие значения параметров: $s_0 \approx 2$ м (длина ракеты), $s_k \approx 1400$ м (длина стартового участка), ускорение на стартовом участке принято равным ускорению после выхода из контейнера $a \approx 400 \text{ м}^2/\text{с}$, коэффициент k по параметрам на момент старта составляет величину 0.0446. Отклонение угла вектора скорости под воздействием эксцентриситета формируется на начальном участке и оценка определяющих параметров в соответствии с их значениями в начале полета позволяет дать достаточно точную оценку. С увеличением скорости величина k изменяется, что приводит к рассогласованию частоты колебаний на дальностях свыше $400 \div 500$ м, но на оценку суммарного отклонения это не влияет.

При аналитической оценке предполагалось расчетное вращение ракеты по крену. Начальная скорость вращения $\dot{\gamma}_0 = 8$ об/сек. После выхода ракеты из контейнера происходит демпфирование угловой скорости, которая при этом уменьшается до ≈ 2 об/сек. Далее ракета раскручивается косо поставленными лопастями блока стабилизатора. В конце стартового участка угловая скорость составляет ≈ 10 об/сек. Рассмотрим два закона вращения: 1) постоянная угловая скорость, создаваемая закруткой ракеты в пусковом устройстве; 2) угловая скорость, определяемая косо поставленным оперением. В первом случае угол крена пропорционален времени полета и при сделанных предположениях

$$\gamma(s) = 2\pi\dot{\gamma}_0 \left(\sqrt{\frac{2s}{a}} - \sqrt{\frac{2s_0}{a}} \right), \text{ где } \dot{\gamma}_0 - \text{угловая скорость, получаемая в}$$

пусковом контейнере. Во втором случае угловая скорость пропорциональна скорости полета и при сделанных предположениях

$$\gamma(s) = 2\pi\dot{\gamma}_k \frac{s}{\sqrt{2as_k}}, \text{ где } \dot{\gamma}_k - \text{максимальная угловая скорость в конце}$$

стартового участка на дальности s_k . На рис.2 представлено отклонение вектора скорости в конце стартового участка: линии 1, 1' и 1'' в зависимости от величины угловой скорости $\dot{\gamma}_0$ при первом законе вращения; линии 2, 2' и 2'' – от $\dot{\gamma}_k$ при втором законе вращения. Штрих «'» соответствуют эксцентриситету с законом $f(s) = \sin \gamma(s)$, «''» – $f(s) = \cos \gamma(s)$. При малой начальной угловой скорости отклонение $\delta\theta$ определяется эксцентриситетом $f(s) = \cos \gamma(s)$. Линии 1 и 2 соответствуют квадратному корню из суммы квадратов отклонений по двум возможным законам. Закрутка ракеты в контейнере является эффективной мерой борьбы с эксцентриситетом тяги, а вращение ракетой косопоплавленным оперением значительно в меньшей степени позволяет уменьшить отклонение, связанное с эксцентриситетом.

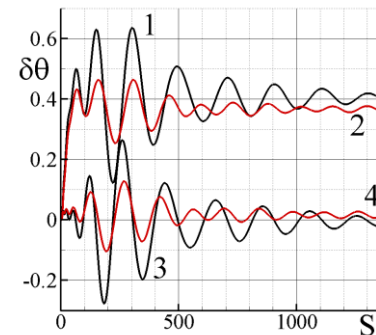


Рисунок 1

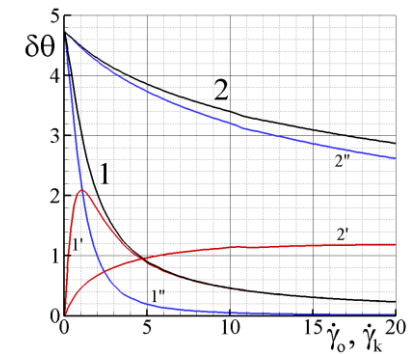
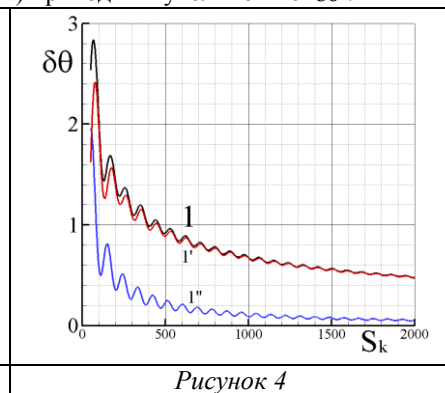
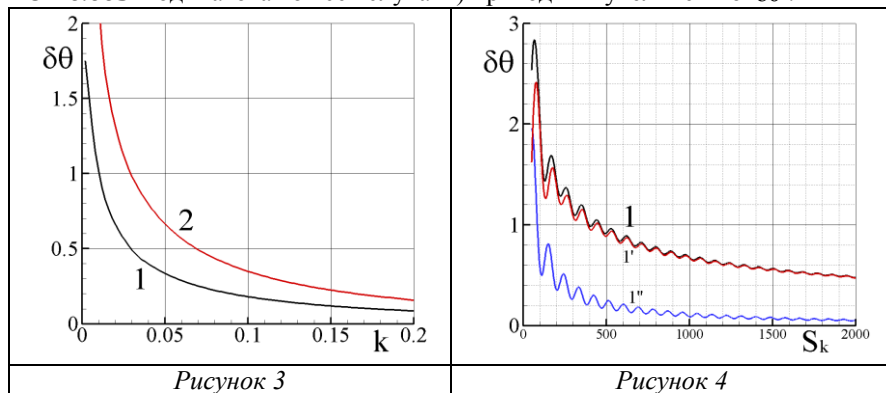


Рисунок 2

Аналитический способ позволяет получить оценку влияния определяющих факторов на угловое отклонение под воздействием эксцентриситета. На рис.3 приведено влияние коэффициента k (фактически, определяемого аэродинамическим моментом тангажа и моментом инерции) при двух значениях начальной угловой скорости: 1 - $\dot{\gamma}_0 = 8$ об/сек, 2 - $\dot{\gamma}_0 = 4$ об/сек. Увеличением устойчивости и уменьшением момента инерции величина $\delta\theta$ может быть снижена.

На рис.4 показано влияние длины стартового участка s_k . Предполагается, что конечная скорость во всех случаях одинаковая. Изменяя соответствующим образом среднее ускорение, могут быть сделаны оценки величины $\delta\theta$ при разной длине стартового участка. Во всех случаях предполагается, что ракета вращается с постоянной угловой скоростью 8 об/сек. Штрих «'» соответствуют эксцентриситету с законом $f(s) = \sin \gamma(s)$, «''» – $f(s) = \cos \gamma(s)$. Сокращение длины стартового участка

(увеличивается величина тяги; величина линейного эксцентриситета $\varepsilon = 0.005$ м одинакова во всех случаях) приводит к увеличению $\delta\theta$.



Заключение. Получены аналитические выражения для оценки угловых отклонений, возникающих на активном участке полета под воздействием эксцентриситета тяги. В случае метеорологической ракеты «Мера» аналитические оценки хорошо согласуются с результатами моделирования траекторий.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Россер Д. и др. Математическая теория неуправляемых ракет./ М.: ИЛ, 1950.
2. Гантмахер Ф.Р., Левин Л.М. Теория полета неуправляемых ракет./ М.: Гос. Изд. Физико-математической литературы, 1959.
3. Лебедев А.А., Чернобровкин Л.С. Динамика полета беспилотных летательных аппаратов./ М.: ОБОРОНГИЗ, 1962.
4. Кисилев С.П., Чуев Ю.В. Рассеивание ракет./ М.: Воениздат, 1964.
5. Дмитриевский А.А., Лысенко Л.Н. Внешняя баллистика./ М.: Машиностроение, 2005. – 608 с.
6. Кузнецов В.М. и др. Новая российская метеорологическая ракета (Мера) для атмосферных исследований: разработка и применение // Развитие идей К.Э.Циолковского. Материалы XLIV научных чтений памяти К.Э.Циолковского. Калуга. 2009. - с.204.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ И СБОРКИ НА ДИНАМИКУ ПОЛЕТА ГРАНАТЫ

КЭРТ Б.Э., СЕЛЕЗНЕВА К.И.

*Балтийский государственный технический университет,
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, д.1.
Тел. (812) 495-77-90, E-mail Kert@mail.ru*

Описанная в [1] методика расчета пространственного движения статически и динамически асимметричного снаряда применяется к анализу влияния точности изготовления и сборки элементов боеприпаса на характеристики технического рассеивания методами статистического моделирования. При проведении расчетов динамические характеристики (масса, моменты инерции, положение центра масс) снаряда задаются в зависимости от конкретной реализации размеров его элементов и погрешностей их сборки в рамках задаваемых допусков. Предполагается, что снаряд представляет собой сборку, составленную из тел вращения, изготовленных и собранных с погрешностями, определенными допусками, указанными на сборочном чертеже, и связанных с ними тел с заданными динамическими характеристиками. Динамические характеристики сборки определяются в соответствии с известными соотношениями геометрии масс [2]. Полости конструкции сборки рассматриваются как тела отрицательной массы, вложенные в тела положительной массы. Процесс статистического моделирования сводится к расчету последовательности движений снаряда по траектории для различных реализаций его динамических характеристик при неизменных начальных условиях движения, соответствующих правильному выходу снаряда из канала ствола. Предполагается, что такое исследование позволит рационально задавать допуски на точность изготовления и сборки элементов боеприпасов. Конкретные расчеты проводятся для выстрела из 40-мм автоматического гранатомета. В отличие от [3] постановка задачи о движении снаряда не содержит каких-либо упрощающих предположений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Э. Кэрт, Д.А.Никитин, Я.О.Павлов, К.И.Селезнева. Численное моделирование пространственного движения снаряда. Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы.- 2009 г., вып. 3, стр.42-50.
2. Лурье А. И. Аналитическая механика.- М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1961 г.- 824с.
3. Могильников Н.В., Горбунов В.В., Левицкий Л.Ф. Движение снаряда в стволе и на траектории: 2-е изд. доп.- Тул. гос. ун-т. Тула 2007 – 144 с.

ВЛИЯНИЕ ЛЮФТА КОНСОЛЕЙ СТАБИЛИЗАТОРА НА ДИНАМИКУ ПОЛЕТА АРТИЛЛЕРИЙСКОГО СНАРЯДА

МОРОЗОВ В.И., ДОЛГОВА Т.С., АКУЛИНИН С.И.

Государственное унитарное предприятие
«Конструкторское бюро приборостроения»
300001, Тула, ул. Щегловская засека, 59,
т. (4872) 41-00-68, факс: (4872) 42-61-39; 46-98-61,
E-mail: kbkedr@tula.net

В работе исследуются автоколебания вращающегося по крену осесимметричного снаряда, обусловленные люфтом консолей четырехконсольного стабилизатора.

Люфт консолей стабилизатора приводит к перемещению попарно противоположных консолей стабилизатора под действием аэродинамических нагрузок, прижимающих каждую пару консолей к одному из упоров, на дополнительные углы атаки в пределах люфта, равного $\pm b$. Динамическая модель планера с учетом люфта в виде структурной схемы приведена на рисунке 1 (для случая перекомпенсирующей нагрузки). На рисунке 1 обозначено: p – оператор дифференцирования; δ_y, δ_z – углы отклонения рулей; ω_x – угловая скорость вращения снаряда по крену; ω_{y1}, ω_{z1} – угловые скорости разворота оси снаряда; ω_y, ω_z – угловые скорости разворота вектора скорости; $\alpha_{св}, \beta_{св}$ – углы атаки и скольжения снаряда в связанной с вращающимся снарядом системе координат; $\alpha_{ст}, \beta_{ст}$ – углы атаки и скольжения стабилизатора в связанной с вращающимся снарядом системе координат; $\Delta\alpha, \Delta\beta$ – углы отклонения стабилизатора, обусловленные люфтом; $a_{2ф}, a_{2ст}, a_{4ф}, a_{4ст}$ – динамические коэффициенты фюзеляжа и стабилизатора. При нулевых углах отклонения рулей структурную схему планера можно привести к виду, показанному на рисунке 2. На рисунке 2 обозначено: $\bar{\alpha}_{св}, \bar{\Delta\alpha}$ – комплексные координаты: $\bar{\alpha}_{св} = \alpha_{св} + j\beta_{св}$, $\bar{\Delta\alpha} = \Delta\alpha + j\Delta\beta$; $F(\bar{\alpha}_{св})$ – двумерная нелинейная функция; $W_L(p)$ – передаточная функция линейной части системы.

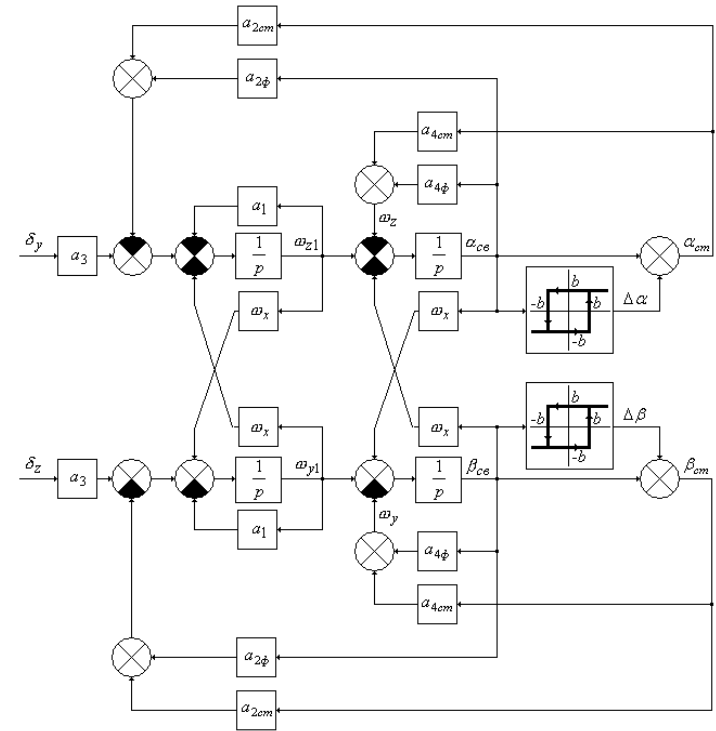


Рисунок 1

$$W_n(p) = \frac{\frac{T_{cm}^2}{\tau_{cm}}(p - j\omega_x) + 1}{T^2(p - j\omega_x)^2 + 2\xi T(p - j\omega_x) + 1} \cdot \frac{T^2}{T_{cm}^2},$$

$$\text{где } T = \sqrt{\frac{1}{a_2 + a_1 a_4}}; \quad \xi = \frac{a_1 + a_4}{2} T; \quad \tau = \frac{1}{a_4}; \quad T_{cm} = \sqrt{\frac{1}{a_{2cm} + a_1 a_{4cm}}};$$

$$\tau_{cm} = \frac{1}{a_{4cm}}; \quad a_2 = a_{2\phi} + a_{2cm}; \quad a_4 = a_{4\phi} + a_{4cm}$$

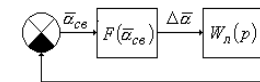


Рисунок 2

Методом гармонического баланса определим круговые автоколебания планера по углам $\alpha_{св}$ и $\beta_{св}$ в виде

$$\bar{\alpha}_{св} = A \cos \omega_a t + j A \sin \omega_a t,$$

где A – амплитуда, ω_a – частота автоколебаний.

Для первой гармоники $\bar{x}^{-1}$ величины $\bar{x}$ получаем: $\bar{x}^{-1} = W_n(A) \bar{\alpha}$,

где $W_n(A)$ – передаточная функция нелинейного звена:

$$W_n(A) = \begin{cases} \frac{4b}{\pi A} \exp\left(-j \arcsin \frac{b}{A}\right), & \text{если } \omega_a > 0; \\ \frac{4b}{\pi A} \exp\left(j \arcsin \frac{b}{A}\right), & \text{если } \omega_a < 0 \end{cases}.$$

Из условия возникновения автоколебаний

$$W_n(A) W_l(j\omega_a) = -1 \quad (1)$$

следует:

$$\frac{4}{\pi} |W_l(j\omega_a)| = \frac{1}{-\sin(\arg W_l(j\omega_a))} = \frac{A}{b}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что частота автоколебаний зависит только от параметров линейной части системы, а амплитуда автоколебаний прямо пропорциональна величине b .

Для примера рассмотрим планер со следующими параметрами:

$a_1 = 1,0$ 1/с; $a_2 = 434$ 1/с²; $a_{2cm} = 516$ 1/с²; $a_4 = 0,55$ 1/с; $a_{4cm} = 0,44$ 1/с, $\omega_x/2\pi = 6$ Гц. Решая графически уравнение (2) (рисунок 3), получим два значения частоты автоколебаний, одно из которых (8,8 Гц) не соответствует условию (1). Частота автоколебаний равна 9,9 Гц, соотношение

$A/b = 4$. Частота автоколебаний в невращающейся системе координат составит 3,9 Гц в положительном направлении, что превышает собственную частоту планера приблизительно в 1,5 раза.

На рисунке 4 приведен пример влияния люфта на колебания по углам атаки и скольжения и траекторию снаряда. Цифрами обозначено: 1) $b = 0$; 2) $b = 0,5^\circ$; 3) $b = 1,5^\circ$.

При пружинной нагрузке на стабилизатор $\alpha_{см} = \alpha - \Delta\alpha$, $\beta_{см} = \beta - \Delta\beta$. Условие возникновения автоколебаний примет вид:

$$\frac{4}{\pi} |W_l(j\omega_a)| = \frac{1}{\sin(\arg W_l(j\omega_a))} = \frac{A}{b}. \quad (3)$$

Частота автоколебаний составит 3,2 Гц (рисунок 5), в невращающейся системе координат 2,8 Гц в отрицательном направлении,

что составляет 0,8 от собственной частоты снаряда.

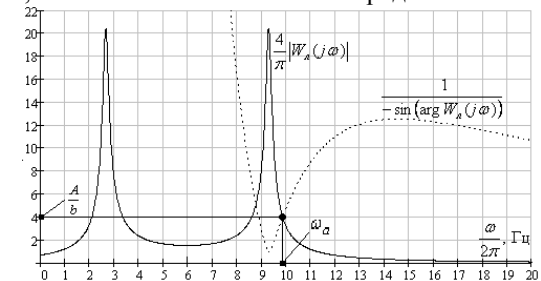


Рисунок 3

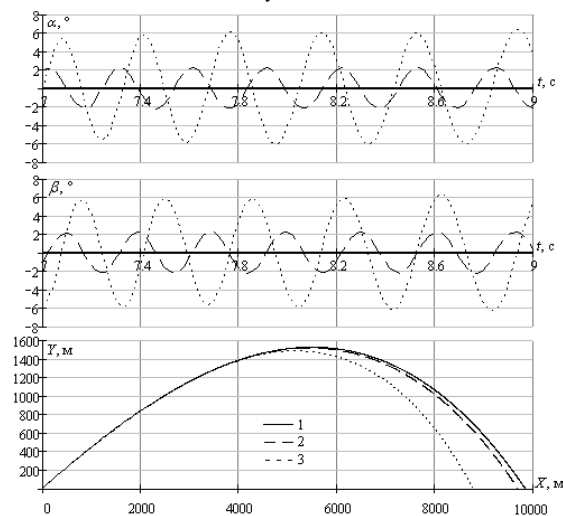


Рисунок 4

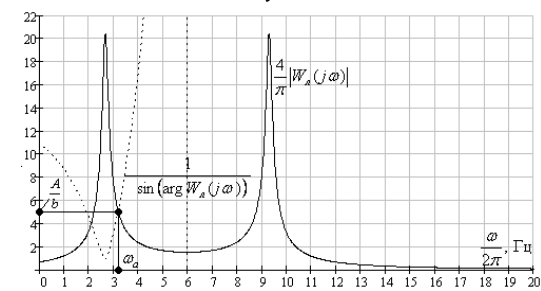


Рисунок 5

Проведенные исследования позволяют определить требования к допустимой величине люфта консолей стабилизатора.

СПОСОБ НАВЕДЕНИЯ МИНЫ ДЛЯ ПОРАЖЕНИЯ ЦЕЛЕЙ ЗА ОБРАТНЫМИ СКАТАМИ ВОЗВЫШЕННОСТЕЙ

МОРОЗОВ В.И., НЕДОСЕКИН И.А., ЛЕОНОВА Е.Л.

Государственное унитарное предприятие

«Конструкторское бюро приборостроения» (ГУП «КБП»)

300001, Тула, Щегловская засека, 59

т. (4872) 41-0068, факс (4872) 42-6139, E-mail kbkedr@tula.net

Разрабатываемые за рубежом самонаводящиеся мины Merlin (Великобритания) и Bussard (Германия) выводятся в зону захвата цели головкой самонаведения (ГСН) по баллистической траектории. Для максимально возможного увеличения дальности стрельбы (4,2 и 5,0 км соответственно) используются мощные метательные заряды, вследствие чего стартовая перегрузка мины возрастает до 10000 ед.

Наличие баллистического (неуправляемого) участка значительной протяженности (вплоть до начала самонаведения), даже при минимальном угле пуска в вертикальной плоскости $\theta_0 = 45^\circ$, делает траектории вывода мины в зону захвата цели ГСН навесными.

Это, с одной стороны, ограничивает боевое применение мин в условиях низкой (200 – 500 м) облачности, так как при подходе мины к цели на расстояние, соответствующее дальности захвата цели ГСН, высота ее траектории может достигать 700 – 1600 м, с другой стороны, усложняет систему подготовки стрельбы – для перекрытия всего диапазона дальностей стрельбы (минимальная дальность применения мины Bussard – 800 м) требуется расширение номенклатуры метательных зарядов, а перед запуском мины необходимо рассчитать и передать на ее борт установки (моменты включения маршевого двигателя, раскрытия рулей, разарретирования гирокоординатора и сброса носового обтекателя), изменяющиеся в зависимости от дальности стрельбы и используемого метательного заряда.

Целью настоящей работы является поиск рационального направления совершенствования динамической структуры бортовой аппаратуры мины, устраняющего или существенно ограничивающего отмеченные недостатки.

Эскизное проектирование возможных вариантов построения бортовой аппаратуры мины и последующее исследование динамики ее наведения показали, что для расширения возможностей боевого применения мины в условиях низкой облачности, а также снижения допустимой высоты нижней границы облачности во всем диапазоне дальностей стрельбы при одновременном упрощении системы ее

подготовки бортовая аппаратура мины должна иметь возможность непосредственно после выстрела формировать программные траектории ее вывода в зону захвата цели ГСН в вертикальной плоскости, обеспечивающие так называемый «нырок под облака» и последующий полет мины под облаками до захвата цели.

Для обеспечения возможности программного разворота мины в вертикальной плоскости на ее борту необходимо иметь информацию о направлении местной вертикали. Такую информацию может дать свободный трехстепенной гироскоп крена (ГК) с датчиком угла крена и маятниковой системой предварительной (до выстрела) ориентации опорной системы координат по местной вертикали (ось подвеса наружной рамки ГК ориентируется в направлении продольной оси мины, а ось чувствительности датчика угла крена располагается по оси подвеса наружной рамки). Как показывают результаты математического моделирования динамики системы управления миной на участке программного вывода в зону захвата цели ГСН, точность ориентации опорной системы координат (СК) относительно вертикали должна быть не хуже $\pm (7 - 10^\circ)$.

Следует отметить некоторые особенности постановки ГК на борт мины, связанные с относительно большим диапазоном изменения угла тангажа ϑ мины в процессе ее наведения на цель (от 45° в момент старта до минус 45° в момент подхода к цели) и ограничениями на допустимый угол $\Delta\beta$ разворота плоскости внутренней рамки ГК относительно плоскости, перпендикулярной плоскости наружной рамки, гарантирующими его работоспособность (для ГК, используемых в малогабаритных ракетах, величина этого угла обычно не превышает 65°).

Анализ возможных схем подвеса ротора гироскопа крена показывает, что углы разворота плоскости внутренней рамки ГК относительно наружной в условиях стрельбы миной будут минимальны, если плоскость его наружной рамки в момент разарретирования лежит в вертикальной плоскости стрельбы.

Зависимость угла прокачки внутренней рамки гироскопа $\Delta\beta$ от величины отклонения $\Delta\vartheta$ угла тангажа мины ϑ от начального положения и начального отклонения плоскости наружной рамки от вертикальной плоскости стрельбы γ_0 выражается формулой:

$$\Delta\beta = \arcsin(\sin \Delta\vartheta \cdot \sin \gamma_0).$$

Расчеты показывают, что для обеспечения работоспособности ГК при изменении $\Delta\vartheta$ угла тангажа мины до минус 90° плоскость наружной рамки должна быть ориентирована относительно вертикальной плоскости стрельбы на момент разарретирования гироскопа с точностью не хуже $\pm 60^\circ$.

Требуемую угловую ориентацию плоскости наружной рамки ГК относительно вертикальной плоскости стрельбы можно обеспечить ориентированным по углу крена заряджанием мины, что не вызовет затруднений.

При этом ГК должен иметь маятниковую систему ориентации опорной СК относительно вертикали (аналогичную реализованной в ГК некоторых ПТУР) с точностью определения вертикали не хуже $\pm 10^\circ$.

Для обеспечения программного разворота мины на ее борту, кроме ГК, необходимо иметь формирователь программных команд и переключатель программ работы аппаратуры управления (АУ), выведенный на корпус мины и устанавливаемый перед стрельбой в зависимости от дальности до цели и высоты облачности в одно из трех фиксированных положений, в соответствии с которыми в АУ автоматически устанавливается программная команда вывода мины в зону захвата цели ГСН и изменяются времена задержки включения маршевого двигателя, раскрытия рулей и сброса носового обтекателя.

Проведенные сравнительные исследования динамики наведения гипотетической мины при постоянном угле возвышения ствола 45° и использовании четырех метательных зарядов со скоростями выхода мины 140, 166, 186 и 204 м/с показали, что предлагаемая динамическая структура бортовой аппаратуры управления мины с ГК и выводом ее в зону захвата цели ГСН по программным траекториям, по сравнению с АУ без ГК и баллистическими траекториями вывода в зону захвата, позволяет:

- расширить диапазон дальностей стрельбы при высоте нижней границы облачности 500 м и менее с 1,6 – 3,0 км до 1,6 – 6,0 км, а также расширить весь возможный диапазон дальностей стрельбы с 1,6 – 7,5 км до 1,6 – 9,0 км;

- исключить (или существенно упростить) систему ввода установок:

- при стрельбе в диапазоне дальностей 1,6 – 6,0 км установки на борт мины не вводятся вообще;

- при стрельбе в диапазонах дальностей 4,6 – 8,0 км и 7,0 – 9,0 км переключатель программ работы АУ на корпусе мины переводится из исходного (первого), соответственно, во второе или третье положение.

Следует отметить некоторые дополнительные возможности предлагаемого варианта динамической структуры бортовой аппаратуры управления мины.

При использовании системы ввода установок на борт мины перед стрельбой (как это делается в известных управляемых минах) вместо переключателя программ работы АУ предлагаемая аппаратура управления позволяет сформировать отвесные траектории наведения мины на цель с

углами подхода 90° и более, что обеспечивает возможность стрельбы миной по целям, расположенным за укрытиями (обратные скаты холмов или гор, здания и сооружения) при условии их подсвета. При этом программный разворот мины на цель осуществляется за счет формирования соответствующей программной команды «вниз», а момент подачи указанной команды передается на борт мины при вводе установок в зависимости от дальности до цели.

На рисунке 3 приведено семейство возможных траекторий наведения в диапазоне дальностей 2,8 – 6,0 км, полученных при $V_0 = 204$ м/с и углах возвышения $\theta_0 = 60 - 80^\circ$.

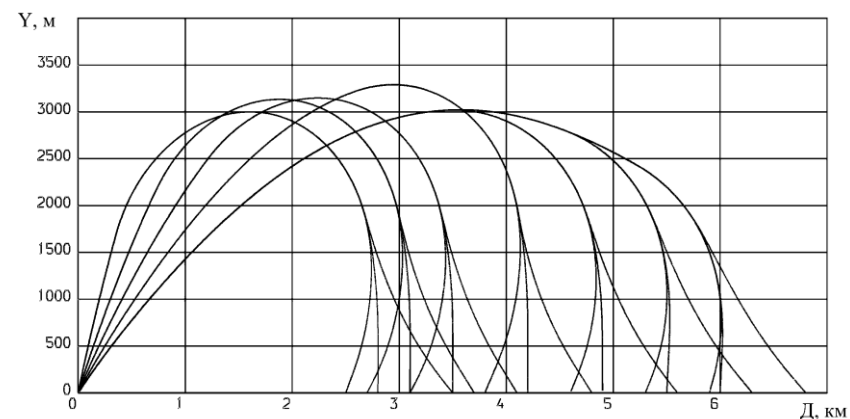


Рисунок 3 – Траектории наведения мины при стрельбе по целям, находящимся в укрытии

Предложенные подходы к формированию траекторий вывода мины в зону захвата цели ГСН могут быть использованы также при разработке управляемых артиллерийских снарядов.

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТРАЕКТОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕАКТИВНЫХ СНАРЯДОВ И СНАРЯДОВ С ГАЗОГЕНЕРАТОРОМИ ДОПЛЕРОВСКИМИ РАДИОЛОКАЦИОННЫМИ СТАНЦИЯМИ

ЧВАНОВ А.Е., БЕЛОЗЕРОВ В.А.

Федеральное казенное предприятие

«Нижнетагильский институт испытания металлов»

622015, Нижний Тагил, Гагарина ул. д. 29,

т. (3435) 47-51-15, факс (3435) 47-52-20, E-mail skb@ntiim.ru

Использование радиолокационных станций серии «Луч» («Луч-81», «Луч-83») при стрельбовых испытаниях снарядов, оснащенных реактивными двигателями или газогенераторами, показало ограниченность возможностей РЛС трехсантиметрового диапазона в плане дальности сопровождения боеприпаса.

Рассмотрена зависимость эффективной поверхности рассеивания (ЭПР) от длины волны зондирующего сигнала.

Показано, что при частотах зондирующего сигнала, характерных для станций серии «Луч» (10,5 ГГц) коэффициент отражения от ионизированной струи газов работающего реактивного двигателя или газогенератора стремится к нулю из-за поглощения радиоволн ионизированным газом, и, соответственно, существенно снижается дальность сопровождения.

Показана целесообразность выбора частоты станции для определения траекторных параметров реактивных снарядов и снарядов с газогенераторами в пределах 2,5-3,0 ГГц.

Разработан макетный образец станции с мощностью передатчика 300мВт, проведены его испытания, получена дальность сопровождения 152 мм реактивных снарядов. Дальнейшее увеличение дальности возможно путем повышения мощности передающего устройства.

Фундаментальные основы баллистического проектирования
2010

Секция 2

Аэродинамика и аэротермобаллистика



ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ДВУХФАЗНОЙ СТРУИ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ АЭРОВЗВЕСИ ПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ

¹АРХИПОВ В.А., ¹ЖАРОВА И.К., ²КУЗНЕЦОВ Г.В., ²МАСЛОВ Е.А.

¹Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета
634050, Томск, пр. Ленина, 36,

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

т. (3822) 529-522, E-mail mcconf@mail.tsu.ru, leva@niipmm.tsu.ru

Перспективным способом перфорации конструкционных материалов и нанесения на их поверхность износостойких и защитных покрытий является воздействие высокотемпературной гетерогенной струи, содержащей порошки корунда (Al_2O_3). В настоящее время наибольшее распространение получили два способа получения двухфазной струи – ввод порошка Al_2O_3 в высокотемпературную газовую струю и использование газогенераторов с зарядом смесового металлизированного твердого топлива (СТТ). При реализации этих способов возникают проблемы, связанные с предварительным получением порошков оксида алюминия и разработкой оптимальных составов СТТ.

В представленной работе рассматривается способ получения высокотемпературной гетерогенной струи путем сжигания порошка алюминия в высокотемпературном потоке воздуха. Предлагаемый способ обладает рядом преимуществ – использованием относительно недорогих порошков алюминия промышленных марок АСД-1 – АСД-8 и возможностью управления технологическим процессом за счет регулирования структуры и расхода газовой и твердой фаз.

Представлена физико-математическая модель горения порошка алюминия в высокотемпературном воздушном потоке, гидродинамики и теплообмена при взаимодействии высокотемпературной гетерогенной струи с поверхностью пластины.

В качестве газовой фазы рассматривали трехкомпонентную смесь, состоящую из окислителя (кислород атмосферного воздуха), инертного разбавителя (азот атмосферного воздуха) и континуума частиц алюминия.

Для определения аэродинамических и термодинамических характеристик горячей газовой взвеси в поле течения рассматриваются две фазы с

учетом обмена между ними массой, импульсом и теплом. Задачу расчета локальных характеристик течения и горения в канале рассматривали аналогично [1]. Для газовой фазы записывали уравнения движения в форме Эйлера в предположении о том, что влияние локальных разрывов в потоке, вызванных наличием в газе конденсированных частиц, незначительно. Для частиц алюминия конечного числа фракций записывали уравнения движения в форме Лагранжа, уравнения для изменения диаметра частиц за счет горения и уравнения теплового баланса. В правые части уравнений для газовой фазы включали дополнительные члены, характеризующие взаимодействие частиц с газовой средой.

Характеристики турбулентности рассчитывались на основе двухпараметрической модели с использованием балансных уравнений для кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε . Период индукции воспламенения частиц каждой фракции определялся из уравнения теплового баланса с учетом уравнения кинетики окисления алюминия [2]. При разогреве частицы до температуры воспламенения T_{ign} стадия воспламенения переходит в стадию горения.

Математическая модель использована для расчета характеристик течения и горения алюминиево-воздушной смеси в камере сгорания. Основная серия расчетов проведена для смеси воздуха и порошка алюминия АСД–4 средним диаметром частиц $D_{32} = 7.4 \cdot 10^{-6}$ м. Радиальные распределения температуры удовлетворительно согласуются с измеренными значениями [3]. Максимальные значения температуры достигаются в периферийной области камеры сгорания. С увеличением начальной степени турбулентности зона горения смещается в приосевую область камеры сгорания. Увеличение размера исходных частиц алюминия приводит к смещению зоны их окисления в периферийную область камеры сгорания.

Процессы гидродинамики и теплопереноса при натекании на пластину высокотемпературной струи, содержащей твердые частицы, рассматривались в рамках модели равновесного течения двухфазной среды «газ – твердые частицы» [4, 5] при следующих допущениях: радиационный теплообмен на поверхности пластины пренебрежимо мал; возможные процессы плавления и окисления материала пластины активными компонентами газовой струи отсутствуют, частицы в струе не взаимодействуют между собой и в течение всего процесса не изменяют своей формы и массы. Математическая модель процессов переноса в газовой фазе представлена системой уравнений Навье – Стокса для сжимаемого вязкого газа с соответствующими начальными и граничными условиями. На границе раздела сред «струя-пластина» задавались условия сопряжения. Движение совокупности частиц дисперсной фазы основано на использовании ла-

гранжева подхода и описывалось уравнением движения частицы с учетом сил вязкого сопротивления и силы тяжести. Численное решение задачи газовой динамики реализовано методом контрольных объемов [6, 7].

На рис. 1, 2 приведены типичные результаты математического моделирования образования кратера в пластине под воздействием дозвуковой высокотемпературной струи с высоким массовым содержанием частиц. Численный анализ осуществлен при значениях параметров, соответствующих условиям перфорации конструкционных материалов.

Предложенная технология получения высокотемпературной гетерогенной струи и физико-математическая модель процессов горения частиц Al, гидродинамики и теплообмена при натекании струи на преграду позволяют проводить оценку и оптимизацию параметров технологических устройств, предназначенных для обработки конструкционных материалов в режимах как перфорации, так и нанесения покрытий.

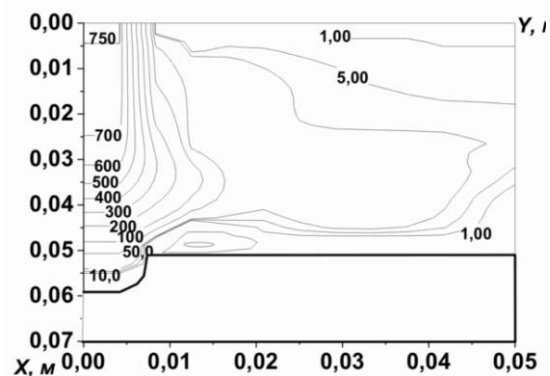


Рис. 2 – Изотахи высокотемпературной двухфазной струи при термомеханическом разрушении, $t = 0,8$ с

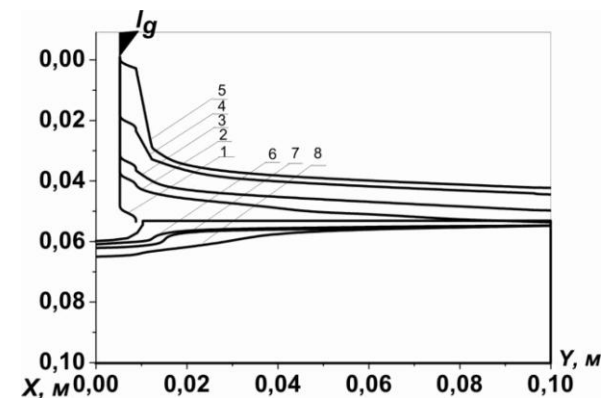


Рисунок 3 – Изотермы в системе «струя-пластина», $t = 0,8$ с:
1 – $T = 3000$ К; 2 – $T = 2800$ К; 3 – $T = 2500$ К; 4 – $T = 100$ К;
5 – $T = 1000$ К; 6 – $T = 450$ К; 7 – $T = 400$ К; 8 – $T = 305$ К

ЛИТЕРАТУРА

1. Архипов В.А., Матвиенко О.В., Трофимов В.Ф. Горение распыленного жидкого топлива в закрученном потоке // ФГВ. – 2005. – Т. 41, № 2. – С. 26-37.
2. Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Фролов Ю.В., Логачев В.С., Коротков А.И. Горение порошкообразных металлов в активных средах – М.: Наука, – 1972.
3. Егоров А.Г. Горение дисперсного алюминия в потоке воздуха. – Самара: Изд-во СНЦ РАН. – 2008.
4. 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.
5. Райзберг Б.А., Ерохин Б.Т., Самсонов К.П. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. – М.: Машиностроение, 1972. – 383 с.
6. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
7. Жарова И.К., Кузнецов Г.В., Маслов Е.А. Термомеханическое разрушение бетонной пластины под действием высокотемпературной гетерогенной струи // Физика и химия обработки материалов. – 2006. – № 6. – С. 61 – 68.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГАЗОВЫХ ЗАВЕС ПРИ ВДУВЕ ИНОРОДНОГО ГАЗА В СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК АРГОНА

ВИНОГРАДОВ Ю.А., ЗДИТОВЕЦ А.Г., СТРОНГИН М.М., ТИТОВ А.А.

НИИ Механики МГУ

119192, Москва, Мичуринский проспект д.1

т.(495) 939-25-37, факс (495) 939-38-68, E-mail zditovets@mail.ru

Одним из перспективных методов защиты поверхностей, подверженных воздействию высокотемпературных газовых потоков, является пленочное охлаждение с вдувом охлаждающего газа через пористые проницаемые поверхности. Подробные исследования, посвященные данному вопросу, можно найти в работах [1-2]. В предлагаемой работе экспериментально исследуется вдув гелия в сверхзвуковой поток аргона. Выбор такой комбинации газов основан на результатах, полученных авторами работы [3]. Известно, что коэффициент восстановления температуры g_0 на плоской непроницаемой поверхности в сверхзвуковом потоке определяется критерием Прандтля $g_0 = Pr^{1/3}$ (что подтверждено экспериментально для воздуха, т.е. в окрестности $Pr=0.7$). Чем меньше значение g_0 , тем меньше температура адиабатической стенки, и при прочих равных условиях стенка испытывает меньшие тепловые нагрузки. Таким образом, влияя на величину критерия Прандтля, мы можем влиять на величину g_0 и, следовательно, на величину температуры адиабатической стенки. Смесь газов аргона и гелия при определенной концентрации имеет минимум по критерию Прандтля $Pr_{min}=0.42-0.37$ в зависимости от температуры. Изменяя интенсивность вдува гелия в сверхзвуковой поток аргона, мы изменяем концентрацию гелия в пристенной области и тем самым изменяем величину Pr в этой же области. За счет смешения вдуваемого гелия с основным потоком аргона концентрация гелия в пристенной области непрерывно падает (уменьшается по направлению движения потока). Можно ожидать, что существует зона в пристенной области, где концентрация гелия достигает величины, при которой Pr смеси равен Pr_{min} и, следовательно, величины g_0 и температуры адиабатической стенки также примут минимальное значение, а эффективность газовой завесы в этом месте будет максимальной. Экспериментальной проверке данного предположения посвящена предлагаемая работа.

Экспериментальные исследования проводились на малорасходной аэродинамической установке, расположенной в НИИ механики МГУ. Рабочая часть установки состоит из осесимметричного сверхзвукового про-

филированного сопла с коническим каналом. В канале коаксиально располагается модель с пористым проницаемым участком, через который осуществляется вдув газа в сверхзвуковой поток. Температурное поле поверхности модели, над которой организуется газовая завеса (поверхность модели за проницаемым участком), фиксируется тепловизором ThermoCAM SC 3000. Параметры основного газового потока и вдуваемого газа регистрируются многоканальной быстродействующей системой фирмы National Instruments.

В результате проведенных исследований получены следующие данные. При вдуве гелия в сверхзвуковой поток аргона наблюдается существенное снижение температуры адиабатической стенки в области газовой завесы, что не происходит при вдуве однородного газа (аргон в аргон), при идентичных условиях набегающего потока и параметрах вдуваемого газа (температура, массовый расход). Таким образом, реализуется режим, при котором температура поверхности в области газовой завесы ниже, чем температура вдуваемого охлаждающего газа. Полученные данные качественно подтверждают предположение о влиянии критерия Прандтля смеси, получаемой в области газовой завесы, на температуру адиабатической стенки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08 – 08 – 00114 и гранта Президента РФ МК-595.2009.8

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1985. 320 с.
2. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
3. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проницаемой пластине при вдуве инородного газа // ТВТ, 2007, т.45, №4, с.543-551

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ УДЛИНЕННЫХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

ЖУРАВЛЕВА Г.С.¹, ПИЛЮГИН Н.Н.²

¹Институт математики, экономики и информатики

Иркутского государственного университета

664003, Иркутск, К Маркса ул., д.1, т (3952) 242-214,

факс (3952) 243-963, E-mail zhur@math.isu.ru

²НИИ механики Московского государственного университета

119899, Москва, Мичуринский пр-т, д.1, (495) 939-52-98,

E-mail pilyugin@yandex.ru

При движении летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью в атмосфере под воздействием аэродинамического нагрева тело испытывает интенсивное тепловое и силовое воздействие, которое может привести к разрушению теплозащитного покрытия. Для снижения максимальной температуры поверхности используют вдув газа с поверхности пористого затупления. Для обеспечения большей устойчивости в полете аппарату сообщают начальное вращательное движение вокруг продольной оси. Наличие вращательного движения и вдува газа приводит к изменению условий обтекания и, следовательно, к изменению теплового и силового воздействия атмосферы на движущееся тело. С увеличением скорости движения в газе большую роль начинают играть аэродинамический нагрев и трение на поверхности тела при турбулентном течении в ударном слое.

В работе численно исследуется сверхзвуковое обтекание затупленных удлиненных тел неравномерным потоком вязкого газа из сверхзвукового источника. Предполагаем, что вращается вокруг оси симметрии с постоянной угловой скоростью либо все тело как единое целое, либо его носовая часть. Для защиты поверхности тела от высоких тепловых потоков в пограничный слой с поверхности пористого затупления подается охладитель - другой газ (гелий или азот). Рассматривается процесс бинарной диффузии вдуваемого газа при условии, что в смеси не происходят химические реакции.

В качестве газодинамической модели течения используется система уравнений вязкого ударного слоя, которая получается из осредненных уравнений Навье - Стокса с помощью тех же предположений, что и в [1]. В безразмерных переменных в ортогональной системе координат x, y, ϑ , связанной с поверхностью тела, уравнения имеют вид [2]

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial x}(\rho r_w u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho r_w v) = 0, \\
 & \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\sin \alpha}{r_w} w^2 \right) = -\varepsilon \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_\Sigma}{K} \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\
 & \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\sin \alpha}{r_w} u w \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_\Sigma}{K} \frac{\partial w}{\partial y} \right), \\
 & \rho \left(k u^2 + \frac{\cos \alpha}{r_w} w^2 \right) = \frac{\partial p}{\partial y}, \\
 & \rho \left(u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_\Sigma}{Sc_\Sigma K} \frac{\partial c}{\partial y} \right), \\
 & \rho \left(u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) = 2 \varepsilon u \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2 \mu_\Sigma}{K} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_\Sigma}{\sigma_\Sigma K} \frac{\partial h}{\partial y} \right) - \\
 & \quad \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu_\Sigma}{K} \left(\frac{1}{\sigma_\Sigma} - \frac{1}{Sc_\Sigma} \right) (c_{p_2} - c_{p_1}) T \frac{\partial c}{\partial y} \right], \\
 & p = \rho T, \quad \mu = T^\omega, \\
 & K = \varepsilon Re, \quad Re = \frac{\rho_\infty V_\infty R_0}{\mu_0}, \quad \varepsilon = \frac{\gamma - 1}{2\gamma}, \quad \mu_0 = \mu(T_0) = T_0^\omega, \\
 & T_0 = \frac{V_\infty^2}{2c_p}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad \sigma_\Sigma = \frac{\mu_0 \mu_\Sigma c_p}{\lambda_\Sigma}, \quad Sc_\Sigma = \frac{\mu_0 \mu_\Sigma}{\rho D_\Sigma}, \\
 & h = (cc_{p_2} - (1-c)c_{p_1})T, \quad c_v = cc_{v_2} - (1-c)c_{v_1}.
 \end{aligned}$$

На ударной волне задавались обобщенные условия Рэнкина-Гюгонно. На поверхности тела - условие прилипания для продольной составляющей скорости, расход газа, значение азимутальной скорости, условие для концентрации вдуваемого газа и температуру стенки. Для определения коэффициентов полного переноса используется алгебраическая модель [1]. Набегающий поток сжимаемого газа представляет собой осесимметричное сдвиговое течение из сверхзвукового источника [2].

Для численного решения уравнений используется модифицированный метод И.В. Петухова, имеющий четвертый порядок аппроксимации по нормальной координате к поверхности и первой – по продольной и окружной координатам.

Вдув газа с поверхности тела является эффективным средством

снижения теплового потока, поэтому возникает задача определения наилучшего способа организации вдува. Для моделирования различных способов вдувания газа с поверхности пористого затупления проведено исследование тепло и массообмена на поверхности вращающегося параболоида. Так как на практике величина суммарного расхода вдуваемого газа всегда ограничена, наилучший закон распределения вдува, обеспечивающий снижение максимального значения теплового потока к телу, целесообразно искать при фиксированном значении суммарного расхода газа.

Результаты расчетов обтекания параболоидов показывают, что профили продольной компоненты скорости при вращении являются более наполненными в критической точке и на обводе параболоида. Температура газа внутри ударного слоя при вращении тела больше, чем без вращения. На боковой поверхности это связано с ненулевой азимутальной компонентой скорости, которая дает дополнительный вклад в диссипативный разогрев газа в ударном слое.

Вращение значительно влияет на тепловой поток, коэффициенты продольного и поперечного трения, коэффициент массообмена. Характер распределения указанных коэффициентов остается таким же как и вдоль не вращающегося параболоида. При турбулентном течении максимум теплового потока достигается на боковой поверхности. Рост параметра вращения ведет к увеличению теплового потока, коэффициентов продольного и поперечного трения, коэффициента массообмена и в критической точке и на обводе параболоида.

Вращение параболоида при рассматриваемых условиях обтекания приводит к возрастанию локальных аэродинамических коэффициентов. Анализ полученных результатов показал, что зависимость максимального значения теплового потока от закона вдува газа с поверхности пористого затупления является немонотонной. Следовательно, существует наилучшее распределение вдува с фиксированным суммарным расходом, при котором распределение теплового потока вдоль поверхности сферы является оптимальным. С точки зрения теплозащиты вдув газа с неравномерным распределением расхода более эффективен, чем вдув с равномерным распределением расхода при том же значении суммарного расхода газа.

Показано, что во всем рассмотренном диапазоне чисел Рейнольдса и расхода вдуваемого газа вращение приводит к увеличению теплового потока к телу, зависимость которого от продольной координаты немонотонна – максимум достигается не в критической точке, а в точке, расположенной на боковой поверхности тела.

Исследовалось течение около параболоида, с вращающейся носовой части которого вдувается газ с переменным по обводу расходом. Носовая часть тела производит раскрутку набегающего потока, поэтому максимум азимутальной компоненты вектора скорости достигается на по-

верхности тела. На не вращающейся части параболоида азимутальная компонента скорости равна нулю, однако внутри ударного слоя частицы газа имеют ненулевую азимутальную составляющую вектора скорости вследствие конвективного переноса импульса в продольном направлении. Таким образом, на хвостовой части тела азимутальная составляющая вектора скорости достигает максимума внутри ударного слоя. По мере удаления от вращающейся носовой части параболоида вниз по потоку величина максимума азимутальной составляющей вектора скорости убывает. Коэффициент поперечного трения терпит разрыв, и в точках на не вращающейся поверхности параболоида он отрицателен, так как газ раскрученный носовой частью тела, взаимодействует с неподвижной поверхностью.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (проект 07-01-00033).

ЛИТЕРАТУРА

1. Журавлева Г.С., Пилюгин Н.Н. Теплообмен и сопротивление вращающегося тела при неравномерном сверхзвуковом обтекании // Космический вызов XXI века. Том 3. Перспективные материалы и технологии для ракетно-космической техники. Под ред. А. Берлина, И. Ассовского. – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2007. С.115-122.
2. Пилюгин Н.Н., Усов В.В. Взаимодействие двух гиперзвуковых потоков от симметричных источников // Космический вызов XXI века. Том 2. Перспективные материалы и технологии для ракетно-космической техники. Под ред. А. Берлина, И. Ассовского. – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2007. С.75-91.

ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ ТЕЛ СТУПЕНЧАТОЙ ФОРМЫ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЧИСЛА МАХА

**ИСАЕВ С.А., СУДАКОВ А.Г., МИХАЛЕВ А.Н., МИТИН А.Ю.,
САДОВНИКОВ Г.С.**

*Санкт-Петербургский государственный университет гражданской
авиации, 19210, Санкт-Петербург, ул.Пилотов, д. 38,
т. (812) 771-03-11, факс (812)704-15-12, E-mail isaev3612@yandex.ru*

Рассматриваемая проблематика является одним из актуальных разделов современной гидромеханики, связанных с исследованием вихревых механизмов снижения лобового сопротивления тел ступенчатой формы – комбинации цилиндра и соосного диска в широком диапазоне изменения чисел Маха и Рейнольдса невозмущенного потока. Физическое и численное моделирование до- и сверхзвукового обтекания ступенчатых тел проводится более тридцати лет. Важной вехой в его развитии стал аэробаллистический эксперимент в ФТИ им.А.Ф.Иоффе и разработка упрощенной зональной модели расчета отрывного течения в рамках уравнений Эйлера с выделением турбулентного сдвигового слоя на границе передней срывной зоны [1].

Компоновки ступенчатых тел, характеризующиеся минимальным аэродинамическим сопротивлением, называются рациональными по сопротивлению [2]. Существует связь рациональной геометрии компоновки, определяемой диаметром диска и зазором между ним и торцом цилиндра, с числом Маха M_∞ [3]. По мере возрастания M_∞ диаметр диска d рациональной компоновки уменьшается, а величина зазора L увеличивается.

В последние годы интенсивно разрабатываются многоблочные вычислительные технологии, лежащие в основе специализированного пакета VP2/3 (скорость-давление, двумерная и трехмерная версии), а также широко применяется модифицированная с учетом поправки на кривизну линий тока модель переноса сдвиговых напряжений. По своим качествам VP2/3 не уступает универсальным пакетам типа Fluent и CFX.

В [4] проведено сравнение результатов численного моделирования сверхзвукового обтекания каплевидного тела с данными эксперимента в ФТИ им.А.Ф.Иоффе. В данной работе продолжается цикл исследований до-и сверхзвукового обтекания ступенчатых тел с акцентом на сопоставление численных прогнозов с данными аэробаллистического эксперимента и трубных испытаний (рис.1,2).

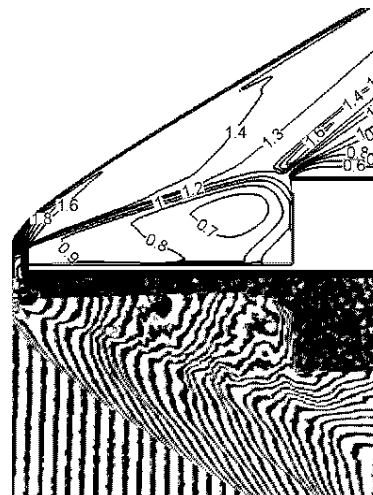


Рисунок 1 – Сравнение расчетных и экспериментальных полей относительной плотности при $M=4.15$, $d=0.23$; $L=1.45$, $Re=10^6$

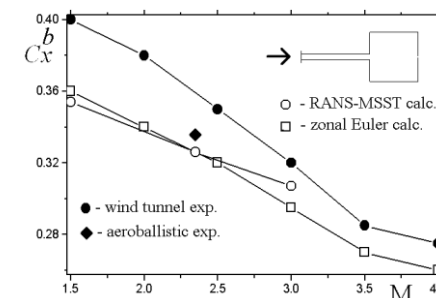


Рисунок 2 – Сравнение расчетных, в том числе на основе зональной упрощенной модели [1] результатов с экспериментальными данными трубных испытаний и аэробаллистического эксперимента для волнового сопротивления при $M>1.5$

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект №№08-01-00059).

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов И.А., Дементьев И.М., Исаев С.А., Митин А.Ю. Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной // Препринт Физико-технического института им. А.Ф.Иоффе. 1986. № 1033. 57с.
2. Исаев С.А. Численное моделирование осесимметричного обтекания низкоскоростным потоком цилиндра с соосно расположенными дисками //Инженерно-физический журнал. 1995. Т.68. N1. С.19-25.
3. Бобышев В.К., Исаев С.А. Численное исследование влияния сжимаемости на механизм снижения лобового сопротивления цилиндра с организованными срывными зонами в турбулентном потоке вязкого газа // Инженерно-физический журнал. 1998. Т.71. N4. С.606-612.
Исаев С.А., Михалев А.Н., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Моделирование турбулентного обтекания каплевидного тела с конической юбкой // Журнал технической физики. 2007. Т.52. №8. С.29-

СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ НЕ СУЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ВИХРЕВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ В ФОРМЕ ОВАЛЬНЫХ ЛУНОК

**ИСАЕВ С.А., ВОРОПАЕВ Г.А., ГРИНЧЕНКО В.Т., СУДАКОВ А.Г.,
ВОСКОБОЙНИК В.А., РОЗУМЛЮК Н.В.**

*Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, 19210, Санкт-Петербург, ул.Пилотов, д. 38,
т. (812) 771-03-11, факс (812)704-15-12, E-mail isaev3612@yandex.ru*

Рассматриваемая проблематика является одним из актуальных разделов современной гидромеханики, связанных с исследованием вихревых механизмов обтекания тел с организованной шероховатостью и совершенствования характеристик несущих поверхностей. В качестве элементов шероховатости выступают углубления (лунки), в частности сотовой формы [1,2].

В последние годы развернуты систематические экспериментальные и численные исследования вихревой генерации около овальных лунок [3]. Инициирование с их помощью спиралевидных вихрей позволяет добиться аналогичных эффектов, создаваемых крыльчатыми элементами, но с гораздо меньшими гидравлическими потерями.

Проводимые численные исследования опираются на разработку многоблочных вычислительных технологий и оригинального пакета VP2/3 [4]. Хотя пакет является специализированным, т.е. представляет каталог решенных задач, однако по своим качествам он не уступает универсальным пакетам типа Fluent и CFX.

В проведенной серии расчетов пара овальных лунок, рассматриваемых в качестве вихрегенераторов спиралевидных вихрей располагалась на участке спинки участка крыла профиля фирмы АН (рис.1). Число Рейнольдса, определенное по хорде крыла, задавалось равным 10^6 . Рассматриваются овальные удлиненные ($l=1$) лунки, расположенные на расстоянии 0.4 от носика, размером $D=0.025$ на полосе шириной 0.1 хорды. Угол наклона – 30° . Варьируются относительная глубина лунки (от 0 до 0.2D) и радиус скругления (от 0.1D до 0.5D).

На рис.2 представляются результаты анализа влияния варьируемых геометрических параметров на относительные аэродинамические характеристик (о – параметры, соответствующие гладкому профилю) – лобовое сопротивление, подъемную силу и аэродинамическое качество. Генерация спиралевидных вихрей оказывает существенное воздействие на обтекание крыла. Наибольший эффект снижения лобового сопротивления – порядка 8% – наблюдается при малых глубинах овальных лунок и при больших

радиусах скругления кромки. С увеличением глубины эффект несколько уменьшается, но остается весьма значительным. Снижение C_x сопровождается небольшим падением подъемной силы C_y (не более 2%). Однако аэродинамическое качество оказывается выше, чем у гладкого профиля.

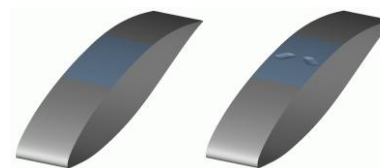


Рисунок 1 – Участок крыла в отсутствие и при наличии пары овальных лунок – вихрегенераторов спиралевидных вихрей

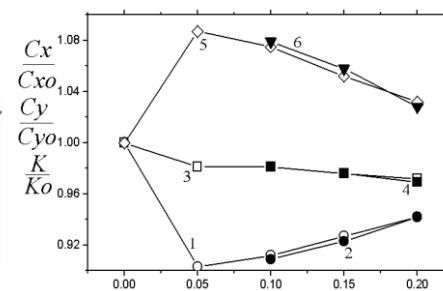


Рисунок 2 – Влияние глубины овальных лунок на относительные интегральные характеристики крыльев с парными овальными лунками (1,2 – C_x ; 3,4 – C_y ; 5,6 – K). 1, 3, 5 – $\Delta = 0.1$; 2, 4, 6 – $\Delta = 0.5$.

Работы выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект №№08-01-00059).

ЛИТЕРАТУРА

- Исаев С.А., Воропаев Г.А., Краев С.С., Мордынский Н.А., Осецкая Л.В. Совершенствование аэродинамики тел различной геометрии при использовании организованной шероховатости // Сб. материалов Всероссийской НТК «Фундаментальные основы баллистического проектирования». СПб: БГТУ, 2008. Т.1. С.53-54.
- Гринченко В.Т., Исаев С.А., Моргунов В.Н., Чепига В.Е. Снижение сопротивления движению тел с сотовыми луночными покрытиями // Всероссийский научно-технический журнал «Полет». 2009. №8. С.37-44.
- Воропаев Г.А., Воскобойник А.В., Воскобойник В.А., Исаев С.А. Визуализация ламинарного обтекания овальной лунки // Прикладная гидромеханика. 2009. Т.11. №4. С.31-46.
- Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб, Судостроение, 2005. 398с.

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ СПУСКАЕМОГО АППАРАТА С ЦЕНТРАЛЬНОЙ ВСТРЕЧНОЙ СТРУЕЙ В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

КАЛУГИН В.Т., ЛУЦЕНКО А.Ю., СТОЛЯРОВА Е.Г., СТРИЖАК С.В.

Московский Государственный Технический Университет им.Н.Э.Баумана
121059, Москва, 2-я Бауманская, д.5

т.(499) 263-63-85. E-mail: kaluginv@sm.bmstu.ru, aulutsenko@mail.ru, strij-hak@yandex.ru

На определенном этапе полета спускаемого аппарата (СА) возникает задача торможения и мягкой посадки его на поверхности планеты. Для решения этой задачи могут использоваться парашютная система и система с тормозными двигателями, расположенными по окружности лобового обтекателя. В случае использования тормозных двигателей сверхзвуковые горячие струи, истекающие из сопел, взаимодействуют с набегающим дозвуковым потоком. Для обеспечения надежной работы такой системы необходимо определять тепловое и силовое воздействие встречного потока на поверхность аппарата.

Струи двигателей тормозятся встречным потоком, разворачиваются и сформировавшиеся течение взаимодействует с поверхностью СА. При этом в некоторых случаях струи могут эжектировать встречный набегающий поток.

В литературе слабо освещен вопрос обтекания СА дозвуковым потоком при наличии блочных струй. Стоит выделить работы, проведенные в NASA в период 1970-1973 г. по исследованию влияния струй на распределение давления на модели СА [1]. В работе рассматривались одиночная струя и блок струй из 3 для $M=0.6-2.0$. Определялись C_x, C_y, m_z при различных углах атаки.

Аналогичные работы были выполнены в СССР. Стоит отметить ряд работ, выполненных в период 1977-1988 г. под руководством И.М. Карпмана [2]. Экспериментально исследовалось распределение давления на конусе с полууглом при вершине 75 градусов, из которого вытекала одиночная центральная недорасширенная струя навстречу дозвуковому потоку. Рассматривались режимы обтекания при $M=0.35-0.9$ и $Ma=2.9$. В БГТУ "Военмех" в 70-80 годы под руководством А.М. Сизова выполнены работы по исследованию особенностей пространственной структуры многосопловых струй на режиме эжекции и при переходе к режиму заклинивания. Стоит выделить работу из МАИ в 2004 г. по исследованию взаимодействия встречного потока с моделью космического аппарата. В работе исследовалась конструкция с 24 тормозными двигателями. Рассматривались режи-

мы обтекания СА при $M=0.1-0.3$ и различных углах атаки.

В данной работе рассматривается задача о моделировании обтекания СА при наличии встречной струи. Выбранная модель, представляющая собой конус (рис.1), соответствует моделям из эксперимента работ [1-2]. На первом этапе рассматривалась задача о взаимодействии одиночной струи с набегающим потоком. Математическая модель построена на базе системы уравнений, включающих уравнение неразрывности, движения и энергии, замкнутых с помощью модели турбулентности $k-\omega$ SST. Для связи уравнений скорости и давления используется алгоритм PISO. Скорость набегающего потока равна $V=100$ м/с, на срезе сопла задается число $Ma=2.9$. Расчетная область включает в себя параболоид и сетку на базе тетраэдров. Количество расчетных ячеек равно 0.5 миллиона. Для расчета используется программа с открытым кодом OpenFOAM. Расчетный шаг по времени равен $1.e-5$ секунд. Значения невязок для u, p, k, w, nut задаются равными $1.e-6$. В процессе расчета невязки для всех базовых уравнений уменьшаются на 5-6 порядков.

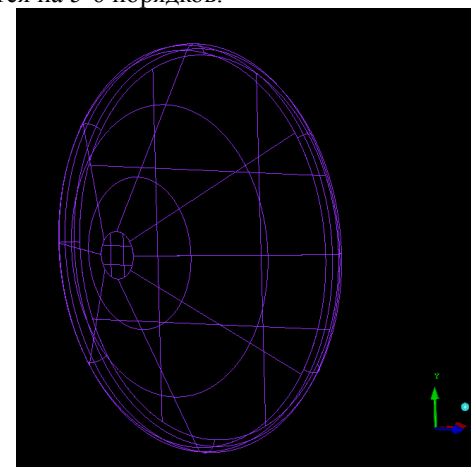


Рисунок 1 – Модель конуса

Проведено сравнение с результатами эксперимента по значению распределению давления с целью верификации модели.

ЛИТЕРАТУРА:

- 1) Jarvinen Ph. O., Adams R.H. The Aerodynamic characteristics of Large Angle Cones with Retrorockets. NASA Contract No. NAS 7-576. 1970.
- 2) Карпман И.М. Влияния режима течения в недорасширенной струи, истекающей в дозвуковой встречный поток, на распределение давления на теле// Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. N 1. с. 182-185

РАСЧЕТ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АППАРАТА-ЗОНДА В ЗАКРУЧЕНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

КАЛУГИН В.Т., СТРИЖАК С.В.

Московский Государственный Технический Университет им. Н. Э. Баумана

107005, Москва, 2-я Бауманская, д.5

т. (499) 263-63-85. E-mail: kaluginv@sm.bmstu.ru , srijhak@yandex.ru

В работе рассматривается задача о моделировании пространственного течения для случая обтекания цилиндрического тела с двумя дисками закрученным дозвуковым потоком несжимаемого газа. Исследуемое тело представляет собой затупленный осесимметричный цилиндр с диаметром $d=34$ мм и длиной $l=186$ мм, и два соосных диска с диаметрами $D_1=136$ мм, $D_2=102$ мм. Данное тело соответствует экспериментальной модели для определения аэродинамических характеристик аппарата-зонда в дозвуковой аэродинамической трубе МГТУ им. Н.Э. Баумана и в установке “винт-кольцо” [1].

Математическая модель основана на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, замкнутая с помощью полуэмпирических моделей турбулентности k-w SST Ментера. Дискретизация уравнений проводится методом контрольного объема. Полученные уравнения для связи скорости и давления решаются итерационным методом PISO.

Расчеты выполнены для числа $Re=2.0 \times 10^5$, которое соответствует значению для эксперимента, проведенного ранее в дозвуковой аэродинамической трубе Т-500 МГТУ им. Н.Э.Баумана. Расчетная область представляет собой цилиндр, в центре которой находится исследуемое тело. Внешние границы расчетной области выбраны достаточно далеко от зон возмущения потока. Границы удалены от “носика” исследуемого тела на 10 калибров вверх и вниз по потоку, диаметр цилиндра равен 10 калибрам. Рассматривается вариант расчетной области, как с внешней стенкой, так и без нее.

На входной границе задается равномерный профиль скорости $U=25$ м/с. Параметры для выбранной модели турбулентности рассчитываются исходя из степени турбулентности набегающего потока в 1%, которое соответствует значению для случая эксперимента. На стенке задаются условия непротекания. На выходной границе задается статическое давление, для остальных величин условия продолжения решения. Расчетная схема имеет второй порядок точности по пространству и времени.

Неструктурированная сетка построена на базе тетраэдров. Расчеты проведены для трех различных вариантов сеток. Максимальная расчетная

сетка включает в себя один миллиона узлов. В ходе расчета проводится анализ значения u^+ . Для решения полученных СЛАУ используется метод сопряженных градиентов. Расчетный шаг по времени равен $1e-4$ секунд. Значения невязок для u, p, k, w, nut задаются равными $1.e-6$. Общее время расчета равно двум секундам. В процессе численного расчета значения невязок для всех базовых уравнений уменьшаются на 5-6 порядков. Расчеты проведены для различных значений угловой скорости, равной 3,10,16,24 рад/с. Закрутка на входе задается по закону вращения твердого тела.

В результате расчета получены значения компонент скорости, давления, кинетической энергии турбулентности, турбулентной вязкости. Определены значения аэродинамических коэффициентов C_x, C_y, m_z в зависимости от времени. Характерная площадь рассчитана относительно первого диска с диаметром D_1 , за характерную длину выбрано значение длины модели 1. Полученные данные по распределению поперечной и продольной компоненты скорости, аэродинамические коэффициенты сравниваются с экспериментальными данными. Отличие значения C_x , рассчитанное с помощью данной модели, составляет менее 5 % от экспериментального значения. Моделирование показало, что C_x не зависит от угловой скорости и равно 1.17. Значения C_y, m_z близки к нулю. Результаты расчета визуализируются с помощью программы Paraview. Построены пространственные линии тока и распределение турбулентной вязкости, которые является самым точным индикатором интенсивного вихреобразования. Между двумя дисками и в донной области исследуемого тела формируется пространственный тороидальный вихрь.

Расчет проводится на вычислительном кластере с помощью открытого программного кода OpenFOAM 1.6, который является средой программирования для задач механики сплошной среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калугин В.Т., Стрижак С.В., Сущев С.П. Аэродинамическая стабилизация диагностического комплекса. “Сканлайнер”. // Известия РАН. Проблемы машиностроения и надежности машин. 2006. № 3. С. 87-94.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ В ПОТОКЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ

ЛИПАТОВ И.И. , ХЛЕБНИКОВ В.С.

Центральный аэрогидродинамический институт

им. проф. Н.Е. Жуковского

140180 Россия, г. Жуковский, Московской обл., ул. Жуковского, д. 1

т. (095) 556-4172, факс (095) 777 6332

Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине рассмотрено в ряде экспериментальных работ российских и зарубежных авторов. В основном эти работы посвящены исследованию условий возникновения отрыва, структуры и особенностей течения вблизи зоны взаимодействия, а также распределений давления и теплового потока в ней, [1–7]. Так, например, в [1–5] дан качественный анализ схем течения в области взаимодействия скачка уплотнения с турбулентным и ламинарным пограничными слоями в зависимости от интенсивности падающего на пластину скачка уплотнения, приведены характерные распределения давления в этой области. В [6, 7] проведено исследование теплообмена в области взаимодействия скачка уплотнения с ламинарным и турбулентным пограничными слоями.

В последнее время в ряде вычислительных исследований изучается влияние нестационарных возмущений большой амплитуды на ламинарно-турбулентный переход, [8]. Этому вопросу по существу уделено также внимание в работе [9], поскольку в ней исследованы разные режимы взаимодействия колеблющегося скачка уплотнения с пограничным слоем от относительно малых чисел Рейнольдса до переходных и, наконец, соответствующих чисто турбулентному режиму обтекания. В этой же работе отмечено, что наиболее интересными режимами взаимодействия колеблющегося скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине являются те, у которых относительно большие амплитуды и низкие частоты колебаний, сравнимые с массорасходными. Именно изучению таких течений на переходном режиме обтекания и посвящена настоящая работа.

Исследования проведены в аэродинамической трубе с осесимметричной рабочей частью (диаметром 300 мм) и подогревом потока при числе $M = 3$. Пластина, на которой исследовалось взаимодействие, имела ширину 150 и длину 200 мм и устанавливалась под нулевым углом атаки к набегающему потоку. Вдоль оси ее симметрии на поверхности располагались дренажные отверстия или калориметрические датчики. Скачок уплотнения индуцировался пластиной, установленной под углом α к набегающему по-

току. Ширина пластины 80, длина 100 мм. Пластина крепилась на вибраторе, при помощи которого она могла колебаться параллельно потоку с заданной частотой и амплитудой. Нижняя ее кромка находилась на расстоянии 60 мм от пластины, около которой исследовалось взаимодействие. Общий вид моделей в трубе схематически представлен на рис. 1. Испытания проведены при $\alpha = 24^\circ$ и соответственно следующей частоте и амплитуде колебаний скачка уплотнения: $\nu = 0$ и $a = 0$; $\nu = 5$ Гц и $a = 8.5$ мм; $\nu = 10$ Гц и $a = 9.5$ мм.

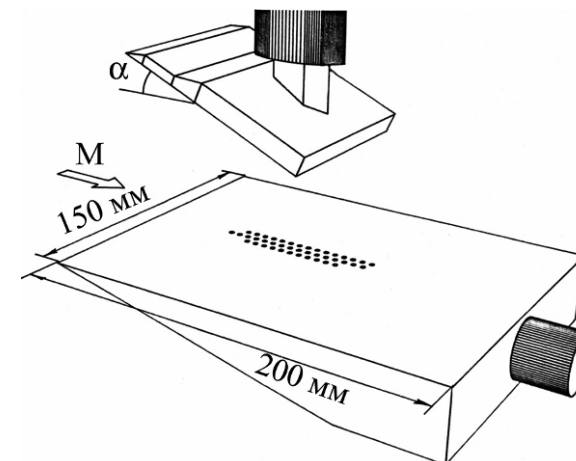


Рисунок 1 – Схема расположения моделей в потоке

Для получения более полной информации о течении в области взаимодействия помимо измерений давления и теплового потока на пластине проводилось исследование картины распределения предельных линий тока на ее поверхности, а также картины обтекания, визуализированной при помощи лазерного ножа и прибора Теплера. Скорость киносъемки при визуализации течения с помощью лазерного ножа и прибора Теплера составляла 32 кадра в секунду.

При исследовании взаимодействия скачка уплотнения с переходным пограничным слоем использовались шесть режимов работы аэродинамической трубы (см. таблицу)

Режим	1	2	3	4	5	6
$P_0 \cdot 10^{-5} \text{ (Н/м}^2\text{)}$	2.29	2.94	3.11	3.43	4.91	6.21
$\text{Re} \cdot 10^6$	0.98	1.26	1.34	1.48	2.11	2.67
$q_{\text{ср}} \text{ (Вт/см}^2\text{)}$	0.145	0.184	0.192	0.205	0.245	0.299

Здесь P_0 – давление торможения набегающего потока. Число Re вычислено по параметрам набегающего потока и длине, равной расстоянию от передней кромки пластины до места падения скачка уплотнения ($x_0 = 70$ мм). $q_{\text{ср}}$ – среднее значение удельного теплового потока к пластине (на ламинарном участке пограничного слоя), помещенной в невозмущенный поток, для каждого режима работы трубы. Температура торможения набегающего потока была во время испытаний постоянной ($T_0 = 353\text{K}$).

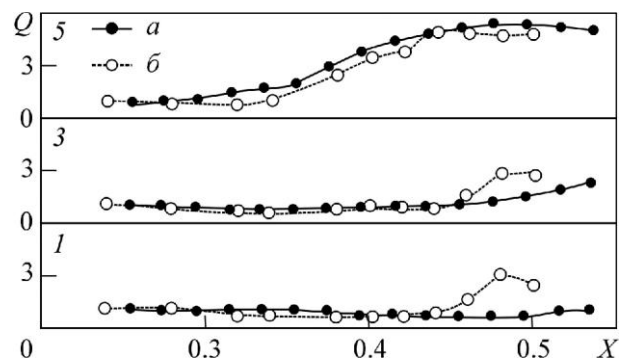


Рисунок 2 – Распределение теплового потока на пластине в невозмущенном потоке

Распределения теплового потока вдоль пластины, расположенной в невозмущенном потоке, для режимов 1, 3 и 5 представлены на рис. 2. Здесь $X = x / L$, где x – расстояние от передней кромки пластины, L – длина пластины, $Q = q / q_{\text{ср}}$ – отношение удельного теплового потока q к поверхности пластины в данной ее точке к среднему значению $q_{\text{ср}}$. Кривая a соответствует распределению $Q(X)$ на оси симметрии пластины, $б$ – на линии, смещенной от оси симметрии на расстояние 5 мм. В зоне расположения calorиметрических датчиков на оси симметрии пластины a в режиме 1 всюду реализуется ламинарный пограничный слой, в режиме 3 до $X = 0.46$ – ламинарный, а далее – переходный пограничный слой, в режиме 5 – до $X = 0.32$ – ламинарный, в диапазоне $0.32 < X \leq 0.46$ – переходный, а при $X > 0.46$ – турбулентный пограничный слой. Для линии, смещенной от оси симметрии пластины на 5 мм, в режимах 1 и 3 до $X = 0.45$ реализуется ламинарный, далее – переходный пограничный слой, в режиме 5 изменение характера течения в пограничном слое такое же, как на оси симметрии пластины.

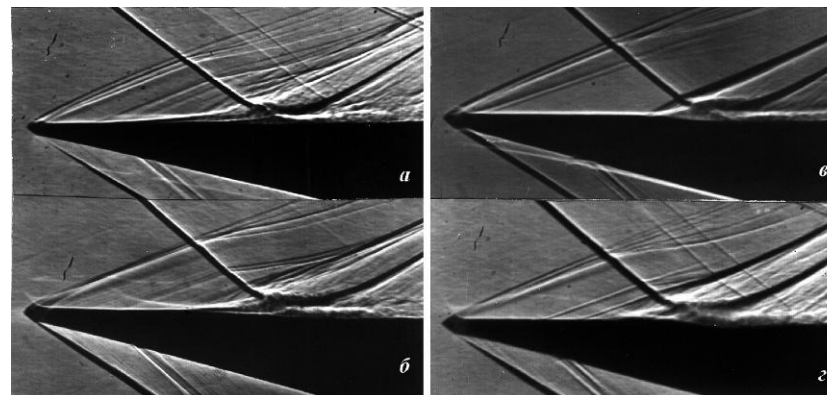


Рисунок 3 – Картины обтекания в области взаимодействия

На рис. 3 представлены картины обтекания в области взаимодействия стационарного падающего скачка уплотнения, индуцируемого пластиной, установленной под углом $\alpha = 24^\circ$ к набегающему потоку ($M = 3$), с ламинарным, переходным и турбулентным пограничными слоями. Здесь *а* соответствует $Re = 0.98 \cdot 10^6$, *б* – $Re = 1.26 \cdot 10^6$, *в* – $Re = 1.48 \cdot 10^6$ и *г* – $Re = 2.11 \cdot 10^6$. Ламинарный режим взаимодействия характеризуется длинной и пологой зоной отрыва (*а*), при турбулентном пограничном слое протяженность отрывной зоны уменьшается, а крутизна разделяющих линий тока возрастает (*г*). На переходном режиме, как отмечалось в работе [9], из-за неустойчивости течения возникают автоколебания отрывной зоны: картина течения в области взаимодействия приобретает вид, соответствующий то ламинарному, то турбулентному отрыву (*б, в*).

На рис. 4, *а* и 5, *а* представлена картина обтекания и распределения предельных линий тока на поверхности пластины в области взаимодействия стационарного скачка уплотнения ($\alpha = 24^\circ$) соответственно с ламинарным ($Re = 0.98 \cdot 10^6$) и турбулентным ($Re = 2.11 \cdot 10^6$) пограничными слоями. Анализ приведенных результатов показал, что отрывная зона и в том и в другом случае имеет трехмерный характер. При турбулентном режиме обтекания вблизи боковых кромок пластины наблюдаются вихри. На рис. 4, *б* и 5, *б* приведены картины течения и распределений предельных линий тока на поверхности пластины в области взаимодействия колеблющегося ($\nu = 10$ Гц, $a = 9.5$ мм) скачка уплотнения ($\alpha = 24^\circ$) с пограничным слоем.

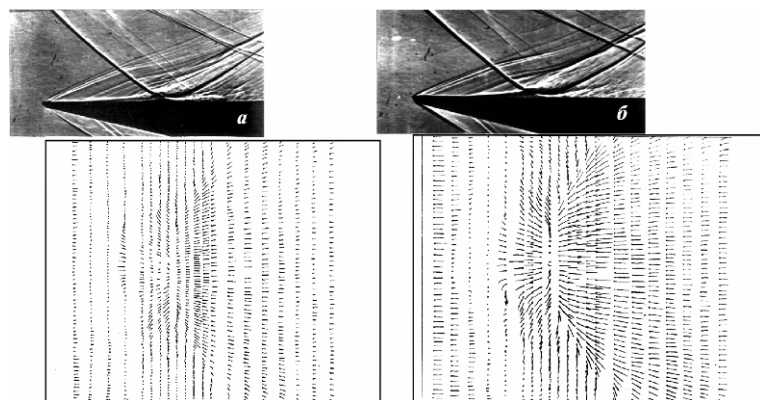


Рисунок 4 – Картины обтекания и распределений предельных линий тока на поверхности пластины в области взаимодействия ($Re = 0.98 \cdot 10^6$)

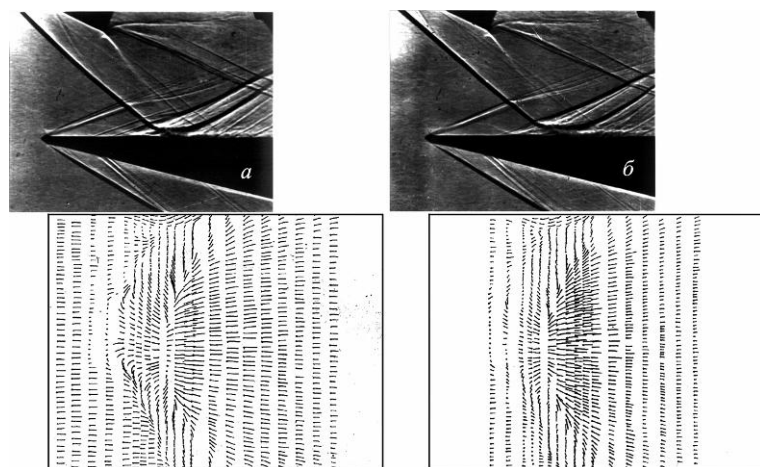


Рисунок 5 – Картины обтекания и распределений предельных линий тока на поверхности пластины в области взаимодействия ($Re = 2.11 \cdot 10^6$)

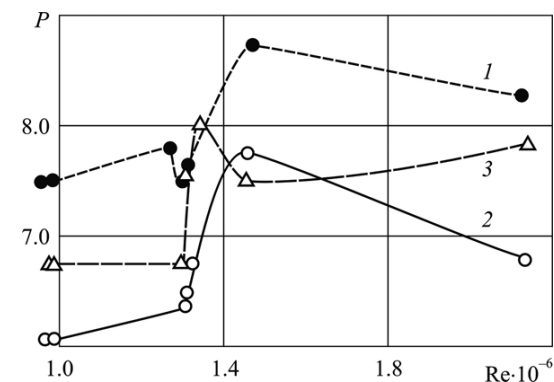


Рисунок 6 – Зависимость давления $P(Re)$ на оси симметрии пластины в области присоединения

Распределения давления и теплового потока на оси симметрии пластины в области взаимодействия скачка уплотнения (различной интенсивности) с ламинарным и турбулентным пограничными слоями представлены в [9]. Из этих распределений следует, что максимальные значения давления P_m и удельного теплового потока Q_m зафиксированы в окрестности точки присоединения. На рис. 6 и 7 представлены зависимости величин P и Q на оси симметрии пластины от числа Re для стационарного (кривая 1, $\nu = 0$, $A = 0$) и колеблющегося (кривая 2, $\nu = 5$ Гц, $A = 0.12$ и кривая 3, $\nu = 10$ Гц, $A = 0.136$) падающего скачка уплотнения при $\alpha = 24^\circ$. Здесь P и Q – соответственно отношения давления P_m и удельного теплового потока Q_m в окрестности точки присоединения к давлению P_∞ и среднему удельному тепловому потоку q_{cp} на пластине на ламинарном участке в невозмущенном потоке для данного режима обтекания, а A – отношение амплитуды колебаний скачка уплотнения a к расстоянию от передней кромки пластины до места падения скачка уплотнения x_0 .

Из приведенных зависимостей $Q(Re)$ для случая взаимодействия пограничного слоя со стационарным скачком уплотнения (рис. 7, кривая 1) видно, что переходный режим обтекания ($1.2 \cdot 10^6 \leq Re \leq 1.6 \cdot 10^6$) характеризуется снижением величины теплового потока (пик теплового потока в окрестности точки присоединения из-за автоколебаний отрывной зоны, [9], «размазывается» на большую площадь). По мере завершения перехода течение устанавливается, профиль скорости в турбулентном пограничном слое становится более наполненным, в связи с чем величина Q возрастает при увеличении числа Re от $1.3 \cdot 10^6$ до $2.1 \cdot 10^6$. Дальнейшее увеличение числа Re при турбулентном режиме обтекания приводит к нарастанию толщины пограничного слоя и уменьшению теплового потока Q (рис. 7, кривая 1).

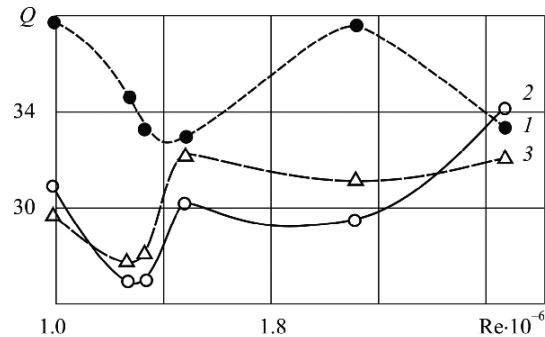


Рисунок 7 – Зависимость теплового потока $Q(Re)$ на оси симметрии пластины в области присоединения

В случае нестационарного взаимодействия зависимости P и Q от числа Re имеют количественное и качественное отличие по сравнению с подобными зависимостями в случае стационарного взаимодействия (рис. 6, 7, кривые 1–3). Так, давление и тепловой поток в окрестности точки присоединения при нестационарном взаимодействии меньше соответствующих значений P и Q при стационарном взаимодействии (рис. 6, 7, кривые 1, 3) (например, при $Re = 1.3 \cdot 10^6$ величина P меньше на 7%, а Q – на 22%). С одной стороны, это объясняется «размазыванием» пиков давления и теплового потока в окрестности точки присоединения из-за колебаний падающего скачка уплотнения на большую (по сравнению с автоколебаниями отрывной зоны) площадь, с другой – изменением высоты отрывной зоны [9].

Следует отметить две особенности зависимостей $P(Re)$ и $Q(Re)$ для случая нестационарного взаимодействия. Во-первых, при $\nu = 10$ Гц, $A = 0.136$ и $Re = 1.37 \cdot 10^6$, (рис. 6, кривая 3), наблюдается местный максимум давления. Во-вторых, тепловой поток при $\nu = 5$ Гц, $A = 0.12$ (рис. 7, кривая 2) возрастает, начиная со значения $Re = 2.1 \cdot 10^6$, а при $\nu = 10$ Гц, $A = 0.136$ (рис. 7, кривая 3) практически не возрастает до конца исследуемого по числу Рейнольдса диапазона ($Re = 2.7 \cdot 10^6$), следовательно, происходит затягивание турбулентного перехода по сравнению с турбулентным переходом при стационарном взаимодействии (рис. 7, кривые 1–3).

Для выяснения описанных выше особенностей была проведена киносъемка картины течения в области взаимодействия, визуализированной при помощи лазерного ножа. В результате получены фотографии картины течения в зоне взаимодействия при угле наклона пластины, индуцирующей скачок, $\alpha = 24^\circ$ и различных числах Рейнольдса. Некоторые из них при $Re = 1.37 \cdot 10^6$ представлены на рис. 8. Фотографии 1 ($\nu = 0$), 2 ($\nu = 5$ Гц,

$A = 0.12$), 3 ($\nu = 10$ Гц, $A = 0.136$) соответствуют расположению лазерного ножа. вдоль пластины, а фотографии 4 ($X = 0.28$), 5 ($X = 0.33$), 6 ($X = 0.38$) при $\nu = 10$ Гц и $A = 0.136$ – расположению лазерного ножа перпендикулярно пластине и направлению набегающего потока.

Анализ кинограмм картины течения в зоне нестационарного взаимодействия ($\nu = 10$ Гц, $A = 0.136$) показал, что при $Re = 1.37 \cdot 10^6$ отрывная зона приобретает ярко выраженную пространственную воланообразную структуру (рис. 8, фото 3–6). Эта структура устойчива в течение исследуемого промежутка времени. В следе за отрывной зоной образуются вихревые шнуры. При том же числе Рейнольдса, но других частотах колебаний скачка уплотнения ($\nu = 5$ Гц, $A = 0.12$) возникающие воланообразные структуры отрывной зоны – более мелкого масштаба (рис. 8, фото 2). Образование описанной структуры связано, по-видимому, с резонансными явлениями в отрывной зоне.

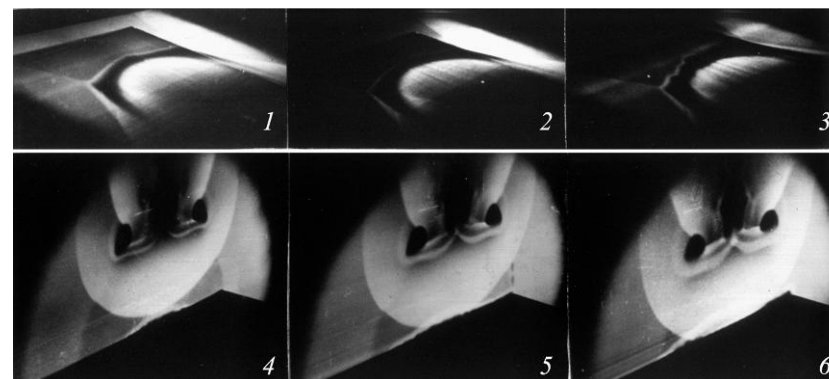


Рисунок 8 – Картины обтекания, полученные при помощи лазерного ножа, в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем

Обнаруженные новые пространственные периодические структуры в зоне нестационарного взаимодействия имеют большое сходство с образующимися в области отрыва и присоединения при турбулентном режиме течения вихрями Тэйлора–Гертлера [10]. В исследованиях распространения возмущений в двумерном пограничном слое на искривленной поверхности принято выделять два типа возмущений – продольные и поперечные. Вдоль обтекаемой вогнутой поверхности развитие этих типов возмущений качественно различно. Потеря устойчивости к малым продольным возмущениям соответствует переходу ламинарной формы течения в турбулентную. В отличие от этого потеря устойчивости к поперечным возмущениям приводит

к тому, что в направлении, от которого невозмущенное течение не зависит, могут формироваться периодически расположенные стационарные структуры, [11–13]. В [14] анализируется процесс нелинейного развития локального поперечного возмущения на вогнутой поверхности и рассматривается механизм формирования устойчивой периодической структуры, возникающей вследствие такого возмущения. В этой же работе отмечается, что такие устойчивые периодические структуры могут возникнуть вблизи линии отрыва и присоединения пограничного слоя при развитии волны Толлмина–Шлихтинга. Нечто аналогичное наблюдается в рассмотренном случае. Пространственное возмущение, создаваемое колеблющимся скачком уплотнения, распространяется в области взаимодействия в трех направлениях (в том числе и в поперечном).

Образование периодической устойчивой структуры при $Re = 1.37 \cdot 10^6$ приводит, с одной стороны, к появлению местного пика давления в области присоединения (рис. 6, кривая 3), с другой – к затягиванию турбулентного перехода в этой области (рис. 7, кривая 3).

Заключение. На основании проведенного экспериментального исследования ($M = 3$) течения в области взаимодействия колеблющегося вдоль потока скачка уплотнения с ламинарным, переходным и турбулентным пограничными слоями на пластине. Дан анализ зависимостей давления и теплового потока в области присоединения отрывной зоны от частоты, амплитуды колебаний скачка уплотнения и числа Рейнольдса. Проведен также сравнительный анализ распределений указанных параметров в области присоединения для случаев колеблющегося и стационарного скачков уплотнения.

Результаты работы могут быть использованы в дальнейших исследованиях нестационарного взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем на теле.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№08-01-00594а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Г.И. Аэромеханика больших скоростей и космические исследования. Избранные труды. – М.: Наука, 1992.
2. Петров Г.И., Лихущин Г.Я., Некрасов И.П., Соркин Л.И. Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения // Труды ЦИАМ. – 1952. № 224.
3. Hakkinen P.J., Geber J., Trilling K., Abarbanel S.S. The interaction of an oblique shock wave with a laminar boundary layer // NASA. Mem. – 1959. – NT11.6276.

4. Marvin J.G., Horstman C.C., Rubesin M.W., Coakley T.J., Kussoy M.I. An experimental and numerical investigation of shock wave induced turbulent boundary layer separation at hypersonic speeds // AGARD CP168. – 1975.
5. Chapman D.R., Kuehn M., Larson K. Investigation of separated flows in supersonic and stream with emphasis on the effect of transition // NACA Rept. 1356, 1958.
6. Кондратьев И.А. Экспериментальное исследование теплопередачи на плоской пластине при взаимодействии косого скачка уплотнения с ламинарным пограничным слоем // Ученые записки ЦАГИ. – 1971. Т. II, № 2.
7. Sayano S. Heat transfer in shock wave – turbulent boundary layer interaction regions // Douglas Aircraft Co. Rept. SM42567. – 1962.
8. Rist U. Interaction of an oscillating shock with a laminar boundary layer. Euromech 440 // Aerodynamics and Thermochemistry of High Speed Flows. – 2002.
9. Пилюгин Н.Н., Хлебников В.С. Исследование взаимодействия колеблющегося вдоль потока скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине // Изв. АН. МЖГ. – 2004, №3.
10. Inger G.R. On the curvature of compressible boundary layer flows near separation // J. ZAMP. – 1977. Vol. 28. N 6.
11. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука. – 1969.
12. Görtler H. Über eine Dreidimensional Instabilität Laminarer Grenzschichten an Konkaven wanden // ZAMM. – 1941. B. 21.
13. Schultz-Grunow F., Hein H. Beitrag zur Couetteströmung // Z. Flugwiss. – 1956. B. 4, N 1.
14. Гуревич Ю.Г. Развитие локального возмущения в пограничном слое на искривленной поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1990, №1.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ АСИММЕТРИИ ТЕЧЕНИЯ

МАКСИМОВ Ф.А.¹, БОЛОСОВ Д.А.²

¹Институт автоматизации проектирования РАН, г.Москва
т.(495) 250-92-51, факс (495) 250-89-28, E-mail: maximov@cfed.ru

²ГУП «Конструкторское бюро приборостроения», г.Тула

Проведены расчеты течений около конических тел с сечением симметричным относительно плоскости угла атаки. В качестве исходного тела рассматривается ламинарное обтекание кругового конуса с углом полураствора 5° при числах Маха $M=1.8$, Рейнольдса $Re=10^5$ и угле атаки 15° . В этих условиях около конуса реализуется асимметричная вихревая система. Асимметрия реализуется в определенном диапазоне параметров, как следствие неустойчивости симметричного течения.

Метод моделирования. Течение исследовалось численно на основе уравнений Навье-Стокса в приближении тонкого слоя [1]. Результаты получены на сетках 1921 (в окружном направлении) на 801 (по нормали) узлов. Использование данной достаточно мелкой сетки позволяет детально описать структуру вязких слоев. Сетки строились с помощью либо конформных отображений, либо алгебраических отображений на основе полиномов Эрмита. Во всех случаях одна из координатных линий ориентировалась по нормали к поверхности тела, расстояние между узлами около тела составляло 10^{-5} . Вычисления проводились с использованием многопроцессорной вычислительной техники.

Результаты. Приведено три способа деформации сечения тела с целью обеспечения симметричности картины обтекания. Во всех случаях форма тела в плане остается неизменной. При расчете аэродинамических коэффициентов площадь плана принимается в качестве характерной.

На рис.1-4 приведена структура течения около конуса с эллиптическим сечением при значениях параметра $b=0.6, 0.8, 1.0$ и 2.5 . Здесь b – отношение полуоси эллиптического конуса по вертикали к полуоси по горизонтали. Размер оси по горизонтали равен 0.0875 и соответствует конусу с углом полураствора 5° . На рис.3 приведено обтекание исходного кругового конуса. Течение представлено в виде модуля градиента плотности в окрестности обтекаемого тела. Темный цвет соответствует большим градиентам в вязких слоях. В расчетах образуются либо симметричная картина, либо одна из двух возможных устойчивых асимметричных картин обтекания. При асимметричном обтекании вихревая структура слева или справа приподнимается, а на другой стороне прижимается к телу. По результатам расчетов при $0.6 < b < 2.5$ при обтекании эллиптического конуса образуется асимметрия.

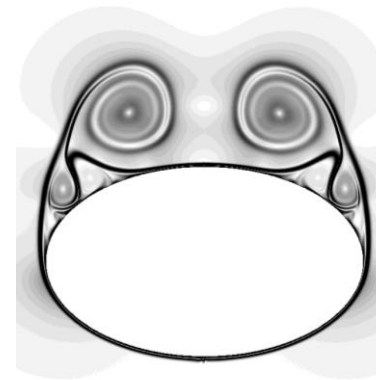


Рисунок 1 – $b=0.6$



Рисунок 2 – $b=0.8$



Рисунок 3 – $b=1.0$

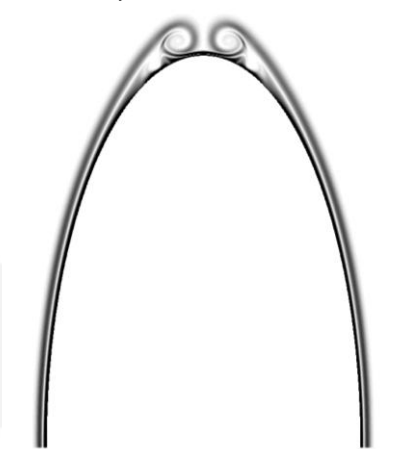


Рисунок 4 – $b=2.5$

На рис.5 приведена полученная оценка коэффициента подъемной силы C_y и отношения боковой силы к подъемной C_z/C_y . Максимальная боковая сила реализуется для кругового конуса. На рис.6 приведена оценка момента по крену (характерный размер - длина конуса). Максимальный момент реализуется при $b \approx 1.7$. Представляет интерес, что на круговом конусе момент остается равным 0.. Это связано с тем, что нормали к поверхности тела в этом случае проходят через ось конуса.

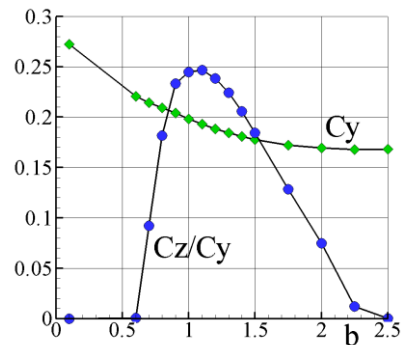


Рисунок 5

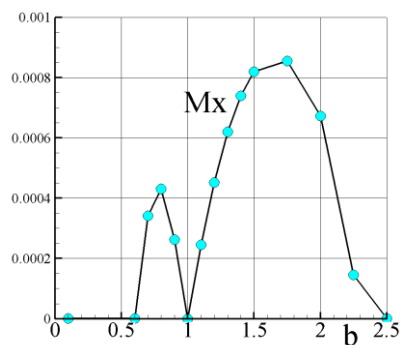


Рисунок 6

На рис.7, 8 приведено обтекание конуса с плоским срезом на подветренной стороне. Срез характеризуется углом φ между плоскостью симметрии и прямой от оси конуса к точке излома контура. При достаточно большом срезе $\varphi \geq 55^\circ$ течение становится симметричным.

Рисунок 7 – $\varphi=40^\circ$ Рисунок 8 – $\varphi=60^\circ$

На рис.9, 10 приведено обтекание тела полученного из пирамиды с квадратным основанием со стороной $2 \cdot a$ ($a=0.0875$) сглаживанием ребер радиусом $R \cdot a$. При $R=1$ данное тело становится исходным круговым конусом. Введение плоских граней с уменьшением R позволяет обеспечить симметрию обтекания.

На рис.11,12 приведена полученная оценка C_y и C_z/C_y для конуса с плоским срезом и пирамиды со сглаженными ребрами.

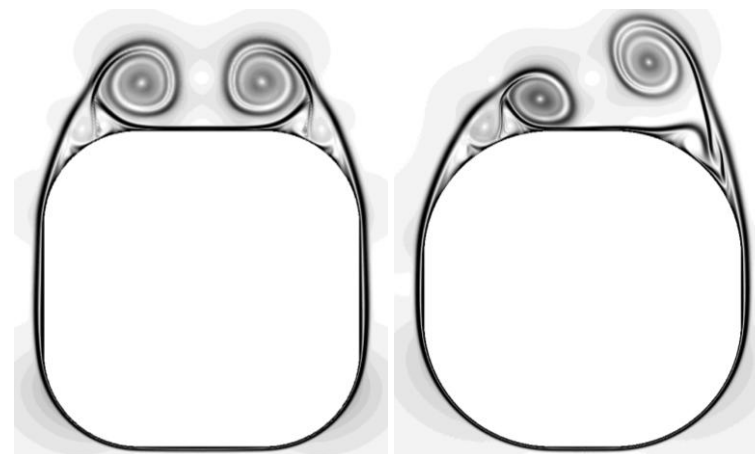


Рисунок 9 – $R=0.6$

Рисунок 10 – $R=0.8$

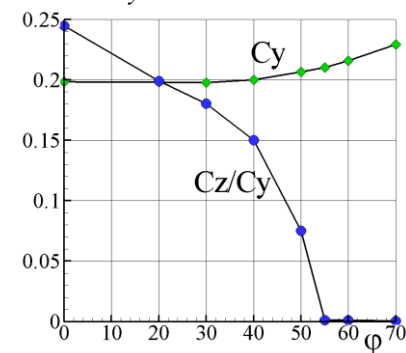


Рисунок 11

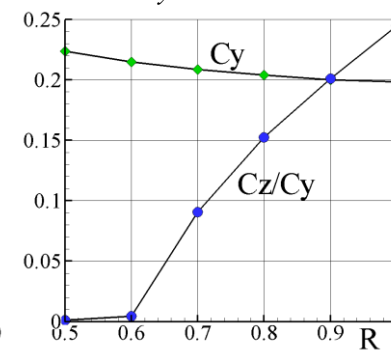


Рисунок 12

Заклучение. Получены картины обтекания конических тел с сечением симметричным относительно плоскости угла атаки в условиях, когда круговой конус обтекается асимметрично. Изменением формы можно обеспечить симметричность обтекания без образования боковой силы. Получена оценка аэродинамических сил.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №09-01-00296-а). Расчеты проводились на МВС-100К МСЦ РАН.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Максимов Ф.А. Асимметричное течение около конуса // Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Математическое моделирование физических процессов», М: 2004, вып.1, с.55-62.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБТЕКАНИЯ ПРОФИЛЯ НА ДОЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

МАКСИМОВ Ф.А., ШЕВЕЛЕВ Ю.Д.

Институт автоматизации проектирования РАН, г.Москва
т.(495) 250-92-80, факс (495) 250-89-28, E-mail: maximov@cfcd.ru

Метод [1] численного моделирования течений вязкого газа, разработанный для решения задач сверхзвуковой аэродинамики, в данной работе применен для расчета турбулентного обтекания профиля на дозвуковых скоростях. Приводятся результаты моделирования, сопоставление с экспериментальными данными [2].

Метод моделирования. Течение моделируется на основе уравнений Навье-Стокса в приближении тонкого слоя [3, 1], т.е. в рамках единых уравнений учитываются все члены уравнений Эйлера и пограничного слоя. Система дифференциальных уравнений дополняется моделью турбулентной вязкости. Использована алгебраическая модель Болдуина - Ломакса [3]. Для расчета течения около профиля и следа за ним наиболее адекватной сеткой представляется сетка типа «С». Расчеты проводились на последовательности трех сеток с удвоением количества узлов по каждому координатному направлению. На рис.1 приведена наиболее грубая расчетная сетка 181×101 (101 – количество узлов по нормали) в окрестности профиля.

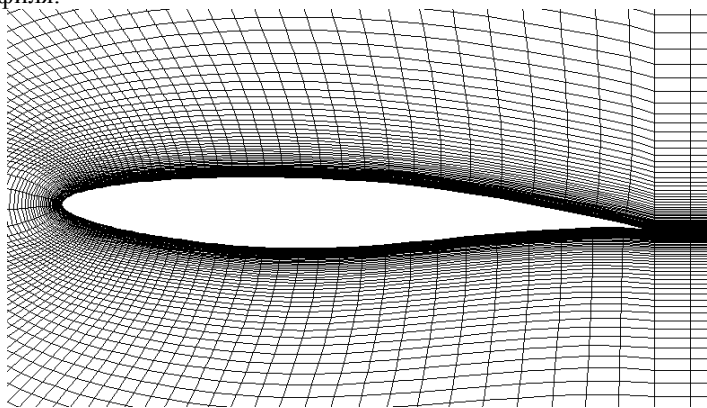


Рисунок 1

Сетка сгенерирована параболическим генератором от тела до внешней границы, которая в приведенных расчетах располагалась на расстоянии 15 хорд профиля. При распределении узлов на профиле задавалась функция сгущения, обеспечивающая сгущение узлов около передней кромки. Расстояние между узлами за задней кромкой изменялось в соот-

ветствии с арифметической прогрессией. Координатные линии ориентированы по нормали к поверхности профиля, расстояние между узлами около тела на наиболее грубой сетке составляло 0.00025, а на наиболее мелкой 0.00005.

Результаты. Проведены расчеты течения около профиля RAE 2822 в условиях эксперимента [2]. На рис.2 приведено распределение коэффициента давления на профиле (маркерами – экспериментальные данные, линиями результаты расчетов) и изолинии давления (с шагом 0.02) в условиях $M=0.6$, $Re=6.3 \cdot 10^6$, $\alpha=2.57^\circ$. На рис.3, 4 приведено распределение коэффициента давления соответственно в условиях: $M=0.676$, $Re=5.7 \cdot 10^6$, $\alpha=-2.18^\circ$ и $M=0.75$, $Re=6.2 \cdot 10^6$, $\alpha=3.19^\circ$.

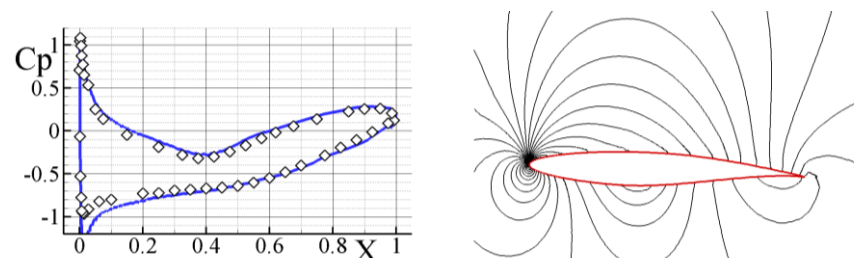


Рисунок 2

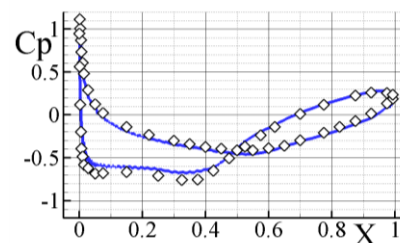


Рисунок 3

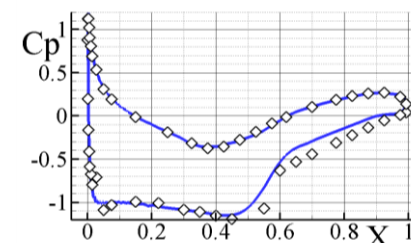


Рисунок 4

Полученные решения достаточно хорошо согласуются с экспериментом. Наибольшее расхождение в результатах имеет место в зоне поперечной ударной волны на подветренной стороне для случая, изображенного на рис.4. В основном это обусловлено тем, что построенная сетка в данном месте не сгущалась.

Представляет интерес возможность в рамках рассматриваемого метода оценить толщину пограничного слоя. На рис.5 приведены профили скорости около задней кромки профиля в случае $M=0.676$, $Re=5.7 \cdot 10^6$, $\alpha=-2.18^\circ$. Около поверхности обтекаемого тела формируются характерные профили скорости. На рис.6 приведено сравнение нормированных профи-

лей скорости в сечениях $x/s = 0.319$ (линия 1, ближе к передней кромке профиля) и 0.9 (линия 2, около задней кромки) на верхней стороне профиля по толщине вязкого слоя. Маркерами приведены экспериментальные данные [2], линиями – результаты расчетов. Толщина пограничного слоя между сечениями возрастает в 3÷4 раза, что адекватно отражается результатами расчетов.

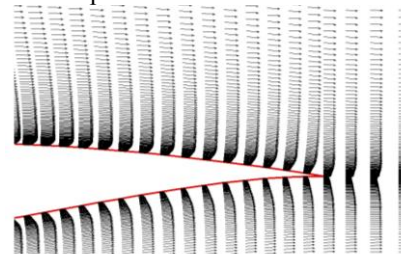


Рисунок 5

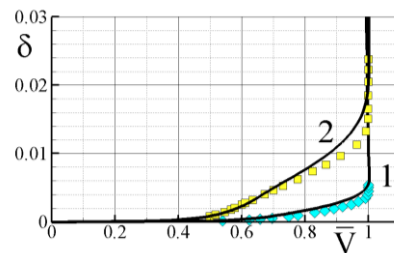


Рисунок 6

Заключение. Разработанный метод позволяет моделировать дозвуковые течения с учетом вязкости. Алгебраическая модель турбулентности Болдуина-Ломакса позволяет адекватно описать профиль скорости в пограничном слое и его изменение по длине тела.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-01-00711-а). Расчеты проводились на МВС-100К МСЦ РАН.

ЛИТЕРАТУРА:

2. Шевелев Ю.Д., Максимов Ф.А. Численное моделирование трехмерных пространственных сверхзвуковых течений вязкого газа с отрывом потока.// Математическое моделирование. Проблемы и результаты; сер. “Информатика”, М: Наука, 2003, с. 384-421.
3. Cook P.H., McDonald M.A., Firman M.C.P. Aerofoil RAE 2822 – pressure distributions, and boundary layer and wake measurements.// Experimental data base for computer program assessment. AGARD Advisory Report №138. 1979.
4. Baldwin B., Lomax H. Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows // AIAA Paper 78-257, 1978.

АЭРОБАЛЛИСТИКА ТЕЛ СТУПЕНЧАТОЙ ФОРМЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЯМ НА ТРАССЕ

МИХАЛЕВ А.Н.

ФТИ им.А.Ф.Иоффе, С-Пб, 194021 Политехническая 26, т.(812) 292-73-45
факс (812) 297-10-17, E-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

Установка дисковых насадков на усеченное тело модифицирует его обтекание, превращая в хорошо обтекаемое. В ряде новых монографий [1,2, 3] собраны как многочисленные опытные результаты, так и примеры расчетов. Несмотря на доказанные преимущества переднего индуцированного отрыва как при дозвуке, так и особенно при сверхзвуке диск-цилиндрические (диск-конические) компоновки нашли лишь ограниченное применение. В докладе разобраны механизмы влияния дисковых насадков оптимальной геометрии на обтекание и аэродинамику цилиндра и усеченных конусов, полученные в опытах на трассе (1990-2009).

При моделировании движения компоновок в приземной атмосфере, охвачен диапазон $M=2.3-3.5$. Данные по полю плотности и по составляющим аэродинамических характеристик (АДХ) компоновок сравнены с численными расчетами обтекания таких нетрадиционных форм ГЧ. Даны рекомендации по проектированию.

1. Достижением аэробаллистики в ФТИ с 70-х годов XX века стало применение импульсной интерференционной съемки полей обтекания моделей ВА и ГЧ в полете. Вслед за систематическим исследованием полей плотности в ближнем следе сверхзвуковых конусов [4] мы обратились к реконструкции плотности в передней зоне цилиндра «2 калибра» с диском оптимального диаметра и выноса. Главное что позволило количественно расшифровать профили плотности в турбулентной зоне это учет обстоятельства, что турбулентные возмущения интерференционной картины потока вызываются пульсациями границы отрывной зоны. Эта граница по анализу прямотеневых снимков была равномерной. В то же время только статистическое сглаживание сдвига полос позволяло получить средний сдвиг полос по сечениям передней зоны. Это вызывало повышение ошибки реконструкции плотности до 10% (в зоне отрыва) относительно 5% и ниже в гладком потоке обтекания объектов. Образец опытных профилей плотности в сравнении с расчетом приведен на Рис.1 из [5].

2. Перечислим особенности АДХ тел с передней отрывной зоной ($M>1$). В ходе отработки диск-цилиндра при $M=2-3.5$ выбран насадок для наибольшей устойчивости и низкого сопротивления тела с диаметром $d/D=0.23$ и выносом $l/D=1.4$. Он был установлен далее и на исследованных усеченных конусах.

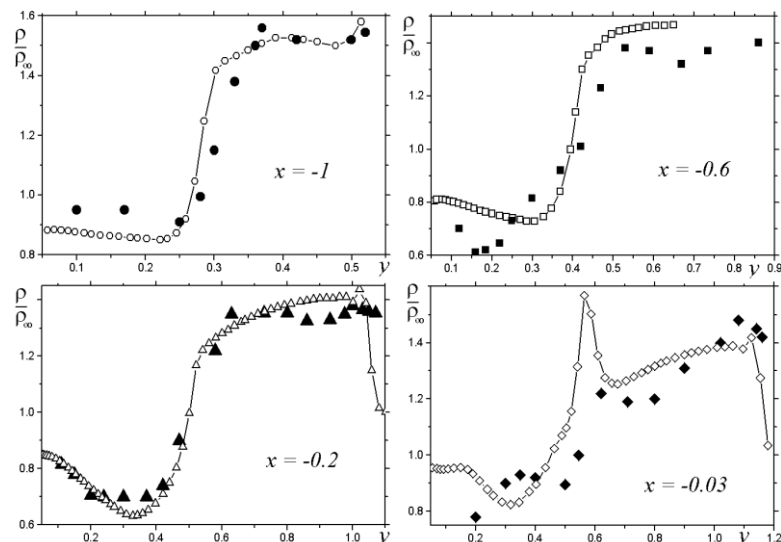


Рисунок 1. (к 1.) – Профили плотности поперек передней срывной зоны на удалениях от диска к торцу – сплошные - эксперимент; открытые – численный расчет [5].

Сопротивление изученных усеченных конусов обнаружено на уровне слабопритупленных конусов. Максимальная передняя центровка приданная моделям для уменьшения периода колебаний позволяла надежное выделение демпфирующего момента. Конуса типа ПСЗ-1 и ПСЗ-3 с идентичной формой насадка несмотря на различия корпуса обнаружили близкие разложения основных аэродинамических коэффициентов $C_x(\alpha)$, $C_y(\alpha)$, $C_m(\alpha)$. Подтвержден решающий вклад в аэродинамику переднего дискового насадка. Коэффициент $dC_m/d\alpha$ составного конуса с катушечной образующей ПСЗ-1 был в 1.5 раза выше, чем на усеченном конусе ПСЗ-3.

Адекватность модели по отношению к полученным силам и моментам полностью не гарантировалась ввиду некорректности обратной задачи. Однако был надежно оценен коэффициент C_{x0} при нулевом угле атаки. Физическая трактовка данных АДХ подтвердила что некорректность задачи существенно подавляется методикой нелинейного оценивания Н.П. Менде [6]. Установлена надлежащая устойчивость диск-конических форм. Отрицательный коэффициент демпфирования (величиной -0.2) лежал в пределах, соответствующих конусу при $M=3$.

Получение полного спектра АДХ для диск-конусов в нелинейном диапазоне углов атаки до 24° составило основу проектирования новой

формы ГЧ. Нарботки по полю обтекания, по характеристикам с учетом вклада управляющего элемента открыли перспективы создания многозвонного аппарата пирамидальной формы с исследованным звеном переднего индуцированного отрыва.

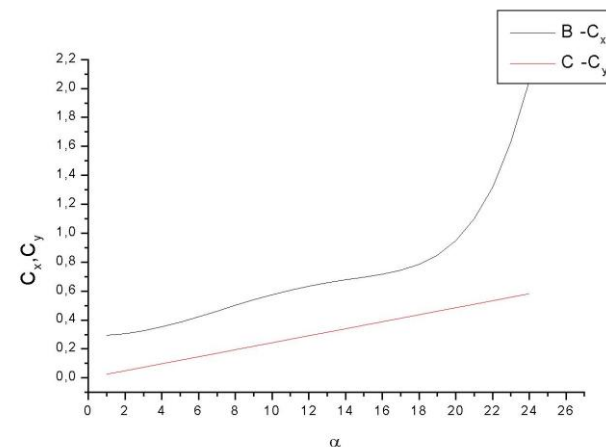


Рисунок2 (к 2.) – Зависимость сопротивления и подъемной силы конуса ПСЗ-1от угла атаки.

Недостаток. По трубным опытам (ИТПМ) отмечено, что по достижении нашими компоновками с насадком углов $>18^\circ$ на сверхзвуке происходит перестройка потока в передней зоне. Тороидальный вихрь, стабилизовавший переднюю зону преобразуется в подковообразный. Он вызывает мощную расходную пульсацию в передней зоне, приводящую к резкому росту C_x (Рис.2), чего не наблюдается у типичных форм ГЧ в виде составных конусов.

Заключение.

1. Структура отрывной зоны и давление в ней определяются волновой природой, когда торец попадает в волну разрежения за диском. Хотя уровень параметров (давления, плотности в каверне) существенно зависит от характеристик турбулентности в слое смещения (что подтвердили расчеты).

2. Сравнение с расчетом по уравнениям Рейнольдса плотности в зоне переднего отрыва ([5]) выявило согласование с интерференционными профилями плотности. Для замыкания уравнений применялась модель турбулентности Ментера [5].

3. В линейном диапазоне углов атаки были получены разложения АДХ диск-цилиндра ($M=2.5$) [7] по упрощенной методике обработки. При

исследовании на трассе артиллерийских боеприпасов, УРС с насадком их траекторную обработку можно проводить по линеаризованной методике ввиду артиллерийских углов атаки.

4. Полученные разложения полных АДХ двух диск-конических моделей согласовались с линейными оценками и заложены в проект создания самостабилизирующейся ГЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов И.А. Взаимодействие неравномерных потоков с преградами. Л.: Машиностроение. 1983. 144С.
2. Любимов А.Н., Тюмнев Н.М., Хут Г.И. Методы исследований течений газа и определения аэродинамических характеристик. М., «Наука». 1995. 397С.
3. Калугин В.Т. Аэрогазодинамика органов управления полетом летательных аппаратов. М.МГТУ им.Н.Э.Баумана. 2004. 687С.
4. Михалев А.Н. О влиянии числа Рейнольдса на параметры ближнего следа сверхзвуковых конусов./ В кн.: Физико-газодинамические баллистические исследования. Под ред. Г.И.Мишина. Л.: «Наука», 1980. С.88-98.
5. Исаев С.А., Баранов П.А., Михалев А.Н., Садовников Г.С. и др. Численное и физическое моделирование сверхзвукового турбулентного осесимметричного обтекания цилиндра с соосными дисками./Школа ЦАГИ. Евпатория. 2009.
6. Менде Н.П. Обратная задача нелинейной баллистики. I Плоское движение /Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе 1326. Л. 1989. 44 С.
7. Белов И.А., Дементьев И.М., Исаев С.А. и др. Моделирование сверхзвукового обтекания тел вращения с передней срывной зоной./Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе 1033. Л.1986. 57С.

ИССЛЕДОВАНИЯ ОБТЕКАНИЯ И АЭРОДИНАМИКИ УДАРНЫХ ЯДЕР НА БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ

МИХАЛЕВ А.Н., ПОДЛАСКИН А.Б.

ФТИ им.А.Ф.Иоффе, С-Пб, 194021 Политехническая 26, (812) 292-73-45

факс (812) 297-10-17 E-mail: mikhalev@mail.ioffe.ru

В истекшие 15 лет в качестве бронебойных средств получили широкое развитие штампуемые взрывом снаряды, получившие в РФ наименование «ударные ядра». Такие снаряды на Западе называют EFP (формируемые взрывом снаряды); они занимают нишу боеприпасного рынка в виде систем BONUS, Sadarm, Smart-155 и др. Вооружение на принципе ударного ядра это комплексная система из средств выведения ударных ядер в зону бронестел, захвата и сканирование цели, инициирования заряда ядра в точке атаки. Важнейшим звеном являются элементы инфракрасного слежения и/или микроволнового зондирования. Успех или неудача действия комплекса определяется зоной возможного метания EFP. Опыт использования ударных ядер, заготовки которых к целям доставляются например средствами РСЗО показал, что чем с большей высоты/дальности можно инициировать ядра, тем охватывается большая зона объектов и больше время маневра для выбора предпочтительной цели и ее поражения. Но для этого ядра должны обеспечивать дальность свыше 1000 кал., поскольку лишь тогда у них есть шанс попасть и пробить броню верхней проекции объекта при нормальном соударении. Нет нужды детализировать, что в этом случае формуемые ударные ядра должны обладать высокой устойчивостью и низким сопротивлением (сохранять КЕ).

1. Исторически в рамках разработки технологии взрывного штампования и метания формовались преимущественно короткие ядра с удлинением $L/d=2$. Работами К.Вайманна в Германии и др. были изучены условия штампования таких и близкой формы EFP в зависимости от заглубления детонатора в заряд, высоты и оболочки заряда. Работами Американских, Французских и Канадских специалистов [1,2,3] были показаны и исследованы многие полезные свойства придаваемые ядрам. Нам представляется что на начало XXI века наиболее перспективной оказалась форма ядра удлинения ~ 3.2 с фалдовым стабилизатором вдвое превышающим по диаметру носок. В наших работах совместно с учеными ЕМІ (Фрайбург, Германия) [4,5] было исследовано обтекание (поле плотности) и аэродинамика такого снаряда. В приводимой Таблице аэродинамические коэффициенты средней длины компоновки даны в сравнении с коэффициентами короткой каплевидной формы.

Штамповка короткой компоновки эффективнее по энерговкладу, по ней менее жесткие требования к нормальности, но ее пробитие ограничено.

	V_0 м/с	L_0 м	$\alpha_{\max}$ град	C_{x0}	C_{ma}	C_{Na}	x_{cg}/d
I	1400	25	17	1.01	0.17	0.53	0.32
I	1400	14	6	0.54	0.27	0.36	0.75

I-каплевидная, II-средняя компоновка. V_0 – скорость, L_0 – длина волны колебания, $\alpha_{\max}$ – максимальный угол атаки, C_{x0} – коэффициент сопротивления, C_{ma} – производная момента, C_{Na} – наклон нормальной силы, x_{cg}/d – положение центра тяжести модели от носка.

На время пика работ по EFP (1998г) компоновка среднего удлинения служила базой оптимизации ее формы для достижения максимума устойчивости при низком сопротивлении, на ней отрабатывалась штамповка наклонных фалд, способных придать стабилизирующее вращение ядру [1].

На наш взгляд, применение интерферометрии и траекторных измерений послужило подходящими средствами исследования влияния детальных изменений геометрии ядер относительно их летной производительности в целом, и помогло оптимизировать формы таких снарядов [5].

2.В нашей статье [6] описаны результаты интерферометрического исследования типичного удлиненного ядра с $L/d=4.4$, здесь d -диаметр головной части. Серии эксперименты выполнены при атмосферном давлении на трассе и числах Маха $M=3$ и $M=4$. Реализованные малые углы атаки позволили восстановление радиальных профилей плотности с точностью, задаваемой ошибками измерений и малыми неоднородностями интерференционного поля.

Основной интерес представляли профили плотности в зоне формирования скачка стабилизации на юбке удлиненного ядра, поэтому их мы и представляем. Данные профили плотности получены реконструкцией интерферограммы нашего удлиненного ядра при $M=4$.

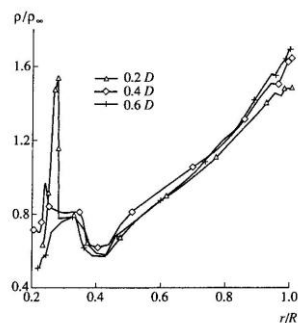


Рис.1. Радиальные профили плотности над стабилизатором на удалении 0.6D, 0.4D, 0.2D от донного среза. Налицо резкое нарастание давления при пересечении последовательно формирующегося скачка стабилизации. При сравнении этих профилей с профилями на удлиненном ядре при $M=3$ не выявлено радикальных различий, что позволяет экстраполировать поведение главного стабилизирующего звена компоновки на $M=5$.

3. Сравнение с расчетом. Расчеты сверхзвукового обтекания каплевидного ядра (см. Таблицу) при $Re=3 \cdot 10^6$ и $M=4.35$ соответствовали условиям эксперимента, их результаты приведены в [7]. Обнаружено что отрыв потока на боковой стенке практически отсутствует. Ударно-волновая картина течения соответствует экспериментальной, как по положению головного скачка, так и по косым скачкам от стенки и юбки.

В работе [7] ярко проявилось достоинство баллистики вкупе с интерферометрией. Профили плотности над боковой поверхностью короткого каплевидного ядра коррелируют с ударно-волновым образованием там. Убедительное согласование с расчетом верифицирует последний, делая возможным его приложение к обширному классу ударных ядер в силу вариативности их форм. В силу дороговизны эксперимента численный прогноз востребован при отработке любого семейства компоновок: коротких, средней длины и удлиненных ядер. Заметим, что удлиненная форма ядра обеспечит наибольшее пробитие, но только при условии устойчивого полета с малыми колебаниями угла атаки. Насколько скажутся на движении нарушения формы ядра, покажет расчет типа [7] как для таких, так и других типов компоновок ядер.

Заключения.

1. Обзор докладов Симпозиумов по Баллистике последних лет (1998 – 2001) показывает стремление добиться взрывного формования ядер с наибольшей эффективной дальностью, а значит с лучшей аэродинамикой по высокой устойчивости и низкому сопротивлению. Представленные результаты доклада количественно характеризуют предпочтительные формы пенетраторов, из которых пенетраторы среднего удлинения с умеренной юбкой наиболее удовлетворяют практику. Они обеспечивают дальности в 1000 кал. и более при поддержании малого размаха колебаний ядер.

2. Рассмотренные короткие формы ударных ядер позволяют заключить, что их аэродинамические свойства далеки от совершенства и более того – их аэродинамическая устойчивость может быть достигнута лишь перераспределением масс в корпусе ядра, что при взрывной штамповке технологически затруднительно.

3. Рассмотрение интерференционных полей плотности формы ядра большого удлинения, полученное в сравнении при числах Маха 3 и 4 обнаружило эффект «гиперзвукового замораживания», близости полей обтекания компоновки при данных гиперскоростных режимах. Это позволяет экстраполировать полученные данные на режимы чисел $M=5-6$, рабочего диапазона ядер, подтверждая производительные аэродинамические свойства удлиненного ударного ядра.

4. Проведено сравнение поля плотности осесимметричного обтекания каплевидного ядра зарегистрированного по интерферограмме и полу-

ченного по современной методике численного расчета [7]. Оно выявило близкое соответствие данных над боковой поверхностью и за дном ядра, что верифицирует численную процедуру. Сравнение также удостоверяет опытные данные по полю плотности рассмотренной компоновки, полученные по обработке интерферограммы с внутренними ударными волнами.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Carleone J., Bender D., Fong R. A Unique Method of Providing An Explosively Formed Penetrator with Fins /17 Int. Symposium on Ballistics. South Africa. 1998. Proceedings v.1. P.55.
2. Berner C., Fleck V., Warken D. Aerodynamic predictions of optimized explosively formed penetrators / 17 Int. Symposium on Ballistics. South Africa. 1998. Proceedings v.1. P.108.
3. Donneaud O., Tronche A. EFP shape optimization in accordance with formation, aerodynamics and terminal ballistics aspects /17 Int. Symposium on Ballistics. South Africa. 1998. Proceedings v.1. P.141.
4. Mikhalev A.N., Warken D. Experimental Investigation of Aerodynamics and Flow Pattern of Typical Explosively Formed Projectiles./15 Symposium on Ballistics. Jerusalem, Israel, 1995.
5. Mikhalev A.N., Warken D. Aerodynamics and flow pattern of typical explosively formed projectiles. Ernst Mach Inst. Report 13/95, Weil am Rhein. Germany, 1995. 20 P.
6. Mikhalev A.N., Podlaskin A.B., Shiryayev V.A. Interferometric Study of an Elongated Element Model with Axisymmetric Streamlining for Two Mach Numbers ($M=3$ and $M=4$) //Technical Physics Letters, 2001. vol.27. No.2. P.124-126.
7. Исаев С.А., Михалев А.Н., Судаков А.Г., Усачов А.Е. Моделирование турбулентного обтекания каплевидного тела с конической юбкой //Журн. Техн. Физ., 2007. т.77. вып.8. С.29-35.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУЙ

ОВЧИННИКОВА О.К

*Балтийский государственный технический университет
198005, г. Санкт-Петербург, 1-ая Красноармейская ул., д. 1,
E-mail ook127@gmail.com*

В настоящее время существуют различные возможности моделирования струйных течений. Например, моделирование в средах современных анализ-кодов, использование программных пакетов, например Gas-DynamicsTool (GDT). Также для численного моделирования струй могут быть использованы аналитические и эмпирические зависимости, реализованные как программный код на языках C, Fortran или в среде Matlab.

Исследование струй, истекающих из ракетного двигателя, представляет интерес для задач оптической классификации летательного аппарата по струе. Для расчета факела двигателя ракеты необходимо создание газодинамической модели неизобарической двухфазной струи с учетом неравновесных химических реакций. Поля газодинамических параметров, полученные в результате расчета, позволяют вычислить излучательные характеристики факела.

Для расчета газодинамических параметров в струе может быть использована модель [1,2]. В струе выделяют волновой участок, вклад которого в течение при небольших высотах полета пренебрежимо мал, и изобарический участок, на котором происходит турбулентное смешение продуктов сгорания с внешней средой. Учет смешения приводит к появлению догорания в струе недогоревших продуктов CO и H₂ и плавному росту яркости факела по мере удаления от среза сопла.

В волновом участке наблюдаются резкие изменения температуры и излучения при переходе через скачки уплотнения. Наиболее яркая область в волновом участке возникает у среза сопла, где значения температуры и плотности газа постоянны и равны их значениям на срезе сопла. Далее по длине струи температура и излучение падают до, так называемого, центрального скачка уплотнения (диска Маха), при переходе через который температура струи повышается, что приводит к повышению яркости. Затем яркость струи начинает постепенно уменьшаться за счет остывания струи.

При рассмотрении ДУ на больших высотах полета может использоваться модель расчета двухфазных струй, истекающих в вакуум [3]. Недостатком модели является предположение о замороженном составе продуктов сгорания.

Существует модель расчета, предназначенная для определения интегральной и спектральной плотности силы излучения в диапазонах 0.2 — 0.4

мкм с шагом 0.01 мкм и 1.0 - 6.0 мкм с шагом 0.025 мкм. Для расчета яркостного поля и спектральной плотности силы излучения факела решается уравнение переноса монохроматического излучения в объеме факела. Для вычисления функции пропускания используется модель статистической полосы поглощения газов и аппроксимация Куртиса-Годсона для неизотермического газового объема.

На рис. 1,2, в качестве примера результатов расчёта, представлены поля яркости мольных концентраций паров воды для топлива керосин и 27% азотнокислотный окислитель в соотношении 4.268, рассчитанных с использованием [1,2] для высот 20 и 30 км.

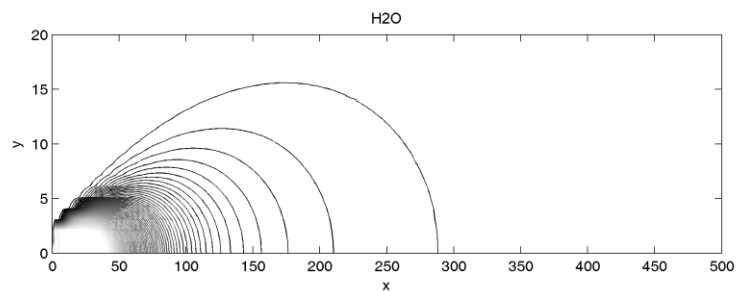


Рисунок 1 – Поле яркости концентрации H_2O на высоте 20 км.

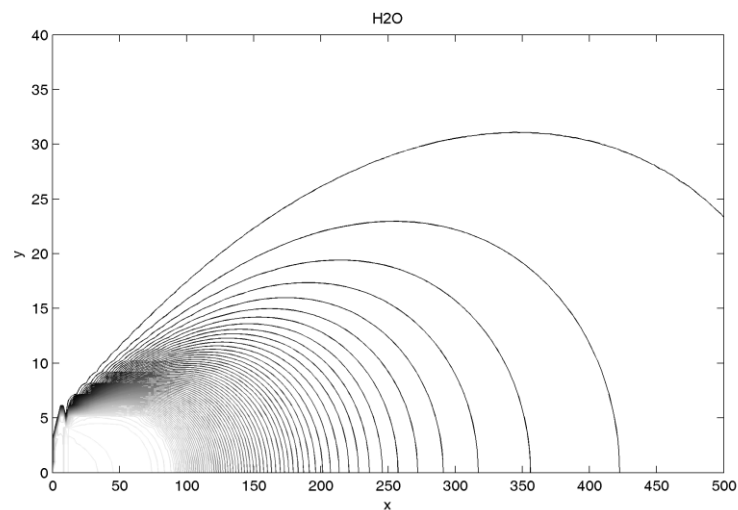


Рисунок 2 – Поле яркости концентрации H_2O на высоте 30 км.

В отличие от методики [1,2], когда учёт ударно-волновой структуры течения проводится только в окрестности среза сопла, в результате расчёта струйных течений с использованием различных пакетов может быть получе-

на струя, содержащая 2, 3 или более бочек. При этом можно видеть уменьшение интенсивности ударных волн вниз по потоку. Согласно эмпирическим зависимостям [1], интенсивности ударных волн во второй и последующих бочках пренебрежимо малы.

Основные недостатки использования современных анализ-кодов и пакетов для расчёта струйных течений – большая ресурсоемкость, сложность учёта химических реакций и расчёта концентраций отдельных компонентов продуктов сгорания. Также трудности возникают при расчёте струй со степенями нерасчётности $n > 10$. Расчёт проводится в нестационарном режиме от момента запуска сопла до момента установления течения. При моделировании важно задать достаточно большую расчётную область, чтоб избежать влияния границ на течение в струе. Расширение расчётной области существенно увеличивает время расчёта, которое колеблется от нескольких суток до нескольких недель.

В отличие от длительных расчётов в средах анализ-кодов, газодинамический расчёт неизобарических турбулентных струй с диффузионным догоранием [1,2], реализованный в среде Matlab, длится 1 – 2 минуты. Расчёт может быть проведен для струй с любым составом продуктов сгорания, для которых сформированы таблицы термодинамических данных. При этом рассматриваемая модель адекватна для струй со степенями нерасчётности $n < 100$. Для струй с большими степенями нерасчётности используется модель истечения в вакуум [3]. В качестве исходных параметров для расчёта задаются значения параметров в камере и на срезе сопла. При этом поток на срезе сопла предполагается равномерным. Сравнение результатов моделирования полей газодинамических параметров, полученных в рамках [1,2], с экспериментальными данными показало адекватность предложенной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зазимко В.А. Теоретические основы расчёт до- и сверхзвуковых струйных течений с учётом физикохимических превращений. СПб.: БГТУ "ВОЕНМЕХ", 2006.
2. Зазимко В.А., Овчинникова О.К. Моделирование сверхзвуковых турбулентных струй. // Молодёжь. Техника. Космос: Труды II общероссийской молодёжной научн.-техн. конф. / СПб., БГТУ "ВОЕНМЕХ", 2010. – с. 69-71.
3. О.К. Овчинникова, В.П. Суслов Модель движения частиц в сверхзвуковой струе газа, истекающего из сопла в вакуум. Материалы международной научно-технической конференции «Четвёртые Уткинские чтения», 21 – 22 мая 2009 г., Санкт-Петербург. Т. 1/Балт. гос. техн. ун-т. – СПб., 2009. – с.227-229.

О ПЕРЕНОСЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО РЕАКТИВНЫМ СТРУЯМ РДТТ

ШИПУНОВ А.Г., СЕМАШКИН Е.Н.

Государственное унитарное предприятие
«Конструкторское бюро приборостроения»
300001, Тула, ул. Щегловская засека, 59,
т. (4872) 41-00-68, факс: (4872) 42-61-39; 46-98-61,
E-mail: kbkedr@tula.net

Наведение управляемых ракет на цель с помощью оптических линий связи (ОЛС) в ряде случаев предполагает решение ряда задач, связанных либо с передачей лазерных сигналов на борт ракеты, либо с пеленгацией факела РДТТ ракеты с целью удержания ракеты в поле управления.

Решение подобных задач связано с рассмотрением переноса оптического излучения по задымленным реактивным струям. Как известно, изначально задачи переноса оптического излучения решались астрофизиками в попытке более точного определения энергии излучения звезд в условиях космической пыли. Достаточно назвать фамилии В.В. Соболева, В.А. Амбарцумяна, С. Чандрасекхара [1], [2] и ряда других известных ученых, написавших монографии по данному вопросу и предложивших методы решения отдельных видов уравнения переноса излучения. В случае более полного учета факторов уравнения переноса решаются численно.

Целью данной статьи является попытка адаптации данных методов для решения задач по переносу излучения по реактивным струям РДТТ.

Задача по описанию поля скоростей, температур, плотностей газа и также концентраций аэрозольной примеси в струе сводится к решению уравнений типа:

$$\frac{\partial \Phi_v}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \varepsilon_v \frac{\partial \Phi_v}{\partial r} \right), \quad (1)$$

где $v=u, T, \rho$; ε_v – коэффициент турбулентного обмена.

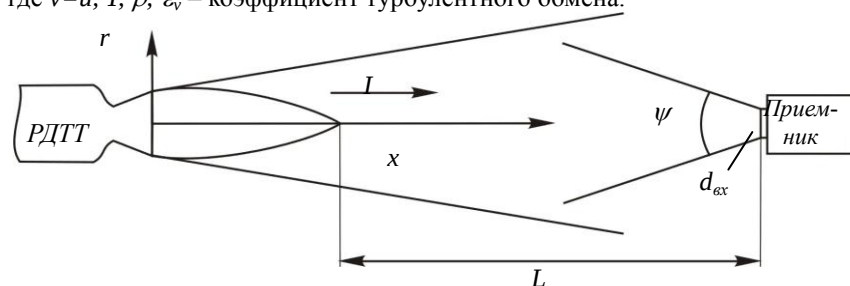


Рисунок 1 – Схема распространения газовой струи

В сечениях струи ε_v является величиной постоянной и, как показывают результаты экспериментов, зависит от параметров струи на срезе сопла и параметров внешнего потока. Функция Φ_v для скорости, например, выглядит следующим образом: $\Phi_u = \frac{u - u_1}{u_0 - u_1}$, где u_0 , u_1 – скорость газа на срезе сопла и в набегающем потоке. То есть скорость в некоторой точке струи есть:

$$u = (u_0 - u_1)\Phi_u + u_1. \quad (2)$$

Решения уравнения (1), предложенные Филипповым А.И., представляются в виде:

$$\Phi = \begin{cases} \exp\left(-\chi\left(1 + \bar{r}^{-2}\right)\right) \sum_{k=1}^{\infty} \bar{r}^{-k} I_k(2\bar{r}\chi) & \text{при } \bar{r} > 1 \\ 1 - \exp\left(-\chi\left(1 + \bar{r}^{-2}\right)\right) \sum_{k=0}^{\infty} \bar{r}^k I_k(2\bar{r}\chi) & \text{при } \bar{r} \leq 1 \end{cases}, \quad (3)$$

где $\bar{r} = r/r_0$ – относительная радиальная координата;

$I_k(z)$ – модифицированная функция Бесселя с положительным индексом k .

Данная функция допускает разложение в степенной ряд:

$$I_k(z) = \left(\frac{z}{2}\right)^k \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(z^2/4\right)^n}{n! \Gamma(k+n+1)}.$$

Первые две функции I_0 , I_1 в (3) могут быть вычислены с помощью рядов, а последующие – по рекуррентным формулам:

$$I_{k+1}(z) = \frac{2k}{z} I_k(z) - I_{k-1}(z).$$

Параметр χ может быть вычислен как:

$$\chi^{-1} = \int_0^y \frac{dy}{1 - \exp(-y^{-1})}, \quad (4)$$

где $y = 8\varepsilon_0 x/r_0$;

x – продольная координата в струе;

r_0 – радиус выходного сечения сопла;

ε_0 – коэффициент турбулентной вязкости.

Коэффициент турбулентной вязкости струи ε_0 является сложной функцией отношений параметров газа на срезе сопла и в окружающей среде.

$$\varepsilon_0 = 0,005 f_v f_n f_x f_m, \quad (5)$$

где f_v – функция отношения скорости полета ракеты к скорости газа на срезе сопла, u_1/u_0 ;

f_n – функция отношения давления газа на срезе сопла к давлению газа в окружающей среде, p_0/p_1 ;

f_x – функция отношения плотности газа в окружающей среде к плотности газа на срезе сопла, ρ_1/ρ_0 ;

f_m – функция отношения скорости газа на срезе сопла к местной скорости звука, u_0/A_0 или функция чисел Маха.

Для практических целей данные функции представлены нами в следующем виде:

$$\begin{aligned} f_v &= \exp(-1,63 u_1/u_0); \\ f_n &= \begin{cases} 1,35(p_0/p_1)^{-0,6} & \text{при } p_0/p_1 \geq 2; \\ 1,1 - 0,1(p_0/p_1) & \text{при } p_0/p_1 < 2; \end{cases} \\ f_x &= 1,02(\rho_1/\rho_0)^{0,44} \quad \text{при } 0,5 \geq \rho_1/\rho_0 \geq 4; \\ f_m &= 1 - 0,04(u_0/A_0)^{2,3}. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнение переноса оптического излучения в приближении однократного рассеяния для одномерного случая может быть записано как:

$$\frac{dI}{dl} = -(\alpha_p + \alpha_n)I + \frac{\alpha_p}{4\pi} \int I f(\gamma) d\omega, \quad (7)$$

где I – интенсивность излучения;

α_p, α_n – показатели рассеяния и поглощения соответственно;

$f(\gamma)$ – индикатриса рассеяния.

Решение этого интегро-дифференциального уравнения возможно лишь в самых простых случаях. Первый член уравнения показывает затухание излучения по закону Бугера, а второй член описывает увеличение интенсивности за счет попадания на трассу наблюдения рассеянного излучения.

Для больших сферических частиц, как показал М.В. Кабанов [3], индикатриса может быть описана как:

$$f(\gamma) = \frac{\rho^2}{2} \frac{(I_1(\rho\gamma))^2}{(\rho\gamma)^2},$$

где $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$;

r – радиус частицы;

λ – длина волны излучения;

$I_1(\rho\gamma)$ – функция Бесселя первого порядка.

Если угловая апертура приемника составляет ψ , а диаметр входного зрачка d_{ex} , то, введя параметры $z_0 = \rho\psi$, $z = \frac{\rho d_{ex}}{2L}$, где L – толщина рассеивающего слоя, учет рассеянного излучения в уравнении переноса сводится к введению для показателя рассеивания специального поправочного множителя $M = \frac{K(z, z_0)}{2}$, меньшего единицы, то есть вместо (7) получаем простое дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{dI}{dl} \approx (\alpha_p M + \alpha_n) I.$$

Вид функции $K(z, z_0)$ в соответствии с данными работы [3] будет (рисунок 2):

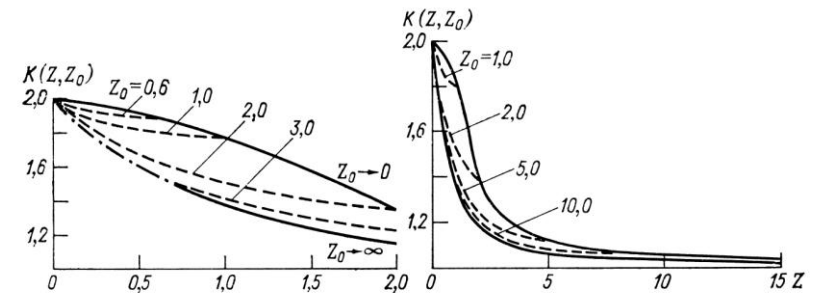


Рисунок 2 – Зависимость $K(z, z_0)$ от z для различных z_0

Случай $z_0 \rightarrow 0$ соответствует очень малому углу поля зрения приемника ψ , а случай $z_0 \rightarrow \infty$ соответствует углу приема $d_{ex}/2L$.

Анализ рисунка 1 показывает, что «коррекция» закона Бугера не нужна в случае малости параметра $z = \frac{\pi r d_{ex}}{\lambda L}$, а это происходит, когда, например, размеры входной линзы приемника много меньше длины трассы, а частицы сопоставимы с длиной волны. Так, например, при диаметре линзы 0,05 м, длине трассы 10 м, размере дымовой частицы $r=0,15 \text{ мкм}$ и длине волны лазера $\lambda=0,63 \text{ мкм}$ параметр $z=0,004$ и при любом z_0 множитель $M.1$. Но если частицы $r > \lambda$ (как, например, в тумане), то учет множителя M необходим.

Применительно к РДТТ учет множителя M сводится к коррекции ослабляющей площади дымовых аэрозолей или, говоря проще, уменьшению секундной мощности дымообразования. $N(t)$ заменяется на величину

$\tilde{N}(t) = N(t) - NS_p(1-M)$, где NS_p – секундная рассеивающая площадь аэрозолей, выброшенных двигателем в единицу времени:

$$NS_p = N \int \pi^2 Q(r/\lambda) f(r) dr,$$

где N – количество частиц, выброшенных двигателем в единицу времени;

$f(r) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dr}$ – плотность распределения числа частиц по размерам;

$Q(r/\lambda)$ – фактор эффективности рассеяния, который в соответствии с теорией Ми может быть определен как:

$$Q(r/\lambda) = \frac{2}{\rho^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \left\{ |a_n|^2 + |b_n|^2 \right\},$$

где a_n, b_n – комплексные функции, полученные Ми в результате строгого решения задачи о взаимодействии электромагнитной волны со сферической частицей /4/.

Таким образом, для закона распределения показателя ослабления излучения можно записать:

$$\alpha = (\alpha_0 - \alpha_1) \Phi + \alpha_1$$

где α_0, α_1 – удельные показатели ослабления на срезе сопла и в атмосфере.

Ввиду того, что $\alpha_1 < \alpha_0$:

$$\alpha = \alpha_0 \Phi = \frac{\tilde{N}(t)}{u_0 S_0} \Phi$$

для уравнения ослабления оптического излучения получаем:

$$K = \exp \left(\int_{x_1}^{x_2} \alpha_0 \Phi dx \right).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Соболев. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. – ГИТТЛ, 1956.
2. С. Чандрасекхар. Перенос лучистой энергии. – М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1953.
3. В.Е. Зуев, М.В. Кабанов. Оптика атмосферного аэрозоля. – Л.: Гидрометеиздат, 1987.
4. Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. – М.: Изд-во иностр. литературы, 1961.

Фундаментальные основы баллистического проектирования
2010

Секция 3

Баллистика разделяющихся систем



РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИЙ ГОЛОВНЫХ ЧАСТЕЙ С МАЛОГАБАРИТНЫМИ БОЕВЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

**ДУБРОВСКИЙ В.А., КАЛЮЖНЫЙ Г.В., КОЗЛОВ В.И.,
КНЯЗЕВА И.В., СИДОРОВ Е.В., СОНИН И.Б., БУРОВ А.Н.**

*ФГУП «Государственное научно-производственное
предприятие «Сплав»*

*300004, Тула, Щегловская засека, 33, т. (4872) 46-45-33,
факс (4872) 46-45-00, E-mail mail@splav.org*

В работе изложены практические подходы и конструктивные приемы, которые применяются при разработке разделяющихся реактивных снарядов (РРС) с головными частями кассетного типа, снабженными большим количеством малогабаритных боевых элементов (БЭ). Показано, что в качестве рациональных технических решений в таких кассетных головных частях (КГЧ) могут быть использованы предложения, использующие двухэтапный или комбинированный способы рассеивания БЭ.

В соответствии с традициями проектирования снарядов реактивных систем залпового огня (РСЗО) наиболее часто на практике используется принцип газодинамического ("мягкого") метания, при котором разброс БЭ в направлении стрельбы осуществляется за счет отстрела кассеты с боевыми элементами при низких уровнях рабочего давления. А разброс БЭ в радиальном направлении осуществляется за счет вращения разделяемого боеприпаса в заданной точке траектории (~ 60 рад/с). Это объясняется тем, что в результате научного поиска был разработан высокоэффективный боевой элемент осколочного действия с готовыми осколочными фракциями, размещенными в пластической массе с тонкой корпусной оболочкой. Такое выполнение БЭ требовало реализации щадящих силовых нагрузок в процессе разделения ($n < 300$ ед.) и исключало использование взрывного метода разброса, наиболее часто применяемого в артиллерийских снарядах при разбросе БЭ с прочными корпусами.

Газодинамический метод разделения в сочетании с разбросом боевых элементов за счет действия аэродинамических сил был реализован в конструкции кассетной головной части, разработанной к 220-мм реактивному снаряду системы залпового огня [1]. Характерными особенностями такого конструктивного решения (рис.1) является также использование двухсекционной кассеты с промежуточным поршнем, разделяющим боевые элементы, "разориентированные" относительно друг друга. Указанные конструктивные мероприятия позволили снизить осевые перегрузки, действующие на БЭ в процессе разделения, в 1,7 раза и увеличить площадь разброса БЭ на местности в 1,15 раза.

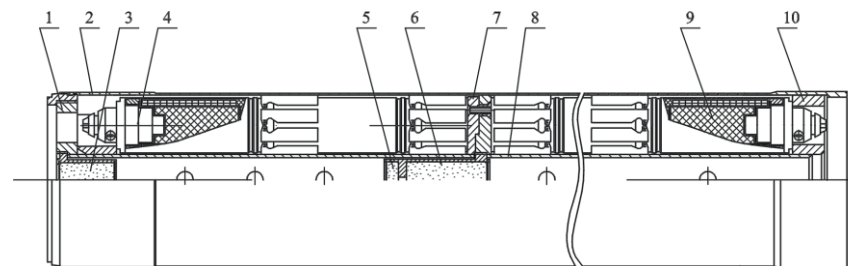


Рисунок 1 – Конструктивная схема контейнера КГЧ со свободно-расположенными боевыми элементами:

- 1 - передняя диафрагма; 2 - оболочка; 3 - заряд взведения;
- 4 - взрыватель; 5 - передаточный заряд; 6 - вышибной заряд;
- 7 - поршневая группа; 8 - центральная труба; 9- боевой элемент;
- 10 - донная диафрагма

Таким образом, наиболее характерным для снарядов залпового огня является использование газодинамического метода разделения КГЧ с обеспечением вскрытия боеприпаса на заданной высоте. Тем самым, разведение траекторий движения боевых элементов и пассивных элементов головной и ракетной частей осуществляется за счет вращения боеприпаса на траектории, начального силового импульса в процессе отстрела и последующего аэродинамического воздействия на разделяемые элементы РС.

Однако следует отметить, что рассмотренный выше вариант компоновки БЭ в кассете можно использовать при вскрытии снаряда на скоростях полета $V_n \leq 350$ м/с. Это ограничение обусловлено прочностными возможностями жестких перьев блока стабилизации, разрушающихся при вводе БЭ в поток с высоким скоростным напором.

Устранить такой недостаток можно, если использовать поэтапное вскрытие КГЧ в полете [2]. В этом случае БЭ пакуются не в контейнер, а в кассеты (рис.2), которые затем соосно укладываются вокруг центральной трубы контейнера и фиксируются козырьком переднего дна. В процессе разделения КГЧ кассеты под действием аэродинамических и центробежных сил выходят из контейнера и по своим направлениям движутся к поражаемой площади.

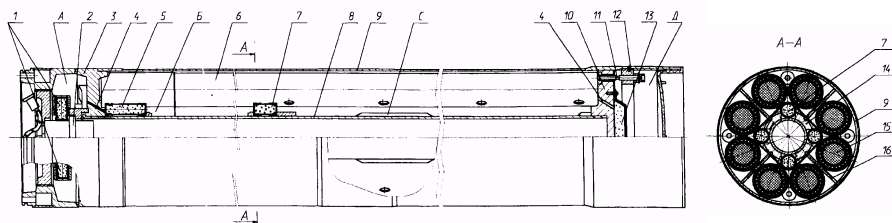


Рисунок 2 – Конструктивная схема боевого отсека КГЧ с боевыми элементами, размещенными в пусковых трубах (кассетах):

- | | |
|---------------------------------------|-----------------------------|
| 1 - воспламенительные заряды (2 шт.), | 11 - элементы форсирования, |
| 2 - ПИМ, | 12 - дно, |
| 3 - переднее дно, | 13 - заряд разделения, |
| 4 - воспламенительные каналы (4 шт.), | 14 - центральная труба, |
| 5 - заряды взведения (4 шт.), | 15 - боевые элементы, |
| 6 - кассеты с БЭ, | 16 – лонжероны, |
| 7 - усилительные заряды (4 шт.), | А – аккумулирующая зона, |
| 8 - контейнер, | Б – полость контейнера, |
| 9 - оболочка, | С – газодинамические окна, |
| 10 - поршень, | Д – полость разделения |

Через промежуток времени, необходимый для снижения скорости движения кассет до требуемого значения, устройства разделения отсеков выдают воспламенительный импульс на заряды вскрытия кассет. Боевые элементы разбрасываются в различных направлениях, стабилизируются и по автономным траекториям движутся к цели. В результате происходит их торможение на траектории до требуемой скорости движения, при которой и осуществляется бездефектный ввод в действие блока стабилизации БЭ.

Из описанного выше следует, что процесс вскрытия ГЧ протекает как бы в четыре этапа. На первом этапе работает аккумулирующая зона А, выполняющая, за счет наличия ПИМа и двух пороховых зарядов, функции воспламенения зарядов взведения и подпитки передней зоны контейнера. На втором этапе работает, в основном, зона контейнера Б, обеспечивающая взведение взрывателей БЭ (снятие ступени предохранения) в направляющих трубах, а также передачу воспламенительного импульса вышибному заряду с некоторой задержкой. Третий этап обеспечивает вскрытие контейнера ГЧ и выход кассет из него. Четвертый, заключительный этап, связан с выбросом БЭ из пусковых труб и

разбросом их на поражаемой местности.

Как уже отмечалось, одним из основных требований, предъявляемых к механизмам разделения КГЧ, является получение максимальной площади равномерного размещения БЭ на поражаемой местности. Это обусловлено, в первую очередь, повышением мощности действия кассетных боеприпасов (увеличением эффективности действия отдельных БЭ, возрастанием калибра и массы КГЧ). Особенно остро вопрос увеличения площади разброса стоит в случае использования в КГЧ малогабаритных боевых элементов, например, кумулятивно-осколочного действия (КОБЭ). Это связано с большим количеством БЭ, размещаемых в касете (300-600 шт.). Тенденция увеличения числа КОБЭ в КГЧ проявляется в настоящее время в связи с концепцией, согласно которой основной задачей боеприпасов такого типа является поражение легких бронированных целей. Выведение же из строя танка рассматривается как желательный результат, достижимый при благоприятном сочетании условий поражения.

Дополнительными требованиями к механизмам разброса КГЧ могут являться требования по обеспечению заданного распределения БЭ в зоне поражения (на практике в большинстве случаев наиболее рациональным считается равномерное распределение).

Одним из возможных вариантов решения поставленной задачи является разработка конструктивных схем КГЧ, использующих энергию порохового аккумулятора давления для наддува разбрасывающих оболочек. Однако, несмотря на наличие патентов, в основе которых заложена возможность применения оболочек для разброса БЭ в процессе разделения, практическое использование их связано с существенным усложнением конструкции КГЧ и не нашло реального воплощения.

На рис.3 представлена конструктивная схема головной части касетного типа, которая может быть положена в основу разработки конструкции КГЧ, вмещающей большое количество (300-600 шт.) малогабаритных боевых элементов. Отличительной особенностью КГЧ является снабжение кассеты 3 не только блочными 9, но и свободно-расположенными 11 боевыми элементами. При этом, снабжение кассеты блочными БЭ, вскрывающимися на траектории в требуемый момент времени посредством пирозамков 4 с замедлительными устройствами, обеспечивает максимально возможную площадь разброса БЭ на местности. А наличие БЭ, свободнорасположенных в центральной опоре 10 кассеты, позволяет дистанцировать их по отношению к БЭ, размещенных в блоках и, тем самым, обеспечить более равномерное распределение боевых элементов по площади цели, необходимое для наиболее полного использования боевых качеств каждого поражающего элемента.

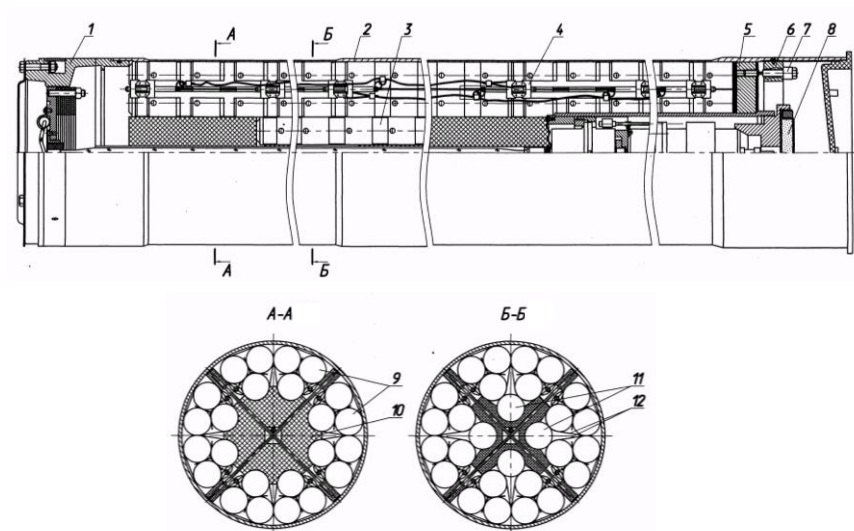


Рисунок 3 – Конструктивная схема КГЧ:

- | | |
|-------------------|--------------------------------|
| 1 - переднее дно, | 7 - узел форсирования, |
| 2 - оболочка, | 8 - пороховой заряд, |
| 3 - кассета, | 9 - блочные БЭ, |
| 4 - пирозамок, | 10 - центральная опора, |
| 5 - поршень, | 11 - свободнорасположенные БЭ, |
| 6 - заднее дно, | 12 - перфорированный кожух |

Положительный эффект такого комбинированного способа рассеивания обусловлен тем, что боевые элементы и блоки с БЭ существенно различаются аэробаллистическими характеристиками. В результате этого центры группирования БЭ, рассеиваемых естественным путем и из блоков, находятся на значительном расстоянии, которое для КОБЭ рассматриваемого типа составляет ~200 м. Проведенными расчетами с учетом данных по естественному рассеиванию БЭ и рассеиванию блоков установлено оптимальное соотношение между количеством свободнорасположенных боевых элементов и БЭ, находящихся в блоках.

На рис. 4 приведена (в относительных единицах) зависимость изменения приведенной площади поражения снаряда с КОБЭ от величины соотношения БЭ, рассеиваемых естественным путем и разбрасываемых из блоков для различных значений суммарного количества БЭ в КГЧ (300 - 600 шт.).

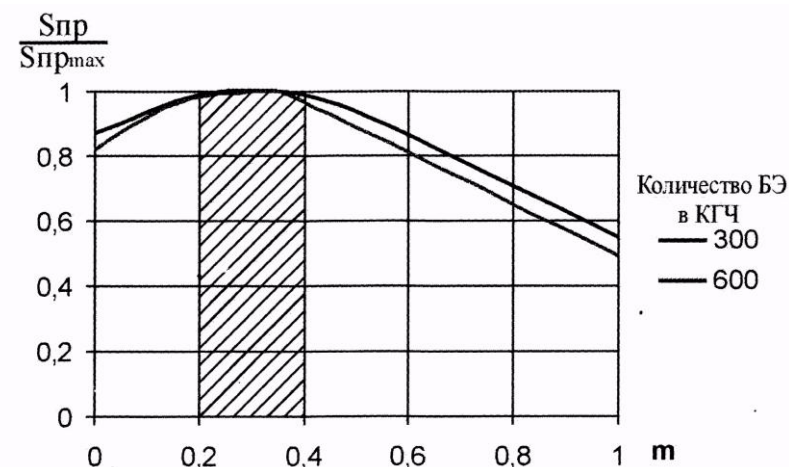


Рисунок 4 – Зависимость величины отношения приведенной площади поражения снаряда $S_{пр}$ к ее максимальному значению $S_{пр\max}$ от доли боевых элементов в КГЧ, рассеиваемых естественным путем, m

Из приведенного графика следует, что с точностью до 5% наивысшие показатели эффективности действия КГЧ обеспечиваются при условии, что доля свободнорасположенных БЭ составляет $0,2 \div 0,4$ от общего количества боевых элементов в головной части.

Выводы:

В представленной работе изложены практические подходы и конструктивные приемы, которые применяются при разработке РРС с головными частями кассетного типа, снабженными большим количеством малогабаритных БЭ. Показано, что в качестве рациональных технических решений в таких КГЧ могут быть использованы предложения, использующие двухэтапный или комбинированный способы рассеивания БЭ.

В первом случае боевые элементы сначала пакуются в кассеты, а затем укладываются в контейнер. Тем самым, в процессе разделения КГЧ реализуется возможность на первом этапе вскрытия БЭ произвести разброс кассет из контейнера, а на втором - обеспечить отстрел БЭ из кассет, что, в конечном итоге, позволяет получить большие площади разброса элементов на поражаемой местности.

В случае использования комбинированного способа рассеивания БЭ

за счет правильного выбора количества свободнорасположенных и блочных боевых элементов в кассете, а также требуемого времени вскрытия БЭ, размещенных в блоках или кассетах, удастся реализовать наиболее выгодное техническое решение и обеспечить создание эффективной конструкции головной части кассетного типа с равномерным распределением боевых элементов на поражаемой местности. Проведенными расчетами с учетом данных по естественному рассеиванию БЭ и рассеиванию блоков установлено: наивысшие показатели эффективности действия КГЧ обеспечиваются при условии, что доля свободно расположенных БЭ составляет $0,2 \div 0,4$ от общего количества боевых элементов в головной части.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кэрт Б.Э., Козлов В.И., Макаровец Н.А. Разделение неуправляемых снарядов систем залпового огня. - М.: Машиностроение, 2008.
2. Пат. 2166177 RU, Cl, МПК7F42B12/58. Кассетная головная часть /Г.А. Денежкин, В.А. Жогов, В.И. Козлов и др.(РФ). - №2000107506/02: Заявлено 29.03.00; Оpubл. 27.04.01, Бюл. №12, приоритет 29.03.00.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МЕЖСЕКЦИОННОМ ОБЪЕМЕ

ДУНАЕВ В.А., КАШИРКИН А.А., ДУНАЕВА И.В., ЕВЛАНОВА О.А.
Тульский Государственный Университет, 300600, г.Тула, пр-т Ленина,
д.92, тел. (4872)351879, факс (4872)331305, E-mail dunaev@tsu.tula.ru

На внутреннюю баллистику РДТТ с зарядами из топлива с низкими значениями механических характеристик значительное влияние оказывают деформации зарядов под действием газодинамических нагрузок и полетных перегрузок. В ряде случаев, например при использовании секционных зарядов большого относительного удлинения, выполненных из низкомодульных топлив, значительные локальные деформации зарядов, возникающие в условиях высоких начальных температурах, могут являться причиной аномальной работы. При нерациональном конструктивном оформлении РДТТ с высоким объемным заполнением существует вероятность перекрытия осевого канала заряда вследствие газодинамического воздействия на торцевые области в межсекционном объеме. Это требует прогнозирования газодинамических процессов и оценки максимальных значений возникающих усилий в этой зоне, действующих на торцы заряда.

В докладе рассматриваются аспекты численного моделирования процессов нестационарного движения продуктов сгорания в межсекционном объеме РДТТ. Так как канал головной секции имеет не осесимметричную форму сечения, анализ газодинамического взаимодействия между потоком продуктов сгорания и внутренней поверхностью топливного заряда осуществлялся в трехмерной постановке.

Представленная задача решалась численно по схеме метода крупных частиц, реализованного на сетке тетраэдральных конечных элементов с использованием функции аппроксимации параметров потока внутри элемента. Такой подход позволяет обеспечить сопряжение математических моделей газодинамической и деформационной задач на единой расчетной сетке.

С использованием данной методики проведено исследование динамики воздействия потока продуктов сгорания заряда на его торцы в межсекционном объеме, при этом учитывается различие в форме сечений внутреннего канала головной и хвостовой секций. Результаты позволили выбрать рациональную конфигурацию межсекционного объема.



Секция 4

Внутренняя баллистика



ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЖЕСТКОГО СГОРАЮЩЕГО КАРТУЗА НА ХАРАКТЕР ПРОТЕКАНИЯ ВНУТРИКАМОРНОГО ПРОЦЕССА ПРИ ВЫСТРЕЛЕ С МОДУЛЬНЫМ МЕТАТЕЛЬНЫМ ЗАРЯДОМ

АБДУЛЛИН А.К., ЧЕРНОВ В.В.

ОАО «ЦНИИ «Буревестник»

603950, Нижний Новгород, Сормовское шоссе, 1А

т. (831) 242-16-05, факс (831) 241-55-50, E-mail: burevestnik@atnn.ru

Интенсивное развитие модульных метательных зарядов (ММЗ) за рубежом и в нашей стране обуславливает повышенный интерес к исследованиям внутренней баллистики артиллерийских систем, использующих эти заряды.

Наиболее существенным с точки зрения характера протекания внутрикамерного процесса выстрела с ММЗ является наличие в составе заряда жёсткого сгорающего картуза (ЖСК). Он конструктивно разделяет навеску основного пороха на ряд относительно изолированных секций и снижает газопроницаемость заряда в продольном направлении.

Для улучшения условий воспламенения ММЗ практически всеми разработчиками используются осевые воспламенительные устройства (ОВУ). Их совокупность формирует осевой канал, проходящий на всю длину метательного заряда при любой его комплектации. Так как модули представляют собой конструктивно изолированные элементы, то это во многом определяет развитие воспламенения заряда и формирование волновых процессов в заснарядном объёме.

Немаловажным фактором являются отличия характеристик ЖСК от характеристик основного пороха. При значительной массе сгорающих элементов (более 10% от массы основного пороха) они могут оказывать влияние как на характер изменения давления в заснарядном объёме, так и на его максимальную величину.

Воспламенительный период для ММЗ носит явно неоднородный характер. Это ограничивает возможности численного исследования процесса выстрела имеющимися одномерными газодинамическими моделями и стимулирует развитие моделей в пространственной постановке. Однако для таких моделей необходимы экспериментальные данные, позволяющие провести их верификацию.

По-видимому, единственно возможным способом экспериментально исследовать влияние ЖСК на характер протекания внутрикамерного процесса является проведение выстрела зарядов в ЖСК и без них. Это да-

ёт принципиальную возможность отладить модель процесса на заряде в матерчатом картузе, а затем перейти на вариант с ЖСК и оценить прогностические свойства модели.

Такие сострелы были выполнены на 152-мм баллистических установках в ОАО «ЦНИИ «Буревестник» для различных вариантов ММЗ с различными по природе порохами. Для получения наиболее корректного сравнения зарядов в ЖСК и матерчатых картузах для их снаряжения использовался, как правило, порох одной партии. Макеты ММЗ в матерчатых картузах были снабжены таким же ОВУ, что и модули в ЖСК.

В качестве примера можно рассмотреть результаты сострела модулей, снаряженных зерненным пироксилиновым порохом. В данном случае масса пороха в каждом из вариантов заряда подбиралась из расчёта обеспечения идентичности баллистических характеристик. То есть дополнительная навеска пороха компенсировала отсутствие ЖСК. Для обеспечения соосности макеты модулей скреплялись друг с другом кольцами из сторающего материала, вклеиваемыми в ОВУ. Вследствие ограниченного количества ЖСК группы, как правило, включали по три выстрела. Результаты сравнительной оценки полученных баллистических характеристик для одного из вариантов ММЗ приведены в таблице 1.

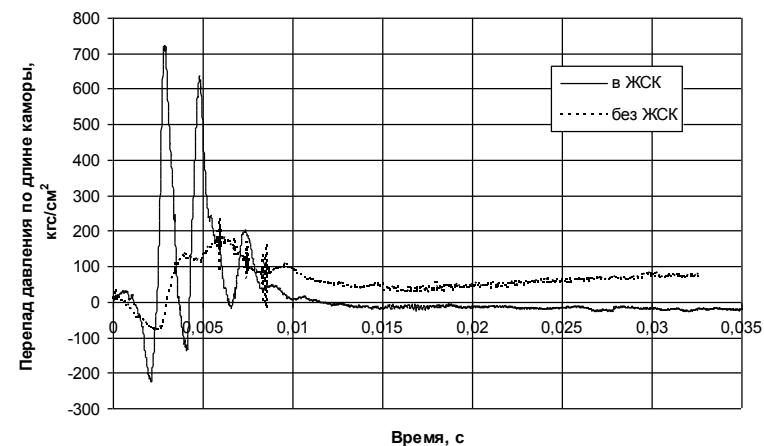
Таблица 1

Сравнительный анализ средних в группе значений максимального крешерного давления и начальной скорости снаряда при стрельбе выстрелами с ММЗ в ЖСК и макетами модулей в матерчатых картузах

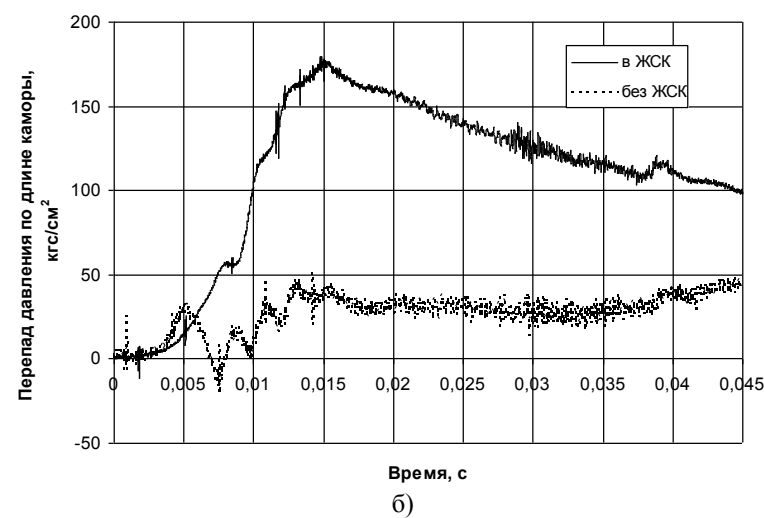
Количество модулей, шт	3	4	5	6
Относительное отклонение максимального крешерного давления, %	- 0,51	- 0,91	3, 10	0, 48
Относительное отклонение начальной скорости снаряда, %	- 0,38	- 0,10	2, 53	1, 14

Анализ полученных результатов свидетельствует о близости баллистических характеристик двух вариантов заряда. На малых зарядах значения максимального давления и начальной скорости снаряда на заряде в матерчатых картузах несколько ниже, чем на заряде в ЖСК. На больших зарядах – наоборот.

О характере влияния ЖСК на внутрикаморный процесс наиболее удобно судить по графикам перепадов давления по длине каморы.



а)



б)

а) шесть модулей; б) три модуля

Рисунок 1 – График перепадов давлений по длине камеры для зарядов в ЖСК и в матерчатом картузе

Из графиков (Рис. 1) видно, что уровень перепадов давления в несколько раз выше на зарядах в ЖСК по сравнению с зарядами в матерчатом картузе

тых картузах. Причем максимальная величина перепада давления имеет тенденцию к увеличению с ростом максимального давления в камере и увеличением количества модулей в заряде.

Кроме того, анализ времени протекания волновых процессов в заряде\дном показывает, что для выстрелов с матерчатыми картузами ярко выраженные колебания давления практически заканчиваются до момента достижения максимального давления в камере. Для ММЗ в ЖСК наблюдается сохранение волновых процессов до момента достижения максимального давления. Таким образом, волновой процесс оказывает влияние на величину максимального давления при выстреле.

Проведенный анализ результатов экспериментальных исследований показывает существенное влияние ЖСК на характер протекания внутрибаллистического процесса. Очевидно, что одной из основных причин формирования значительных по величине перепадов давления по длине камеры являются конструктивные отличия между модулями в ЖСК и их макетами в тканевых картузах, заключающиеся в наличии в модулях толстых и прочных перегородок, образуемых дном и крышкой смежных модулей. С увеличением номера заряда и числа перегородок усиливается и перепад давления. Исходя из этого, поиск возможных путей борьбы с ростом интенсивности волновых процессов следует, в числе прочего, проводить в направлении улучшения продольной газопроницаемости заряда, например, за счет выполнения отверстий в крышке и дне ЖСК, закрываемых легкоразрушаемыми герметизирующими материалами. Кроме того, скорость горения рассматриваемых ЖСК превышает скорость горения основного пороха, что в свою очередь является дополнительным возмущающим фактором, способствующим интенсификации волновых процессов. Для их снижения необходимо согласование скоростей горения ЖСК и основного пороха ММЗ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-01-12073-офи_м).

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНОЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

АРХИПОВ В.А.*, КОРОТКИХ А.Г.**

**НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета*

634050, Томск, Ленина пр., д. 36

***Национальный исследовательский Томский политехнический университет*

634050, Томск, Ленина пр., д. 30

т. (3822)529-656, факс (3822)529-547, E-mail leva@niipmm.tsu.ru

Представлен метод расчета нестационарной скорости горения гомогенных порохов и твердых топлив в рамках феноменологической теории Зельдовича–Новожилова, исключая использование аналитической формулы для зависимости стационарной скорости горения от начальной температуры. Рассмотрен пример реализации данного метода для расчета переходных процессов в полужамкнутом объеме при резком сбросе давления.

Несмотря на большое количество имеющихся в литературе моделей нестационарного горения твердых топлив, при проведении практических расчетов до настоящего времени широко используется феноменологическая теория нестационарного горения (ФТНГ) Зельдовича–Новожилова [1, 2]. Данная модель основана на идее пространственного разделения фронта волны горения гомогенных твердых топлив на нестационарную область процессов распространения тепла в конденсированной фазе (к-фаза) и на квазистационарную область процессов в газовой фазе и на поверхности топлива.

Расчет нестационарной скорости горения в рамках ФТНГ сводится к решению нестационарного уравнения теплопроводности (1) с граничными и начальными условиями (2, 3) при известной функции скорости горения в виде зависимости от давления и градиента температуры $u(p, \varphi)$, и заданному закону изменения давления $p = p(t)$.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (-\infty < x \leq 0), \quad (1)$$

$$T|_{x=0} = T_s; \quad T|_{x \rightarrow -\infty} = T_0, \quad (2)$$

$$T(x) = T_0 + (T_s - T_0) \exp\left(\frac{ux}{a}\right). \quad (3)$$

Здесь $T(x, t)$ – распределение температуры в к-фазе; a – коэффициент температуропроводности к-фазы; x – координата, нормальная к по-

верхности к-фазы, u – линейная скорость горения топлива, T_0 – начальная температура топлива.

При практической реализации метода расчета нестационарной скорости горения в рамках ФТНГ возникают определенные трудности. Для большинства типов твердых топлив подробные экспериментальные данные по зависимости стационарной скорости горения от начальной температуры в широком диапазоне T_0 , позволяющие аппроксимировать зависимость $u^0 = u^0(T_0)$ с высоким коэффициентом корреляции, в литературе отсутствуют. Зависимость $u^0 = u^0(T_0)$ не является универсальной и существенно зависит от давления даже для конкретного топлива, в частности, для гомогенного состава пороха Н [1].

Поэтому для вычисления нестационарной скорости горения предлагается следующий подход. Используя известную для данного топлива экспериментальную зависимость $u^0 = u^0(p)$ для конкретного значения начальной температуры T_0 и одно из основных допущений ФТНГ ($\varphi^0 = \varphi$), определяется функция

$$\varphi(p) = \varphi^0(p) = \frac{(T_s - T_0)}{a} u^0(p). \quad (4)$$

Нестационарная скорость горения $u(t)$ находится из решения нестационарного уравнения теплопроводности (1) с условиями (2) и (3) совместно с зависимостью (4) при заданном законе изменения давления $p(t)$.

Преимуществом данного подхода является также возможность учета реакций в к-фазе при известной кинетике брутто-реакции. При этом система уравнений имеет следующий вид [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x} + (1 - \eta) Q z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} &= -u \frac{\partial \eta}{\partial x} + (1 - \eta) z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь η – безразмерная глубина превращения конденсированного вещества (глубина реакции); z , E , Q – кинетические константы и тепловой эффект химической брутто-реакции в к-фазе; R – универсальная газовая постоянная.

При решении системы (5) используются граничные условия (2) и дополнительное граничное условие для уравнения, описывающего глубину превращения

$$\eta|_{x \rightarrow -\infty} = 0.$$

Начальные условия системы (5) определяются из решения соответствующих стационарных уравнений при $\partial T / \partial t = \partial \eta / \partial t = 0$. Зависимость

$\varphi^0(p)$, необходимая для замыкания уравнений (5), определяется из серии расчетов соответствующих стационарных уравнений в рассматриваемом диапазоне рабочих давлений.

В качестве примера реализации предложенного метода рассмотрено решение задачи о переходном процессе в полужамкнутом объеме при резком сбросе давления.

Для решения данной задачи уравнения (5) решались совместно с системой уравнений внутренней баллистики полужамкнутого объема V в осредненных переменных [4]:

$$\begin{aligned} V \frac{dp}{dt} &= \rho_p S u - S_{kp} \Gamma(k) \sqrt{p\rho}, \\ \frac{V}{k-1} \frac{dp}{dt} &= Q_p \rho_p S u - \frac{k}{k-1} \frac{p}{\rho} S_{kp} \Gamma(k) \sqrt{p\rho}, \\ \Gamma(k) &= \sqrt{k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}. \end{aligned}$$

Здесь ρ_p , ρ – плотности топлива и продуктов сгорания; S , S_{kp} – площади поверхности горения и критического сечения сопла; k – показатель адиабаты продуктов сгорания; Q_p – тепловой эффект реакции горения.

Начальными условиями системы (6) являются параметры стационарного режима в момент времени $t = 0$.

Результаты расчетов НСГ при резком (скачкообразном) сбросе давления представлены на рис. 1а в безразмерных переменных $\bar{u} = u/u^0(p_0)$, $\tau = t/t_p$, где $t_p = a/[u^0(p_0)]^2$ – время релаксации прогретого слоя к-фазы. При проведении расчетов варьировался параметр χ (отношение времени релаксации свободного объема камеры сгорания к времени релаксации прогретого слоя к-фазы).

$$\chi = \frac{\rho_0 u^0(p_0) V}{\rho_p a S},$$

где ρ_0 , p_0 – стационарные значения плотности и давления в момент времени $t = 0$.

На рис. 1б. представлены результаты аналогичных параметрических расчетов, проведенных в рамках ФТНГ с переменной температурой поверхности горения [5].

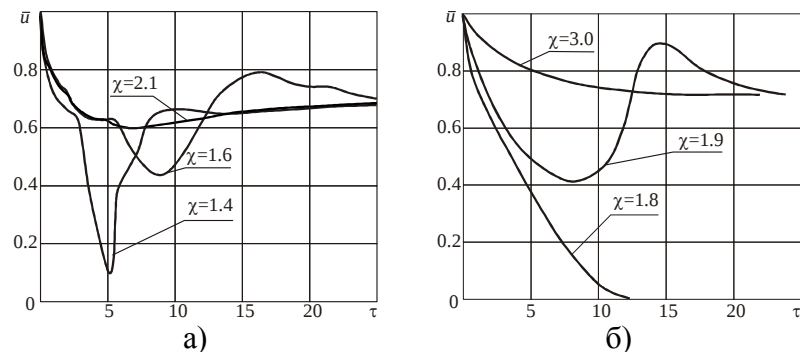


Рисунок 1 – Зависимость нестационарной скорости горения от времени при резком сбросе давления для разных значений параметра χ

Работа выполнена в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы при поддержке Государственного контракта П 474 от 04.08.2009 г. «Создание и переработка высокоэнергетических наполненных полимерных композиций», при финансовой поддержке РФФИ (проект № 10-03-90703-моб_ст).

ЛИТЕРАТУРА

1. Новожилов Б.В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973. – 176 с.
2. Зельдович Я.Б., Лейпунский О.И., Либрович В.Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975. – 131 с.
3. Гусаченко Л.К., Зарко В.Е., Зырянов В.Я., Бобрышев В.П. Моделирование процессов горения твердых топлив. Новосибирск: Наука, 1985. – 182 с.
4. Райзберг Б.А., Ерохин Б.Т., Самсонов К.П. Основы теории рабочих процессов в ракетных системах на твердом топливе. М.: Машиностроение, 1972. – 383 с.
5. Земских В.И., Новожилов Б.В., Тимченко А.В. Переходные режимы горения конденсированных систем в полужамкнутом объеме // Химическая физика. 1988. Т. 7, № 10. С. 1392–1399.

О ВЛИЯНИЕ ДОПУСКОВ РАЗМЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПАТРОНА НА ВНУТРИБАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

ДАНИЛИН Г.А., ИЛЬИНА О.Н

Балтийский государственный технический университет им.

Д.Ф. Устинова «ВОЕНМЕХ»

198005, Россия, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская д.1,

тел. (факс) 8 (812)-251-84-67, E-mail: ilina_olya@mail.ru

Конструкторские допуски размерных характеристик патрона и гильзы достаточно большие по сравнению с допусками, которые задаются согласно квалитетам. В тоже время эти допуски (конструкторские) не подчиняются одному закону для различных калибров патрона. При рассмотрении размерных характеристик патронов, его элементов и допусков на них видно, что большие допуски на длину патрона, пули, гильзы и толщину дна будут приводить к изменению объема зарядной камеры.

Работа посвящена изучению влияния допусков на выходные характеристики выстрела (дульную скорость и максимальное давление).

При исследовании влияния допусков на внутриваллистические параметры рассмотрены следующие конструктивные размеры и допуски на них:

- 1) длина пули $L_{пули}$;
- 2) длина гильзы $L_{гильзы}$;
- 3) длина патрона $L_{патр}$;
- 4) толщина дна гильзы $S_{дн}$;
- 5) толщина стенки гильзы S ,
- 6) диаметры гильзы D в различных сечениях;

а также такие величины, как

- 1) давление распатронирования p_H ;
- 2) масса пули m_n ;
- 3) масса заряда m_o .

Анализ конструкторских допусков показывает, что такие размеры как диаметр ведущей части пули и диаметр дульца гильзы задаются достаточно жестко и в основном соответствуют 9-10 квалитетам. Конструкторские допуски на длину патрона $L_{патр}$, длину гильзы $L_{гильзы}$, длину пули $L_{пули}$ и толщину дна $S_{дн}$ являются свободными, которые увеличивают объем зарядной камеры W_0 от минимума до максимума, а тем самым изменяют начальную скорость и максимальное давление. Результаты вычислений объема зарядной камеры W_0 , начальной скорости ($V_0 = V_o$), максимального давления p_{max} в диапазоне от наибольшего до наименьшего размера (наименьший размер определяется конструкторским допуском) подчиняются

следующему единому закону:

$$\begin{aligned} W_{0max} &> W_{0min}; \\ V_0 W_{0max} &< V_0 W_{0min}; \\ P_{max} W_{0max} &< P_{max} W_{0min}. \end{aligned}$$

Объем зарядной камеры W_0 определяется согласно следующим правилам: максимальному объему зарядной камеры W_{0max} соответствуют следующие геометрические характеристики патрона: максимальная длина патрона $Ln_{atr\ max}$ и гильзы $Lg_{\ max}$, минимальная толщина дна гильзы $S_{\delta n\ min}$, минимальная толщина стенки гильзы $S_{\ min}$ и минимальная длина пули $Ln_{\ min}$, наибольший наружный диаметр гильзы D . Следовательно, минимальному объему зарядной камеры W_{0min} соответствуют следующие геометрические характеристики патрона: минимальная длина патрона $Ln_{atr\ min}$ и гильзы $Lg_{\ min}$, максимальная толщина дна гильзы $S_{\delta n\ max}$, максимальная толщина стенки гильзы $S_{\ max}$ и максимальная длина пули $Ln_{\ max}$, наименьший наружный диаметр гильзы D . Также определены объемы зарядных камер W_0 с учетом допусков заданных согласно квалитетам.

Начальная скорость пули и максимальное давление будут определяться начальными исходными данными: калибром пули, массой пули, массой заряда, пулеизвлекающим усилием и объемом зарядной камеры W_0 . Результаты вычислений начальной скорости и максимального давления показывают, что если задавать допуски согласно квалитетам (уменьшая величину конструкторского допуска и приводя его к меньшему значению), то выходные характеристики будут находиться между значениями начальной скорости и максимального давления рассчитанными при минимальном и максимальном объеме зарядной камеры.

Для калибров 7,62 и 12,7 мм величина изменения начальной скорости от разницы $V_0 W_{0min} - V_0 W_{0min(14кв)}$ будет составлять в среднем 8 м/с, а максимального давления $P_{min W_{0min}} - P_{max W_{0min(14кв)}} - 13$ МПа при условии, что масса пули и заряда постоянны.

В теоретических расчетах рассмотрены вероятностные изменения объема зарядной камеры, давления распатронирования, массы пули и заряда от минимального до максимального значения.

Расчетами установлено, что для пули клб. 5,45 мм массой пули от 3,3г до 3,35г соответствует следующий закон: увеличение массы пули приводит к увеличению величины начальной скорости и максимального давления. Однако для клб. 7,62; 12,7 и 14,5 мм закон представляется иначе: чем больше масса пули, тем меньше начальная скорость и максимальное давление.

Изменение диаметра ведущей части пули в пределах допуска не приводит к большому изменению начальной скорости и соответствует $\Delta V_0 = 0,1$ м/с.

Полученные результаты дают основание для корректировки размерных параметров и использовать соответствующие законы систематизации допусков на размерные характеристики патрона в целом, что позволит уменьшить диапазон изменения начальной скорости и максимального давления, а тем самым повысить показатели качества стрельбы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чурбанов Е.В. Краткий курс баллистики. Учебное пособие. Изд. 2-е, испр., Балт. гос. техн. ун-т – СПб, 2006. - 291 с.
2. Г.А. Данилин, В.П. Огородников, А.Б. Заволокин. Основы проектирования патронов к стрелковому оружию. Санкт-Петербург, 2005. - 374 с.
3. Бекленищев В.В. Аэробаллистическое проектирование. Методические указания по выполнению курсовой работы (КР). Тула, 2005. – 32 с.
4. Анурьев В.И. Справочник конструктора-машиностроителя: В 3 т. Т.1. – 8-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, – 2001г.-920с.
5. Допуски и посадки: Справочник. В 2-х частях / В.Д. Мягков, М.А. Палей, А.Б. Романов, В.А. Брагинский – 6-е изд., перераб. и доп. – Л. Машиностроение. Ленинградское отделение, – 1982г.

РАСЧЕТ НА ПРОЧНОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ КОРПУСА БОЕПРИПАСА ПРИ ВЫСТРЕЛЕ

ДУБИНИНА С.Ф., ХМЕЛЬНИКОВ Е.А.

*«Уральский государственный технический университет –
УПИ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»
Нижнетагильский технологический институт (филиал),
г. Нижний Тагил*

Затраты на проведение испытаний средств поражения составляют значительную долю в общих затратах на разработку боеприпаса. В связи с этим возникает задача создания виртуальных стендов испытаний боеприпасов. Одной из составных частей виртуального стенда является задача моделирования испытаний боеприпасов на прочность при выстреле.

Решение поставленной задачи проводится методами математического моделирования, необходимая для решения система уравнений включает:

уравнения движения:

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_r}{\partial t} &= \frac{V}{\rho_0} \cdot \left[\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) \right] + \frac{V}{\rho_0} \cdot F_r, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= \frac{V}{\rho_0} \cdot \left[\frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \sigma_{rz} \right] + \frac{V}{\rho_0} \cdot F_z, \\ \frac{\partial v_\theta}{\partial t} &= \frac{V}{\rho_0} \cdot \left[\frac{\partial \sigma_{\theta r}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{\theta z}}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot 3\sigma_{\theta r} \right] + \frac{V}{\rho_0} \cdot F_\theta,\end{aligned}$$

закон сохранения массы:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V \cdot \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \cdot v_r \right),$$

уравнения, определяющие компоненты тензора скоростей деформаций:

$$\begin{aligned}\dot{\epsilon}_{rr} &= \frac{\partial v_r}{\partial r}, \\ \dot{\epsilon}_{zz} &= \frac{\partial v_z}{\partial z}, \\ \dot{\epsilon}_{rz} &= \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r},\end{aligned}$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta\theta} = \frac{v_r}{r} = \left[\frac{\dot{V}}{V} - (\dot{\varepsilon}_{rr} + \dot{\varepsilon}_{zz}) \right],$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta r} = \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + v_\theta \left(\frac{1}{r} - r \right),$$

$$\dot{\varepsilon}_{\theta z} = \frac{\partial v_\theta}{\partial z},$$

уравнение состояния:

$$p = p(V),$$

уравнения, определяющие изменения компонент девиатора напряжений в случае упругого деформирования материала:

$$\frac{\partial D_{\sigma rr}}{\partial t} = 2G \left(\dot{\varepsilon}_{rr} - \frac{\dot{V}}{3V} \right) + \delta_{rr},$$

$$\frac{\partial D_{\sigma zz}}{\partial t} = 2G \left(\dot{\varepsilon}_{zz} - \frac{\dot{V}}{3V} \right) + \delta_{zz},$$

$$\frac{\partial D_{\sigma \theta\theta}}{\partial t} = 2G \left(\dot{\varepsilon}_{\theta\theta} - \frac{\dot{V}}{3V} \right) + \delta_{\theta\theta},$$

$$\frac{\partial D_{\sigma rz}}{\partial t} = G(\dot{\varepsilon}_{rz}) + \delta_{rz},$$

$$\frac{\partial D_{\sigma \theta r}}{\partial t} = G(\dot{\varepsilon}_{\theta r}) + \delta_{\theta r},$$

$$\frac{\partial D_{\sigma \theta z}}{\partial t} = G(\dot{\varepsilon}_{\theta z}) + \delta_{\theta z},$$

уравнения, определяющие компоненты тензора напряжений:

$$\sigma_{rr} = D_{\sigma rr} - p,$$

$$\sigma_{zz} = D_{\sigma zz} - p,$$

$$\sigma_{\theta\theta} = D_{\sigma \theta\theta} - p,$$

$$\sigma_{rz} = D_{\sigma rz},$$

$$\sigma_{\theta r} = D_{\sigma\theta r},$$

$$\sigma_{\theta z} = D_{\sigma\theta z},$$

$\delta_{rr}, \delta_{zz}, \delta_{\theta\theta}, \delta_{rz}, \delta_{\theta r}, \delta_{\theta z}$ - поправки компонент девиатора напряжений, связанных с поворотом фиксированного элемента среды как единого целого.

В уравнениях движения слагаемые F_r , F_z и F_θ - проекции объёмных сил, действующих на корпус, на соответствующие оси координат. В качестве объёмных сил рассматриваются силы инерции.

При решении задачи поведение материала корпуса описывается в рамках модели идеальной упруго – пластической среды, с помощью теории пластического течения.

Изменение компонент девиатора напряжений во времени характеризуется уравнениями пластического течения Прандтля – Рейсса, которые решаются приближённо: первоначально при решении задачи считается, что материал деформируется упруго. Затем проводится проверка на выполнение условия пластичности. В качестве критерия пластичности используется критерий Мизеса. В случае выполнения условия пластического течения выполняется корректировка компонент девиатора напряжений путём приведения вектора девиатора напряжений на круг текучести.

$$p = A \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right),$$

где A, m - коэффициенты, зависящие от физико-механических свойств материала.

Для решения задачи используется лагранжев метод Уилкинса. Расчет ведется в цилиндрической системе координат, которая связана с корпусом снаряда и движется вместе с ним. При расчётах используется равномерная четырёхугольная разностная сетка, которая движется вместе со средой. Компоненты вектора скорости определяются для узлов сетки, а такие параметры как давление, напряжения и другие определяются в центрах элементов.

Для проверки разработанной методики проводились расчеты на прочность двух боеприпасов: 152 – мм осколочно – фугасного снаряда и 30 – мм осколочно – фугасно – зажигательного.

При расчетах исследуемых боеприпасов на прочность были получены графики напряженного состояния корпусов для различных моментов времени. Интенсивность напряжения для всех элементов боеприпаса отражена различными цветами (рисунок 1, рисунок 2).

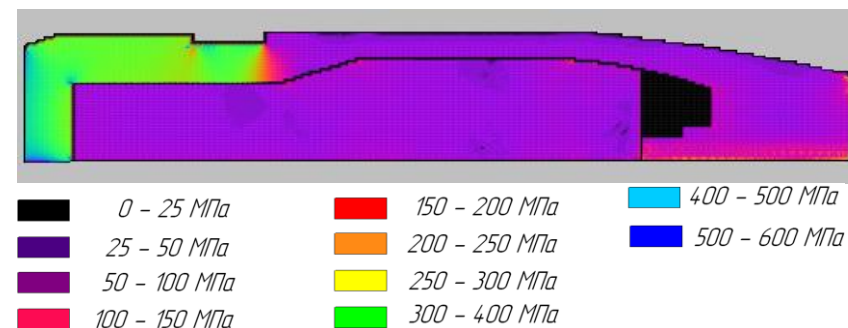


Рисунок 1 – Напряжения, возникающие при максимальной реакции ведущего пояска, для 30-мм снаряда

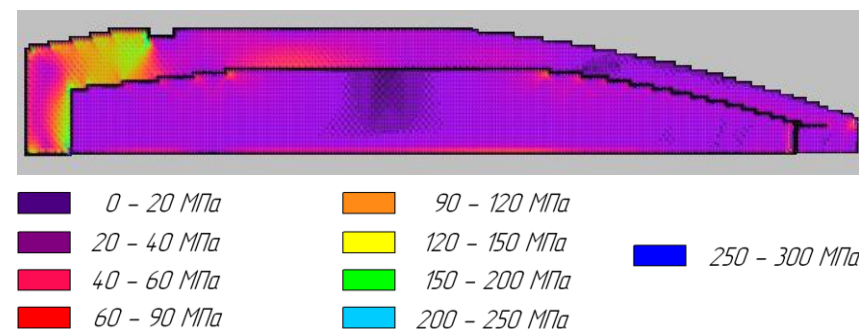


Рисунок 2 – Напряжения, возникающие в начале движения боеприпаса, для 152-мм снаряда

Полученные результаты хорошо совпадают с величинами напряжений, рассчитанными по известным инженерным методикам.

Расчет проводится для всего корпуса, что позволяет получить достаточно полную информацию о его напряженно – деформированном состоянии.

Предлагаемая методика реализована в виде расчетной программы, выполняемой на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы проектирования боеприпасов: учебное пособие / М.Я. Водопьянов; Балт. гос. техн. ун-т., Санкт – Петербург, 2007. – 387 с.
2. Прикладная механика сплошных сред. Т 1,3: Учебник для вузов./ Под ред. В.В. Селиванова. М.: Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. – Т.1. -520 с. Т.3. - 376 с.
3. Физика взрыва: В 2 т. 3-е изд., испр. / Под ред. Л.П. Орленко. М.: Физматлит, 2004. Т. 1. – 832 с. Т.2. – 656 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВЫХОДЕ НА РЕЖИМ РАБОТЫ РДТТ

ЕГОРОВ М.Ю., ЕГОРОВ С.М., ЕГОРОВ Д.М., НЕКРАСОВ В.И.

Пермский государственный технический университет,

614000, г. Пермь, Комсомольский проспект, 29,

Тел./факс (342) 212-39-27, (342) 219-80-67

ФГУП «Научно-исследовательский институт полимерных материалов»,

614113, г. Пермь, ул. Чистопольская, 16,

Тел. (342) 255-56-83, 254-00-02, факс (342) 255-35-87, 254-00-88

E-mail: niipm@pi.ccl.ru

В ряде случаев при выходе на режим работы в камере сгорания РДТТ возникает интенсивный ударно-волновой процесс, который характеризуется большой амплитудой колебаний давления и других газодинамических параметров. Ракетный двигатель в целом и прочноскреплённый с корпусом двигателя заряд твёрдого топлива (ТТ) в частности жестко нагружаются. В осевом направлении заряд получает значительные перемещения, причём со сменой знака во времени. В зоне крепления заряда с корпусом двигателя, особенно в районах переднего и заднего днищ, и в других зонах – концентраторах возникают значительные деформации и напряжения. Это может быть причиной образования трещин в заряде и дальнейшего разрушения ракетного двигателя.

Для устранения этих нежелательных эффектов предпринята попытка детального комплексного численного исследования переходных внутрикамерных процессов, протекающих при выходе на режим работы РДТТ. Рассматривается сопряжённая задача, включающая в себя: - описание процесса срабатывания воспламенительного устройства; - прогрев, воспламенение и последующее горение заряда ТТ; - течение продуктов сгорания в камере сгорания и сопловом блоке ракетного двигателя; - движение заглушки соплового блока. Каждая из подзадач рассматривается во взаимосвязи и решается одновременно – на одном шаге по времени. Учитываются особенности процесса срабатывания воспламенительного устройства, постепенность прогрева, воспламенения, нестационарный и турбулентный режим горения заряда ТТ, нестационарный гомогенно-гетерогенный ударно-волновой характер течения в камере сгорания сложной пространственной формы и неравномерно-ускоренное движение заглушки соплового блока.

Процесс срабатывания воспламенительного устройства с перфорированным корпусом и вкладным зарядом воспламенительного состава описывается на основе экспериментально-теоретического подхода. Путём решения обратной задачи внутренней баллистики для системы «воспламенитель

– имитатор свободного объёма камеры сгорания РДТТ» рассчитывается реальный (с учётом особенностей горения заряда воспламенительного состава) газоприход от воспламенительного устройства.

Описание процесса нестационарного прогрева, воспламенения и последующего нестационарного и турбулентного горения заряда ТТ базируется на модели Мержанова - Дубовицкого с учётом влияния газовой фазы на процесс горения в конденсированной фазе. Твёрдое топливо рассматривается как твёрдое тело, к которому применимы известные уравнения теплопроводности и химической кинетики. Для удобства эти уравнения приводятся в системе координат, связанной с поверхностью горения. Считается, что реакции в конденсированной фазе удовлетворяют закону Аррениуса. Система дифференциальных уравнений интегрируется численно конечно-разностным сеточным методом. В расчётах используются явные и неявные схемы аппроксимации первого и второго порядка точности. Для разрешения неявных конечно-разностных соотношений применяется метод прогонки.

Для математического описания процесса течения в камере сгорания и сопловом блоке РДТТ используются подходы механики сплошных многофазных сред. Воздух в камере сгорания, газообразные продукты сгорания воспламенительного состава и заряда ТТ это первая фаза. Мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания заряда ТТ (окисел алюминия) – вторая фаза. Мелкодисперсные частицы в продуктах сгорания воспламенительного состава (окисел магния) - третья фаза. Первую, вторую и третью фазы считаем гомогенно-гетерогенной смесью со своими температурами и скоростями движения. В такой системе каждая фаза занимает часть объёма смеси. Движение их рассматривается как движение взаимопроникающих и взаимодействующих сред. Полная (нестационарная и трёхмерная - декартовы координаты) система вихревых дифференциальных уравнений газовой динамики интегрируется численно методом Давыдова (методом крупных частиц), хорошо себя зарекомендовавшим при решении многих нелинейных задач механики сплошных сред. В расчётах применяется явная параметрическая (три параметра) полностью консервативная конечно-разностная схема метода. Используется равномерная ортогональная расчётная сетка. На нерегулярных (не совпадающих с расчётной сеткой) границах расчётной области применяется аппарат дробных ячеек.

Поступательное перемещение заглушки соплового блока РДТТ описывается уравнением движения (второй закон Ньютона).

При проведении численных расчётов выявлены особенности процесса прогрева, зажигания и горения заряда ТТ, а также закономерности ударно-волнового характера течения в камере сгорания РДТТ при выходе на режим работы. Результаты расчётов хорошо согласуются с данными стендовых натурных испытаний по уровню и характеру изменения давления в камере сгорания и тяги ракетного двигателя во времени.

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕПЛОВИЗОРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ АРТИЛЛЕРИЙСКОГО ВООРУЖЕНИЯ

ЖУКОВ Д.Н

ОАО «ЦНИИ «Буревестник»

603950, Нижний Новгород, Сормовское шоссе, 1А

т. (831) 241-66-53

В статье рассматривается опыт применения средств бесконтактного измерения температуры ствола артиллерийского орудия.

Одной из основных задач при проектировании артиллерийских орудий является определение теплового состояния ствола во время стрельбы. При проведении исследований в данном направлении необходимо кроме расчетных результатов иметь достаточное количество опытных данных.

Для измерения температуры при испытаниях артиллерийского вооружения обычно используются термопары.

В настоящее время имеется возможность применения для этой цели также бесконтактных измерительных приборов: тепловизоров и пирометров. Небольшие размер и вес подобных устройств позволяют применять их на испытаниях, когда доступ к стационарному оборудованию затруднен.

В отличие от термопар, тепловизор позволяет оперативно отслеживать изменения, происходящие не только в отдельных точках на поверхности орудия, но и во всей конструкции в целом.

В докладе рассматривается проведение опыта по исследованию нагрева 120-мм миномета 2Б11 при режимной стрельбе, а также процесса его остывания.

Для проведения замеров температуры использовались тепловизор и пирометр. Замеры температуры проводились в следующие моменты времени:

- непосредственно перед стрельбой;
- после усадочных выстрелов (для определения начальной температуры ствола перед режимной стрельбой);
- во время стрельбы (в промежутки между выстрелами);
- в течение 1 часа после окончания стрельбы при естественном охлаждении ствола.

В результате работы были получены максимальные значения температуры на поверхности ствола миномета, а также поле температуры для различных моментов времени (в виде термограмм).

Изменения температуры по времени отслеживалось в 4-х точках на поверхности ствола миномета.

На рисунке 1 приведены результаты измерений температуры в точках наружной поверхности ствола миномета при его остывании после окончания стрельбы.

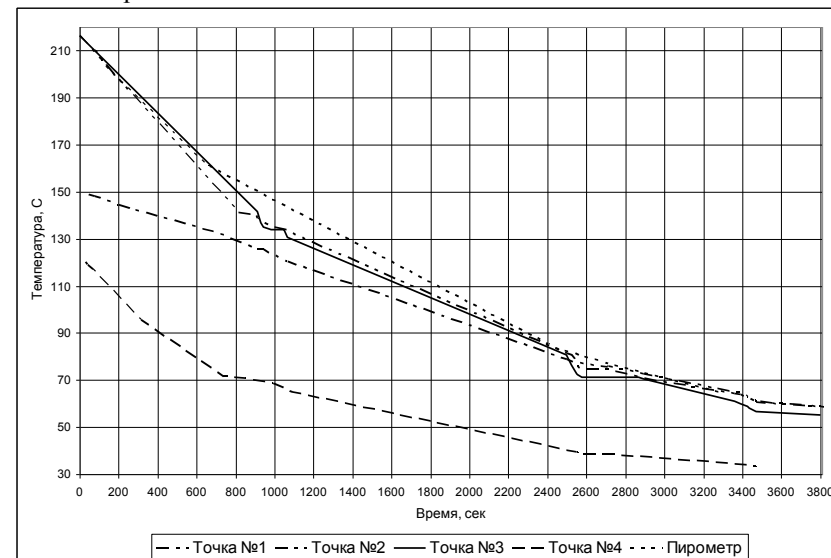


Рисунок 1 – Результаты измерения температуры

Дополнительно был проведен расчет изменения температуры ствола при естественном охлаждении в течение 1 часа после стрельбы.

Расчет проводился в пакете вычислительной газодинамики ANSYS CFX. Решалась нестационарная задача обтекания ствола потоком воздуха с учетом сопряженного теплообмена стенки ствола и набегающего потока. Начальные и граничные условия соответствуют условиям проведения эксперимента.

Результат сравнения расчетных и экспериментальных значений температуры приведен на рисунке 2.

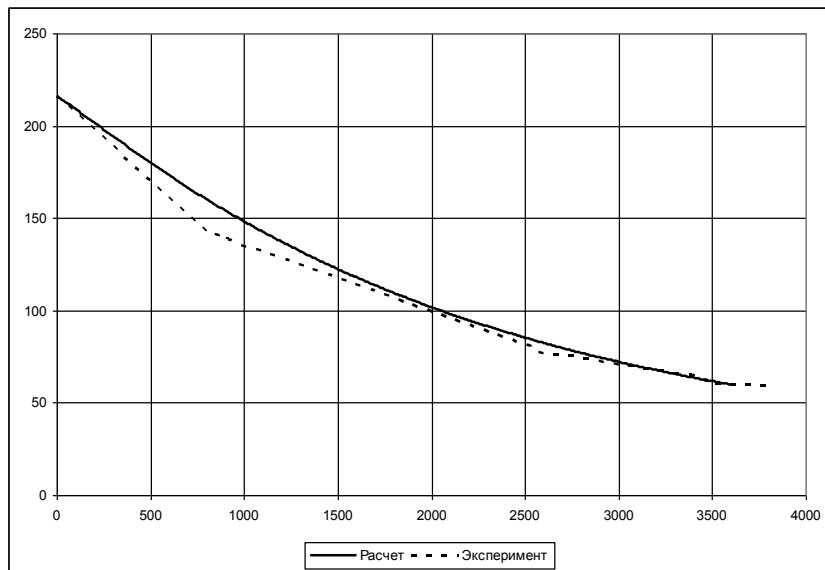


Рисунок 2 – Сравнение опытных и расчетных значений температуры наружной поверхности ствола в процессе остывания

По результатам проведенного опыта можно сделать вывод о целесообразности использования тепловизора для оценки теплового состояния артиллерийского орудия, но для более качественного измерения необходимо обеспечить условия измерения, при которых будет возможно получить больше данных во время процесса стрельбы, а также, дополнительно применять термопары для контроля.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ МОДУЛЬНОГО ЗАРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЫСТРЕЛА

**ЗАКАМЕННЫХ Г.И.¹, ЧЕРНОВ В.В.¹, АБДУЛЛИН А.К.¹,
СЕМЕНОВ И.В.², УТКИН П.С.², ЛЕБЕДЕВА А.Ю.²,
АХМЕДЬЯНОВ И.Ф.²**

¹ОАО «ЦНИИ «Буревестник»

603950, Нижний Новгород, Сормовское ш. д. 1а,
т. (831) 241-12-42, факс (831) 241-55-50, E-mail: burevestnik@atnn.ru

²Институт автоматизации проектирования РАН

123056, Москва, 2-ая Брестская ул. д. 19/18,
т. (495) 250-82-86, факс (495) 250-82-86, E-mail: semenov@icad.org.ru

Одной из наиболее ярко выраженных тенденций развития современной наземной артиллерии калибра 155 – 152 мм является переход на модульную конструкцию метательных зарядов при безгильзовой обтюрации. Модульные метательные заряды (ММЗ) в жестких сгорающих картузах (ЖСК) обеспечивают возможность автоматизации процессов формирования заряда и досылки его в камору. Отсутствие гильзы способствует сокращению цикла выстрела за счет исключения операции экстракции, устраняет проблему удаления гильзы из боевого отделения самоходного орудия и снижает загазованность броневоемкого объема. Однако переход на ММЗ связан с необходимостью решения целого ряда конструктивных, технологических и организационных проблем, некоторые из которых в недостаточной степени изучены в отечественной практике.

Ограниченный объем натурных испытаний, как правило, не позволяет исследовать такой вопрос, как зависимость баллистических характеристик выстрела с ММЗ от положения модулей метательного заряда в каморе после заряжания. В отличие от выстрела раздельно-гильзового заряжания, модули ММЗ не фиксируются в непосредственной близости от зеркала затвора при заряжании. При наличии значительного угла возвышения модули после досыла оседают на затвор орудия под действием собственного веса. Однако при малых углах возвышения этого не происходит и модули могут остаться в каморе на некотором удалении от затвора. Экспериментальные исследования функционирования ММЗ в подобных условиях связаны с необходимостью реализации значительного числа вариантов, что предполагает существенный объем стрельбовых испытаний.

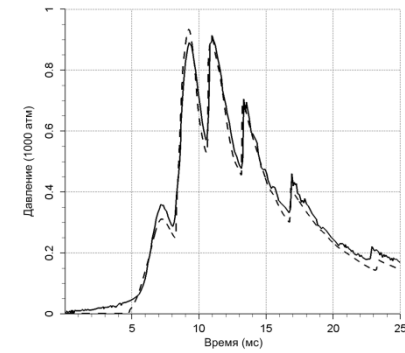
В условиях отработки нового заряда перебор всех возможных вариантов размещения ММЗ в каморе невозможен. Наиболее целесообразным

представляется следующий порядок исследований: (1) проведение экспериментов с расположением модулей ММЗ в некоторых характерных точках камеры; (2) математическое моделирование процессов функционирования ММЗ для выбранных случаев и согласование его результатов с результатами экспериментов; (3) проведение с использованием отлаженной модели расчетов для всех необходимых вариантов размещения ММЗ в камере.

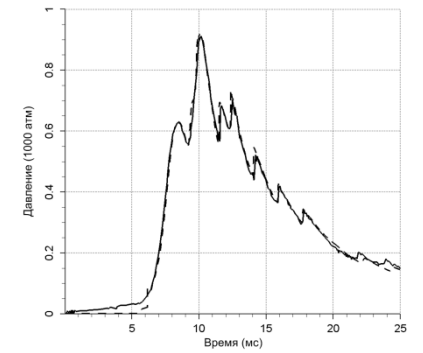
Для реализации подобного подхода были использованы результаты стрельбовых испытаний, проведенных ОАО «ЦНИИ «Буревестник» на 152-мм баллистической установке. Для стрельбы применялись макеты модулей разработки ФКП «ГосНИИХП» (г. Казань), снаряженные пироксилиновым порохом типа 4/1. При этом заряд состоял из одного модуля с расположением его (а) у зеркала затвора, (б) в середине камеры и (в) у дна снаряда. Как показали исследования, в этих условиях характер волновых процессов в заснарядном объеме определяется именно локализацией достаточно острого пороха, что обеспечивает удобство исследования процесса. Давление пороховых газов фиксировалось на многоканальный регистратор МИК-300С с использованием пьезометрических датчиков Т-6000. Для возможности исследования волновых процессов датчики размещались в начале зарядной камеры (на расстоянии 16 мм от зеркала затвора – датчик 1) и у начала переходного конуса камеры (на расстоянии 926 мм от зеркала затвора – датчик 2).

Стоит отметить, что работы по изучению влияния расположения ММЗ (в том числе в ЖСК) в камере на характер внутрибаллистического процесса и формирование волн давления в камере в настоящее время ведутся как отечественными [1], так и зарубежными [2] исследователями. В данной работе при моделировании использовался разработанный авторами программный комплекс для решения задач внутренней баллистики в квазиодномерном приближении на многопроцессорных ЭВМ [3].

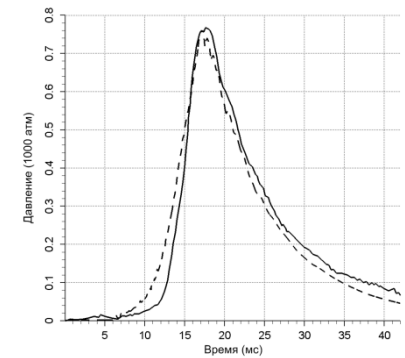
На Рис. 1 представлены результаты сравнения рассчитанных и экспериментальных кривых на двух датчиках давления в трех опытах с различным расположением модуля: (а) – (б) модуль у затвора, (в) – (г) модуль в центре камеры, (д) – (е) модуль у снаряда. Анализ кривых давления позволяет сделать следующие выводы. Наиболее сильные волновые процессы в камере наблюдаются при расположении модуля у затвора и снаряда, в то время как при расположении модуля в центре камеры распределение давления по длине камеры близко к равномерному.



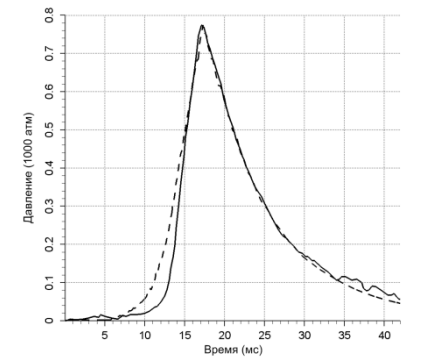
(а) датчик 1



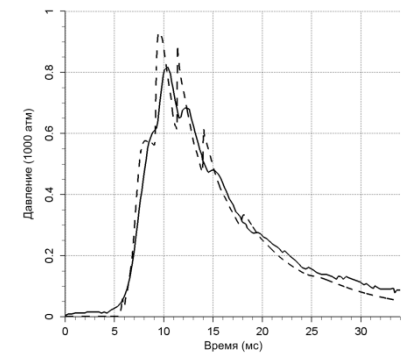
(б) датчик 2



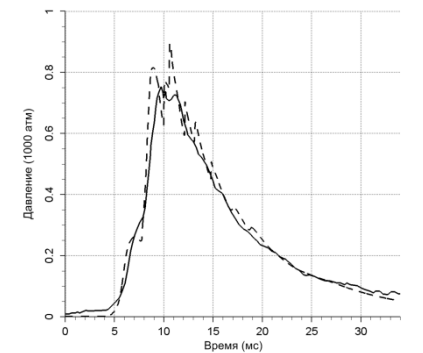
(в) датчик 1



(г) датчик 2



(д) датчик 1



(е) датчик 2

Рисунок 1 – Сравнение экспериментальных (сплошные) и рассчитанных (пунктирные) кривых давления.

Стоит отметить, что в случае расположения модуля у затвора (см. Рис. 1а – 1б) в расчете хорошо воспроизводятся амплитуды и фазы колебаний давления в камере. Анализ динамики изменения основных газодинамических характеристик в процессе выстрела позволяет сделать вывод о том, что волновой процесс в первом опыте с модулем у затвора связан с тем, что отошедший скачок, который формируется у снаряда в результате натекания на него пороховых газов, не отходит вслед за снарядом после начала его движения, а движется по направлению к затвору в связи со снижением интенсивности газоприхода в области у затвора. В случае расположения модуля в центре камеры распределение давления вдоль камеры близко к равномерному (см. Рис. 1в – 1г), что связано с симметричным распространением пороховых газов в обе стороны камеры и, следовательно, со значительно более слабыми отошедшими скачками у затвора и снаряда, которые быстро затухают после снижения интенсивности газоприхода. Наибольшее расхождение расчетных и экспериментальных зависимостей наблюдается в случае расположения модуля у снаряда (см. Рис. 1д – 1е). Причина этого может крыться в существенно двумерном характере процесса воспламенения и горения заряда в силу сложной формы запоясковой части снаряда, который в квазиодномерном подходе моделируется плоским поршнем.

Таким образом, в работе экспериментально и численно исследовано влияние положения отдельного модуля в ЖСК на характер внутрибаллистического процесса и формирование волн давления в камере баллистической установки калибра 152-мм. Расчетные и экспериментальные зависимости находятся в хорошем соответствии. Анализ пространственных распределений, полученных в вычислительных экспериментах, позволяет объяснить наблюдаемые в натурных опытах особенности протекания внутрибаллистического процесса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-01-12073-офи_м).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко А.Н. и др. Расчет функционирования модульных металлических зарядов в осесимметричной постановке // Матер. конф. «Соврем. балл. и смежные вопр. механ.». 9 – 13 ноября 2009 г. Томск. – С. 85 – 86.
2. Wang Yu-Wei et al. The Analysis of Pressure Waves under Combining TCM with LCM in Bi-Modular Charge // Proceedings of 23d International Symposium on Ballistics. Tarragona, Spain. April 2007. – P. 401 – 406.
3. Семенов И.В. и др. Разработка программного комплекса для решения задач внутренней баллистики // Горение и взрыв. Выпуск 3 / Под ред. С.М. Фролова. – М.: Торус Пресс, 2010. – С. 200 – 203.

ДИНАМИЧЕСКОЕ ТАРИРОВАНИЕ СФЕРИЧЕСКИХ КРЕШЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

ЗАПОЛЬСКИХ А.В., КОЗЯР А.В., КОЧКАРЬ Н.И. кандидат техн. наук

Федеральное казенное предприятие

«Нижнетагильский институт испытания металлов»

622015, Нижний Тагил, Гагарина ул. д. 29,

т. (3435) 47-51-15, факс (3435) 47-52-20, E-mail skb@ntiim.ru

При создании новых и модернизации существующих систем вооружения, в частности танковых и противотанковых пушек и выстрелов к ним, возникла кризисная ситуация, связанная с отсутствием средств измерения давления пороховых газов при выстреле в диапазоне до 1000 МПа и средств тарировки в этом диапазоне.

В СКБ измерительной аппаратуры ФКП «НТИИМ» были разработаны крешерные приборы трех типов с использованием сферического медного крешера диаметром 6 мм для измерения давления в диапазоне от 250 до 1000 МПа.

Для определения максимального крешерного давления пороховых газов используют таражные таблицы. Для определения «истинного» давления с использованием сферических крешеров необходимо применение динамических таражных таблиц.

За рубежом динамическое тарирование сферических крешеров проводится стрельбой из орудий. При этом в качестве образцового средства измерения давления применяются пьезоэлектрические датчики. Динамическое тарирование, проведенное таким методом, требует больших затрат, так как должна проводиться статистически достоверная серия натурных испытаний.

В результате проведенных научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ была создана и введена в эксплуатацию установка динамического тарирования «УДГ 10000». Установка позволяет моделировать процесс развития давления пороховых газов, возникающих при выстреле из артиллерийского орудия и создать такие же параметры максимального давления, длительности всего процесса выстрела, длительности переднего фронта.

Создание таражных таблиц путем моделирования стрельбы на установке динамической градуировки существенно снижает их стоимость. Отсутствие в системе дорогостоящего баллистического ствола, отсутствие снаряда, существенное уменьшение метательного заряда (в 5-10 раз) – вот основные составляющие уменьшения стоимости работ.

Установка с падающим шаром является лабораторным ударным стендом для моделирования динамических быстропротекающих процес-

сов. Удар производится бросанием стального шара с необходимой точно заданной высоты на приспособление со средством измерения. В качестве средства измерения в составе установки используются крешерные элементы и тензорезисторный датчик силы.

Учитывая высокую стабильность установки высоты падающего шара, естественно появляется возможность проведения испытаний вновь изготовленной партии сферических крешеров с целью получения статистических данных для составления таражной таблицы.

АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ, ОПИСЫВАЮЩИХ РАБОТУ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ДЕМПФЕРОВ, ИМЕЮЩИХ МАЛОТОРМОЖЕННЫЙ УЧАСТОК

КОЧЕТКОВ А.В.¹, САВИХИН И.О.¹, САДОВСКИЙ В.В.²

¹Научно-исследовательский институт Механики Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (НИИМ ННГУ)
603950, Нижний Новгород, ГСП-1000, пр. Гагарина, 23, корп. 6
(831) 465-14-33, e-mail: kochetkov@mech.unn.ru

²Открытое акционерное общество «Центральный научно-исследовательский институт «Буревестник» (ОАО ЦНИИ «Буревестник»), (831) 241-53-66, e-mail: burevestnik@atnn.ru

Актуальной проблемой, в том числе в артиллерийской отрасли, в настоящее время является построение численных моделей и решение задач, описывающих работу высокоскоростных демпферов с помощью современных расчетно-аналитических комплексов. Основным препятствием, не позволяющим напрямую использовать расчетные возможности таких комплексов как ANSYS, GDT, FLOTRAN являются проблемы при решении нестационарной задачи гидродинамики с многократным перестроением разностной сетки. При расчете противооткатных устройств (ПОУ) в артиллерийских системах с сотнями тысяч и миллионами ячеек временные затраты на персональных компьютерах достигают нескольких сот часов со слабой сходимостью к точному решению.

В данной работе с целью решения поставленной проблемы предлагается алгоритм расчета, основанный на декомпозиции полной задачи на одномерную динамическую задачу и совокупность стационарных трехмерных задач.

Рассмотрим предлагаемый алгоритм на примере построения модели специализированного ПОУ. Одномерная динамическая задача отката-наката описывает поступательное движение откатных частей под действием нагружающей силы пороховых газов с учетом реакции жидкости в системе на это движение. В этой задаче производится расчет перетекания

жидкости в системе полостей сквозь отверстия перфорированных цилиндров на основе использования коэффициентов гидравлического сопротивления. Они рассчитываются в результате решения серии трехмерных стационарных задач с учетом особенности реальной геометрии системы. Полученные результаты интерполируются, чтобы получить распределение значений гидравлических сопротивлений в любой момент расчетного времени.

Алгоритм расчета основывается на композиции решения одномерной динамической задачи и решений серии стационарных трехмерных задач, применяемых к моделированию высокоскоростных гидравлических демпферов. Одномерная динамическая задача описывает поступательное движение откатных частей под действием нагружающей силы с учетом реакции жидкости в системе на это движение. В этой задаче производится расчет перетекания жидкости в системе полостей сквозь отверстия перфорированных цилиндров с учетом коэффициентов гидравлического сопротивления этих отверстий. Значения этих гидравлических сопротивлений находятся в результате решения серии трехмерных стационарных задач с учетом особенности геометрии системы. Чтобы получить распределение значений гидравлических сопротивлений в любой момент расчетного времени, полученные результаты решений трехмерных стационарных задач интерполируются.

Разработанный алгоритм расчета специализированного ПОУ был использован при моделировании работы стенда свободного отката (ССО).

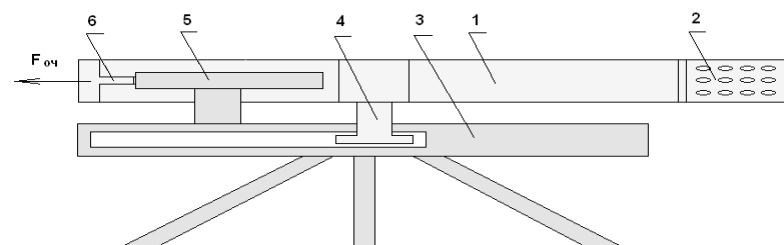


Рисунок 1 – Схема стенда свободного отката
(1-ствол, 2-дульный тормоз, 3-станина, 4-направляющая, 5-противооткатное устройство, 6-шток, F – сила давления пороховых газов)

Противооткатное устройство 5 (рис.1) состоит из двух параллельно закрепленных гидравлических тормозов с участком малоторможенного отката (Рис. 2).

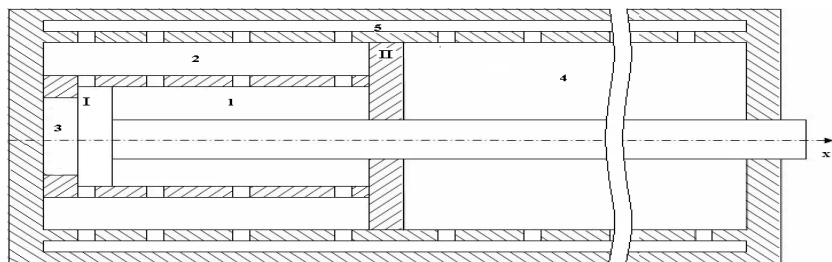


Рисунок 2 – Схема гидравлического тормоза с участком малоторможенного отката

(1-5 – рабочие полости, заполненные жидкостью, I и II рабочие поршни).

На рис. 3(а, б) приведено сравнение результатов численных расчетов (тонкая сплошная линия) с экспериментальными данными (жирная сплошная линия).

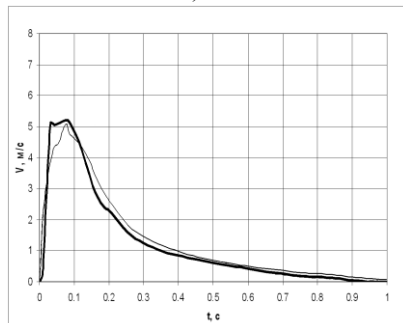


Рисунок 3 (а) – скорость движения поршня I

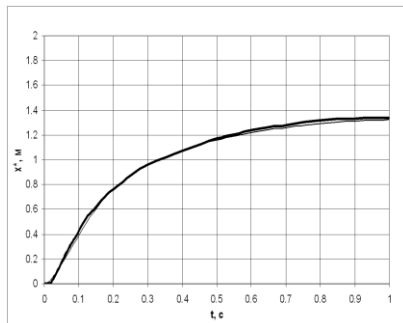


Рисунок 3 (б) – перемещение поршня I

Предложенный алгоритм позволил получить численное решение, достаточно хорошо приближающееся к экспериментальным данным, как по перемещениям, так и по скоростям движения откатных частей. Таким образом, предложенный алгоритм дает решение рассматриваемых задач с точностью, достаточной для проектирования и анализа динамики высокоскоростных демпферов.

МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ДВИЖЕНИЯ СНАРЯДА В СТВОЛЕ С УЧЕТОМ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТОЧКАХ КОНТАКТА НА ЦЕНТРУЮЩИХ УТОЛЩЕНИЯХ

КЭРТ Б.Э., ЗНАМЕНСКИЙ Е.А., ПАВЛОВ Я.О.

*Балтийский государственный технический университет,
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, д.1.*

Тел. (812) 495-77-90, E-mail Kert@mail.ru

Реализована методика расчета пространственного движения снаряда в стволе или пусковой трубе (ПТ), основанная на следующих принципах. Используется общая модель пространственного движения статически и динамически асимметричного снаряда, сформулированная и апробированная в [1]. Факт наличия или отсутствия точек контакта центрующих утолщений с поверхностью ствола или ПТ устанавливается исходя из геометрии положения снаряда и ограничивающей поверхности путем поиска точек центрующих утолщений снаряда, минимально удаленных от ограничивающей поверхности. В рамках модели взаимодействия абсолютно твердых тел в точках контакта ставится условие равенства нулю нормальной составляющей скорости точки снаряда относительно ствола. В рамках модели, учитывающей упруго-пластическую деформацию контактирующих тел, величина реакции ствола или ПТ в точке контакта определяется с использованием зависимости А.Перссона [2]. В обоих случаях для решения возникающих уравнений используется модификация неявного метода, реализованного в [1]. В целом постановка задачи подобна таковой в [3] но не содержит каких-либо упрощений в модели пространственного движения снаряда. Методика реализована в составе ППП «Матмех» [4] и применяется при решении задач внутренней баллистики ствольных систем и динамики старта снарядов РСЗО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Э. Кэрт, Д.А.Никитин, Я.О.Павлов, К.И.Селезнева. Численное моделирование пространственного движения снаряда. Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы. - 2009 г., вып. 3, стр.42 -50.
2. Могильников Н.В., Горбунов В.В., Левицкий Л.Ф. Движение снаряда в стволе и на траектории: 2-е изд. доп. - Тул. гос. ун-т. Тула 2007 – 144 с.
3. Смирнов-Аляев Г. А. Соппротивление материалов пластическому деформированию. – Л.: Машиностроение, 1978. 368 с.
4. Разделение неуправляемых снарядов систем залпового огня /РАРАН; Б.Э. Кэрт, В.И. Козлов, Н.А. Макаровец; под ред. Н.А. Макаровца; редкол. серии: В.В.Панов (пред.) и др. М.: Машиностроение, 2008. 438 с.: ил. (Справ. б-ка разработчика-исследователя).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ИМПУЛЬСНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ КОРРЕКЦИИ ТАНДЕМНОЙ СХЕМЫ

ЛАДНЫЙ С.Д., РУССКОВ В.Ф.¹

Федеральное государственное унитарное предприятие "Центральный научно-исследовательский институт химии и механики"

115487, Москва, ул. Нагатинская, 16а

тел. (499) 611-5129, факс: (499) 782-2321, E-mail: mail@cniihm.ru

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие "Конструкторское бюро точного машиностроения имени А.Э. Нудельмана"

117342, Москва, ул. Введенского, 8

тел.(495) 333-01-65 факс (495) 333-55-13 e-mail: tochmash@rmt.ru

Введение. Импульсные двигатели коррекции (ИДК) предназначены для управления боеприпасом (БП) путём организации кратковременных воздействий боковой силы R , которые вызывают разворот вектора скорости изделия в плоскости промаха в сторону его уменьшения.

Рассмотрим блок ИДК тандемной схемы (рисунок 1). Он состоит из корпуса, разделенного диафрагмой и разрушаемой мембраной на две последовательно расположенные равноценные камеры сгорания, и соплового блока с заглушкой. Сопловой блок развернут относительно продольной оси камер сгорания на 90° . В каждой камере сгорания находятся пороховой заряд типа БМС, воспламенитель и электровоспламенитель.

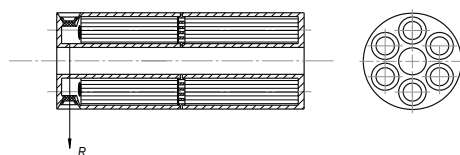


Рисунок 1 – Блок ИДК с тандемным расположением камеры сгорания

Работа ИДК происходит следующим образом: первой включается камера, расположенная ближе к соплу, а затем, по отдельному сигналу блока управления – дальняя камера. Электрический сигнал от батареи через блок управления подается на электровоспламенитель. При его срабатывании инициируется воспламенитель, а от него – пороховой заряд.

При работе первой камеры газы, образующиеся при сгорании порохового заряда, заполняют камеру сгорания и, после достижения давления форсирования, выбрасывают заглушку из сопла. Затем происходит истечение продуктов горения из сопла в атмосферу.

При работе второй камеры газы, после достижения давления форсирования, разрушают мембрану и, проходя через первую камеру сгорания, вытекают через сопло, создавая силу тяги.

Расчет ИДК включает расчет массы и геометрических характеристик порохового заряда, массы воспламенителя, диаметра критического сечения и выходного диаметра сопла, а также кривых давление–время.

Методика расчета. Исходными данными для расчета являются:

- внутренний диаметр камеры сгорания D ;
- длина камеры сгорания L ;
- количество трубок в заряде N ;
- удельная масса топлива ρ ;
- максимальное давление в камере p_{max} ;
- полный импульс ИДК I_n ;
- количество корректирующих импульсов Z ;
- единичный импульс топлива i ;
- температура горения топлива T ;
- максимальное время работы τ_{max} .

Расчет производится в следующей последовательности:

- полный импульс при срабатывании одной камеры $I_{n1} = \frac{I_n}{Z}$;
 - масса заряда $M = \frac{I_{n1}}{i}$;
 - наружный диаметр пороховой трубки $d_{нар} = \frac{D - 0,5}{n}$;
 - длина пороховой трубки $l = L - 0,5$; где 0,5 мм – толщина технологического зазора;
 - n – коэффициент (зависит от количества трубок);
 - масса одной трубки $m = \frac{M}{N}$;
 - внутренний диаметр трубки $d_{вн} = \sqrt{d_{нар}^2 - \frac{4 \cdot m}{l \cdot \rho}}$;
 - площадь поверхности заряда
- $$F_{гор} = \pi \cdot N \cdot \left[(d_{нар} + d_{вн}) \cdot l + \frac{d_{нар}^2 - d_{вн}^2}{2} \right].$$

Устойчивость горения заряда контролируется по критерию Победоносцева λ :

- для газов, текущих в канале $\lambda = \frac{2 \cdot l}{d_{вн}} \leq \lambda_{кр}$, если это условие не

выполняется, то $d_{вн}$ назначается с учетом ограничения $d_{вн} \geq \frac{2 \cdot l}{\lambda_{кр}}$;

- для газов, текущих снаружи трубок

$$\lambda = \frac{2 \cdot N \cdot \left(d_{нар} \cdot l + \frac{d_{нар}^2 - d_{вн}^2}{4} \right)}{D^2 - N \cdot d_{нар}^2} \leq \lambda_{кр}, \text{ если это условие не выполняется,}$$

то l назначается из ограничения $\lambda < \lambda_{кр}$.

Затем масса заряда и полный импульс двигателя пересчитываются из назначенных параметров $d_{вн}$ и l .

Масса воспламенителя:

Масса воспламенителя рассчитывается из условия, что состав БМС надежно воспламеняется при давлении форсирования ($p_{ф}$) не менее 40...50 кгс/см²:

$$p_a = \frac{f \cdot \Delta_g}{1 - \alpha \cdot \Delta_g},$$

где: f – сила пороха, Дж/кг; α – коэфф. продуктов сгорания воспламенителя, см³/г; Δ_g – плотность заряжания для заряда воспламенителя

$$\Delta_g = \frac{m_g}{V_{св}}, \text{ г/см}^3; m_g - \text{масса заряда воспламенителя, г; } V_{св} - \text{свободный}$$

объем камеры сгорания в момент воспламенения, см³;

$$V_{св} = \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot L \cdot \zeta - \frac{M}{\rho},$$

$\zeta = 1,1 \dots 1,15$ – коэффициент, учитывающий предсопловый объем.

Параметры критического сечения сопла:

- площадь

$$F_{кр} = \frac{F_{гор} \cdot U(p) \cdot \rho}{A \cdot p_{max} \cdot \varphi}, \text{ где: } A = \sqrt{\frac{k}{R \cdot T} \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}} - \text{коэффициент ис-}$$

течения; $U(p)$ – скорость горения пороха; φ – коэффициент заполнения диаграммы давления; k – показатель адиабаты продуктов горения; R – газовая постоянная, Дж/моль·К; T – температура, К.

- диаметр $d_{кр} = \sqrt{\frac{4 \cdot F_{кр}}{\pi}}$;

- диффузор сопла определяется углом раструба (β) и диаметром выходного сечения (d_a). Специфика двигателей коррекции состоит в том,

что они проектируются при жестких габаритно-массовых ограничениях. Длина диффузора и диаметр выходного сечения в большинстве случаев назначаются из условий компоновки ИДК в БП.

Диаграмма давления в камере сгорания:

Рабочий период условно разбивается на три последовательных участка:

- а) воспламенение и выход двигателя на режим;
- б) горение заряда;
- в) истечение газа из камеры сгорания.

Начальными значениями являются: максимальное давление (p_{max}), закон скорости горения пороха, геометрические параметры заряда ($d_{нар}$, $d_{вн}$, l_0), число трубок в заряде (N), диаметр критического сечения сопла ($d_{кр}$), коэффициент истечения (A) и удельная масса пороха (ρ).

Задаемся величиной шага по времени $\Delta\tau$. Затем расчет проводится в следующей последовательности:

- скорость горения пороха при давлении на предыдущем шаге $U(p_{i-1})$;
- толщина сгоревшего свода заряда $\delta_i = U(p_{i-1}) \cdot \Delta\tau$;
- текущие значения геометрических параметров заряда
 $d_{нар\ i} = d_{нар\ i-1} - 2 \cdot \delta_i$; $d_{вн\ i} = d_{вн\ i-1} + 2 \cdot \delta_i$; $l_i = l_{i-1} - 2 \cdot \delta_i$; l_i ;
- текущее значение поверхности горения $F_i(d_{нар\ i}, d_{вн\ i}, l_i)$;
- текущее значение давления (p_i);
- итерация: полученное значение давления подставляется в начало и цикл повторяется до тех пор, пока разница между p_i и p_{i-1} не станет меньше заданной.

Выражение для расчета кривой давление-время в период опорожнения (релаксации) камеры сгорания получено из совместного решения уравнения сохранения массы в дифференциальном виде и уравнения состояния газа:

$$\begin{cases} -\frac{dm}{d\tau} = A \cdot p \cdot F_{кр}; \\ p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R \cdot T; \end{cases}$$

где: m – текущее значение массы газа в камере сгорания, кг; τ – время, с; V – объем камеры сгорания, см³; μ – средняя молекулярная масса продуктов горения, кг/моль.

Отсюда, в предположении изотермичности процесса ($T=\text{const}$), получено следующее уравнение:

$$-\frac{dp}{d\tau} = \frac{A \cdot F_{кр} \cdot R \cdot T}{\mu \cdot V} \cdot p.$$

Его решением при начальном условии $p=p_1$ при $\tau=\tau_1$ (где p_1 – давление в момент полного сгорания заряда) является выражение:

$$p(\tau) = p_1 \cdot \exp \left[\left(- \frac{A \cdot R \cdot T \cdot F_{кр}}{\mu \cdot V} \cdot (\tau - \tau_1) \right) \right] \text{ или}$$

$$p(\tau) = p_1 \cdot \exp \left(- \frac{\tau - \tau_1}{\tau^*} \right).$$

Величина $\tau^* = \frac{\mu \cdot V}{A \cdot R \cdot T \cdot F_{кр}}$ называется характерным временем

истечения. Она равна времени падения давления в e раз.

Результаты расчета. На рисунке 2 представлены результаты расчета кривых давление-время для одного из вариантов ИДК тандемной схемы перспективного изделия.

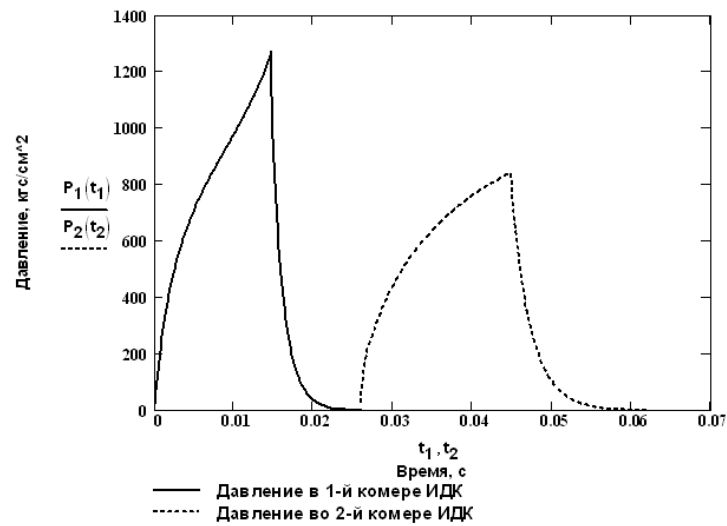


Рисунок 2 – Зависимости давления от времени в 1-й и во 2-й камере сгорания ИДК при температуре 50 °С

ОПТИМИЗАЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ДВИГАТЕЛЯ БАЛЛАСТНОЙ СХЕМЫ

ЛАДНЫЙ С.Д., РУССКОВ В.Ф.¹

Федеральное государственное унитарное предприятие "Центральный научно-исследовательский институт химии и механики"

115487, Москва, ул. Нагатинская, 16а

тел. (499) 611-5129, факс: (499) 782-2321, E-mail: mail@cniihm.ru

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие "Конструкторское бюро точного машиностроения имени А.Э. Нудельмана"

117342, Москва, ул. Введенского, 8

тел.(495) 333-01-65 факс (495) 333-55-13 e-mail: tochmash@rmt.ru

При проектировании балластного двигателя неизбежно возникает вопрос о выборе оптимального соотношения объемов заряда и балласта для канала заданных габаритов. В работе /1/ приведена методика расчета внутренней баллистики импульсного двигателя балластной схемы. Пользуясь формулой (31) из /1/ проанализируем зависимость полного импульса от отношения объема внутренней полости балласта к объему канала.

Используем в качестве переменной величину

$$\Theta = \frac{V_m}{W}, \quad (1)$$

где W – объем канала двигателя. Эта величина связана со степенью расширения газа ψ_2 следующим соотношением

$$\Theta = \frac{1}{\psi_2}. \quad (2)$$

Рассмотрим схему двигателя, представленную на рисунке 1. Считаем, что балласт полностью заполняет канал и не выступает за его габариты.

$$W = V_m + V_q \quad (3)$$

где V_m – объем внутренней полости балласта и V_q – объем балласта.

Считаем, что плотность заполнения внутренней полости зарядом (Δ_m) и удельная масса материала балласта (ρ_q) известны. Тогда можно записать:

$$m = V_m \cdot \Delta_m \text{ и } q = V_q \cdot \rho_q \quad (4)$$

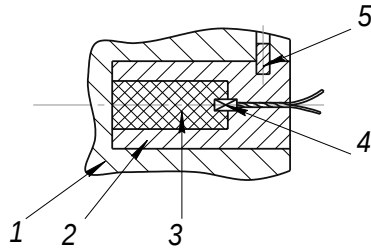


Рисунок 1 – Конструктивная схема двигателя балластной схемы:
1 – корпус; 2 – балласт; 3 – твердотопливный заряд; 4 – инициатор;
5 – стопорный элемент

С учетом (1) и (3)

$$m = W \cdot \Theta \cdot \Delta_m \quad \text{и} \quad q = W \cdot (1 - \Theta) \cdot \rho_q. \quad (5)$$

Подставляя (2) и (5) в (31) /1/ получим в явном виде нужную зависимость:

$$I_n = W \sqrt{2 \cdot \varepsilon_0 \cdot \Delta_m \cdot \rho_q \cdot \Theta \cdot (1 - \Theta) \cdot \left[1 - \left(\frac{\Theta}{1 + \Theta} \right)^2 \right] + \xi \cdot W \cdot \Delta_m \cdot \frac{\Theta^2}{1 + \Theta} \cdot \sqrt{2 \cdot \varepsilon_0}},$$

где ε_0 – удельная внутренняя энергия газа; ξ – коэффициент, зависящий от свойств газа.

Это выражение может быть записано в безразмерном виде, более удобном для анализа:

$$\tilde{I}_n = \frac{I_n}{W \sqrt{2 \varepsilon_0 \cdot \Delta_m \cdot \rho_q}} = \sqrt{\Theta \cdot (1 - \Theta) \cdot \left[1 - \left(\frac{\Theta}{1 + \Theta} \right)^2 \right] + \xi \sqrt{\frac{\Delta_m}{\rho_q}} \cdot \frac{\Theta^2}{1 + \Theta}}.$$

Величина $\tilde{I}_n$ определяется, главным образом, параметром Θ и слабо зависит от соотношения плотностей заряда и балласта. На рисунке 2 показана зависимость $\tilde{I}_n(\Theta)$ для прессованного заряда и стального балласта ($\Delta_m = 1,35 \text{ г/см}^3$ и $\rho_q = 7,85 \text{ г/см}^3$).

Кривая имеет четко выраженный максимум $\tilde{I}_n = 0,535$ при $\Theta = 0,57$. Расчеты показывают, что его положение довольно слабо зависит от свойств заряда и балласта во всем реальном диапазоне их изменения.

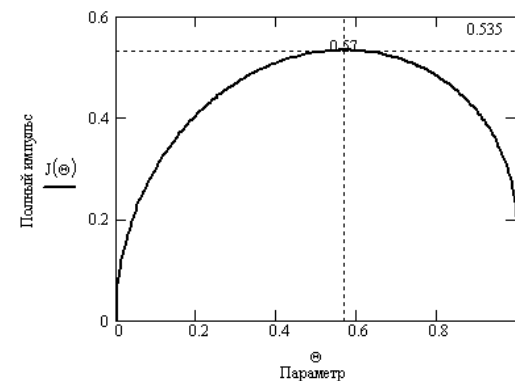


Рисунок 2 – Зависимость безразмерного полного импульса от Θ

Величина масштабного коэффициента, от которого зависит абсолютное значение импульса двигателя, напротив, сильно зависит от свойств заряда и балласта. Сказанное иллюстрируется данными в таблице 1, где представлены координаты оптимумов и значения масштабного коэффициента, рассчитанные для предельных значениях плотностей заряда и балласта.

Таблица 1

		Плотности заряда и балласта (Δ_m/ρ_q), г/см ³			
		0,5/2,7	0,5/18	1,5/2,7	1,5/18
Координаты максимума	Θ	0,60	0,535	0,655	0,535
	$\tilde{I}_n$	0,538	0,588	0,604	0,514
Масштабный коэффициент $W\sqrt{2\varepsilon_0 \cdot \Delta_m \cdot \rho_q}$, кг·м/с		16,84	29,16	43,5	75,3

Выводы:

Показана возможность оптимизации конструкции двигателя по соотношению объем заряда – объем балласта. В рамках рассматриваемой модели оптимум реализуется при $\Theta = 0,53 \dots 0,655$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Апанасенко Г.Ф. и др. Внутренняя баллистика импульсного двигателя балластной схемы.// Сб. материалов Всероссийской научно-технической конференции "Фундаментальные основы баллистического проектирования-2008"; в 2-х томах; под ред. Б.Э. Кэрта. – СПб.: БГТУ, 2008. – Т.1. – С.124-136.

ГОРЕНИЕ ОКТОГЕНА, CL-20 И ИХ СМЕСЕЙ С АЛЮМИНИЕМ

**МЕЕРОВ Д.Б., МОНОГАРОВ К.А., МУРАВЬЕВ Н.В., ИВАНОВ Д.А.,
ОРДЖОНИКИДЗЕ О.С., ПИВКИНА А.Н., ФРОЛОВ Ю.В.**

Учреждение Российской академии наук Институт химической физики им.
Н.Н. Семенова (ИХФ РАН), 119991 ул. Косыгина 4, Москва, тел/факс:
(499) 137-82-03, E-mail a7777@center.chph.ras.ru

Данная работа связана с исследованием энергетических конденсированных систем (ЭКС) на основе современных энергоемких компонентов нитраминного типа – октогена (НМХ) и гексанитрогексаазаизовюрцитана (CL-20), обладающего каркасной структурой [1, 2]. Представлены экспериментальные данные по морфологии исследуемых порошков, термическому поведению и скорости горения исследуемых нитраминов: моноотоплив и бинарных соединений с 25% (вес.) алюминия [3]. В работе использовался микронный и ультрадисперсный алюминий. Морфология, дисперсность и удельная поверхность составов определялись методами лазерной дифрактометрии (Ласка, Россия), растровой электронной микроскопии РЭМ (PHENOM, FEI, Нидерланды), а также БЭТ-анализа (Flow-Sorb, Micrometritics, USA). Термическое поведение материалов изучалось при динамическом нагреве в потоке инертного газа (STA 409 PC, NETZSCH, Германия).

Исследуемые материалы представляют собой:

1. Нитрамины. На рис. 1 представлены РЭМ изображения порошка октогена НМХ β -модификации микронного размера ($d_{43} = 40$ мкм) и порошка CL-20 ϵ -модификации микронного размера ($d_{cp} \sim 100$ мкм).

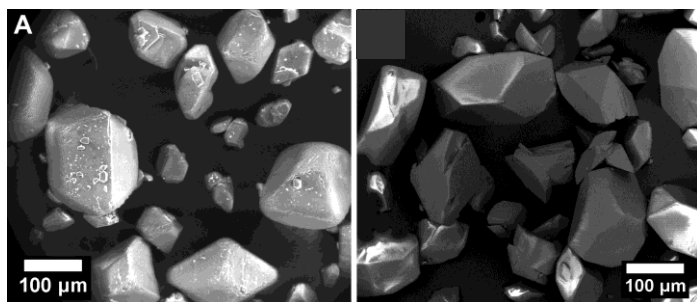


Рисунок 1 – РЭМ изображения а) октоген, б) CL-20

2. Алюминий. Порошок микронного размера марки АСД-6 (среднеповерхностный диаметр $D_5=1.6$ мкм, содержание активного металла – 95%) и порошок ультрадисперсного алюминия ALEXTM ($D_5=190$

нм, активность – 84%), оба порошка состоят из частиц сферической формы.

Измерение скорости горения исследуемых моноплив и бинарных ЭКС проводилось по записи с датчика давления и скоростной видеосъемке процесса горения образцов (1200 кадр/с, Casio EX-F1, Япония) в бомбе постоянного давления (объемом 1,5 л) в атмосфере азота. Погрешность определения скорости горения составила $\pm 5\%$. Цилиндрические образцы диаметром 8 мм, полученные изостатическим прессованием при давлении 350 МПа, бронировались поксиполом по боковой поверхности.

В процессе горения при давлении выше 3.5 МПа образцы моноплива CL-20 разрушались (не удастся определить нормальную скорость горения). Для моноплива CL-20 на рис. 2 приведены данные В.П. Синдицкого и др в [4] (линия 2).

Исследуемые составы и их параметры горения и средние пористости образцов П представлены в таблице и на рис. 2.

Таблица

Параметры горения исследуемых составов.

Составы	B	ν	R^2	П, %
HMX	2.0	0.93	0.976	7
CL-20 [4]	5.1	0.78		5-10
ALEX /HMX	6.1	0.83	0.987	12
ALEX/CL-20	9.9	0.81	0.984	6
АСД-6/HMX	2.1	0.80	0.993	7
АСД-6/CL-20	5.3	0.89	0.996	3

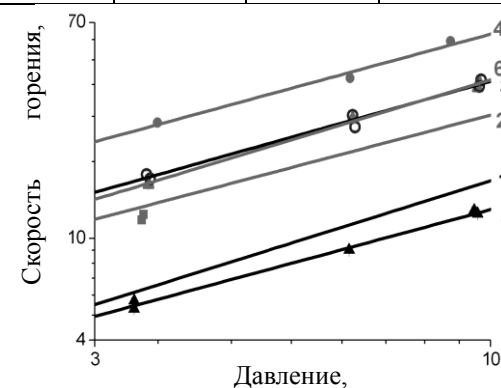


Рисунок 2 – Зависимость скорости горения от давления (номера из табл., log –log шкала)

Значения показателя ν в законе горения ($U=B \cdot P^\nu$) для монотоплива из CL-20 ниже, чем для монотоплива из HMX (0.78 и 0.93 соответственно), а скорости горения значительно выше (в 2 раза при 3.5 МПа). Введение алюминия изменяет значение показателя в законе горения – для октогена ν понижается с 0.93 до 0.80 (АСД-6/HMX), в то время как для CL-20 оно возрастает с 0.78 до 0.89 (АСД-6/CL-20).

Оба вида алюминия – микронный и ультрадисперсный повышают скорость горения CL-20 (кривые 6 и 4, Рис.2). В случае с октогеном добавка к нему микронного алюминия снижает скорость горения (кривая 5). Введение ультрадисперсного алюминия ожидаемо повышает скорость горения (кривая 3) [5]. Максимальные значения скорости горения получены для состава ALEX/CL-20.

В целом, ЭКС на основе CL-20, обладают большими скоростями горения, чем составы из октогена при использовании одинаковых порошков алюминия.

Дальнейшая работа будет посвящена исследованию продуктов горения, отобранных с поверхности образцов, для определения полноты сгорания составов и исследования процесса агломерации таких систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.T. Nielsen, *Synthesis of Polynitropolyaza Caged Nitramines*, Chemical Propulsion Information Agency, Publication 473, 1987.
2. S. Lobbecke, M.A. Bohn, A. Pfeil, et al., *Proc. 30th Intern. Annual. Conf. ICT, Karlsruhe, 1998*, p. 145-1.
3. N. Muravyev, Yu. Frolov, O. Ordzhonikidze, et al., *Proc. 36th Int. Pyrotechnic Seminar, Rotterdam, 2009*, p. 43.
4. В.П. Синдицкий, В.Ю. Егоршев, М.В. Березин, и др., *Ж. Хим. Физ.* 22 (7) (2003) 64-69.
5. V. Weiser, E. Roth, Y. Plitzko, et al., *Proc. 33rd Int. Conference of ICT, Karlsruhe, 2002*, p. 122.

МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ СМЕСЕВОГО ТВЕРДОГО ТОПЛИВА С ОХЛАДИТЕЛЕМ

**МИЛЁХИН Ю.М.¹, КЛЮЧНИКОВ А.Н.¹, ФЕДОРЫЧЕВ А.В.¹,
ГУНИН С.В.¹, СТРУНИН В.А.², МАНЕЛИС Г.Б.²**

¹ФГУП «Федеральный центр двойных технологий “Союз”»,
140090, г. Дзержинский, ул. академика Жукова, д. 42,
т. (495) 551-71-78, факс (495) 551-11-44, E-mail: dqr56@mail.ru

²Институт проблем химической физики РАН,
142432, г. Черноголовка, ул академика Семёнова, д.1
т. 8-252-211-58, факс 496-522-56-36, E-mail manelis@icp.ac.ru

Разработана математическая модель горения смесового твердого топлива с инертной добавкой (охладителем), учитывающая тепловыделение от химических реакций в матрице на поверхности конденсированной фазы и в газовой фазе, затраты тепла на прогрев и газификацию охлаждающего в конденсированной фазе и затраты тепла на прогрев продуктов газификации охлаждающего в газовой фазе. Кинетика реакций в конденсированной и газовой фазах описывается упрощенно в виде экспоненциального закона и степенной зависимости от давления. Скорость горения определяется температурой зон химических реакций. Модель базируется на работах [1...3].

Получено решение системы линейных дифференциальных уравнений с соответствующими граничными условиями и условиями сопряжения, которое представлено в виде системы трансцендентных уравнений. Численные исследования показали существование трех основных режимов горения топлив с охладителями – двух предельных, реализующихся в тех случаях, когда характерный размер частиц охладителя D много больше (крупный охладитель) или, наоборот, много меньше (мелкий охладитель) толщины прогретого слоя h_T , и переходного режима, который реализуется при сопоставимых величинах D и h_T .

Проведены сравнительные численные исследования горения композиции с инертным охладителем и охладителем (активным), продукты газификации которого способны вступать в экзотермические реакции с продуктами разложения матрицы. Выявлено, что композиция с мелким активным охладителем в области низких давлений имеет скорость горения выше, а в области высоких давлений – ниже, по сравнению с композицией с более крупным, но химически инертным охладителем.

Показано, что увеличение относительной доли тепловыделения в конденсированной фазе в суммарном тепловыделении сопровождается снижением скорости горения в области средних и низких давлений. Этот

эффект объясняется снижением теплового потока из газовой фазы к поверхности горения, вызванным отдалением поверхности фронта пламени от поверхности горения. Наибольшее изменение скорости горения реализуется в области низких давлений.

Разработанная модель на качественном уровне описывает практически всю совокупность наблюдаемых в эксперименте особенностей стационарного горения топлив как с химически инертными, так и с химически активными охладителями. Параметрическая идентификация модели позволила получить адекватное количественное описание экспериментальных данных в исследованном интервале давлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струнин В.А., Федорычев А.В., Гунин С.В., Ключников А.Н., Милёхин Ю.М., Манелис Г.Б. Механизм и закономерности горения смесевых твердых топлив с охладителем // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 6. С. 51-60.
2. Струнин В.А., Фирсов А.Н., Шкадинский К.Г., Манелис Г.Б. Режимы горения летучих веществ, разлагающихся в конденсированной и газовой фазах // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. № 1. С. 40-47.
3. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов / Г.Б. Манелис, Г.М. Назин, Ю.И. Рубцов, В.А. Струнин. М.: Наука. 1996 г.

НАНОТЕРМИТЫ В ПИРОНАГРЕВАТЕЛЯХ

**МОНОГАРОВ К.А., МЕЕРОВ Д.Б., МУРАВЬЕВ Н.В., ИВАНОВ Д.А.,
ОРДЖОНИКИДЗЕ О.С., ПИВКИНА А.Н., ФРОЛОВ Ю.В.**

*Учреждение Российской академии наук Институт химической физики
им. Н.Н. Семенова (ИХФ РАН), 119991 ул. Косыгина 4, Москва, тел/факс:
(499) 137-82-03, E-mail a7777@center.chph.ras.ru*

Малогазовые термитные составы применяются в пиротехнических устройствах, в которых требуется высокое удельное тепловыделение и малое количество газофазных продуктов. По сравнению с горением углеводородных топлив с кислородом, при котором образуется большое количество высокотемпературной газовой фазы, «безгазовое» горение может безопасно использоваться на борту космических аппаратов [1]. Выбор термитных составов для пиронагревателей детально описан в работе [2], где показано, что композиции $\text{Mg/Fe}_2\text{O}_3$ и $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$ с компонентами микронного размера устойчиво горят внутри герметичного модельного пиронагревателя. Исследование продуктов реакции показало, что при горении они находятся в жидком состоянии и хорошо смачивают внутренние стенки устройства. В этом случае улучшается тепловой контакт, а температура на внешней поверхности пиронагревателя достигает 700-1000°C.

Как известно, использование нанотермитов (термитных композиций с наноразмерными компонентами) может значительно повысить скорость горения и чувствительность составов к воспламенению [3-5]. Для регулирования скорости горения и температуры на поверхности пиронагревателя проведено исследование термитных составов $\text{Mg/Fe}_2\text{O}_3$ и $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$ с ультра- и наноразмерными компонентами.

В работе проведено сравнительное исследование термитных композиций из микродисперсных и из ультра- и наноразмерных порошков. В составе микронных термитов использованы алюминий ПАП-2, магний МПФ-4 и оксид железа тип «К». Для изготовления нанотермитов применен алюминий марки ALEX™, магний ультрадисперсный и наноразмерный оксид железа.

Составы с микропорошками приготавливались в механическом смесителе типа «турбула», а с ультра- и нанодисперсными компонентами смешивались как механически, так и с помощью ультразвукового гомогенизатора в бензине. По данным растровой электронной микроскопии (РЭМ) нанотермиты после механического смешения в бензине состоят из конгломератов магния или алюминия размерами до 30 мкм, однако, после ультразвуковой обработки размер этих конгломератов не превышал 1-2 мкм.

Синхронный термический анализ показал, что для термитных сме-

сей при скорости нагрева $50^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ реакция между нанокompонентами начинается при меньшей температуре, чем с микрокомпонентами, а при использовании ультразвукового смешения температура начала реакции в нанотермитах еще более снижается. Независимо от дисперсности компонентов, для составов $\text{Al}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ отмечено наличие пиков плавления железа – одного из основных, наряду с оксидом алюминия, продуктов реакции. Это доказывает протекание термитной реакции, а отсутствие потери массы при нагревании в диапазоне $20\text{--}1550^{\circ}\text{C}$ свидетельствует о протекании реакции в конденсированной фазе.

Критический диаметр $d_{\text{кр}}$ горения является важным параметром для пиронагревателей, поскольку определяет минимальный размер пиротехнического устройства, что важно для различных технических применений. Критический диаметр измерялся в стальных трубках с внутренними диаметрами 1-10 мм и толщиной стенок 2 мм, в которые запрессовался термитный состав. Шаг изменения диаметра трубки составлял 0,5 мм. Трубки размещались в бомбе постоянного давления, под начальным давлением азота 5 МПа (давление создаваемое системой воспламенения в герметичном модельном пиронагревателе). Для всех составов с микрокомпонентами критический диаметр горения составляет 2,5 мм. Для нанотермита $\text{Al}/\text{Fe}_2\text{O}_3$, перемешанного механически - 2.0 мм, а для состава смешанного с помощью ультразвука - 1.5 мм. Для нанотермита $\text{Mg}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ критический диаметр горения равен 3.0 мм, причем эта величина не зависит от способа смешения компонентов.

Горение нанотермитов изучалось в модельном пиронагревателе, подробное описание которого приведено в работе [2]. Заполнение трубки составом производилось методом холодного порционного прессования при давлении 300 МПа. Для композиции $\text{Al}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ пористость образцов не зависит от дисперсности компонентов, а для $\text{Mg}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ при замене микродисперсных компонентов на ультра- и наноразмерные пористость уменьшается примерно в 2 раза.

В таблице представлены экспериментальные данные по горению нанотермитов внутри горизонтально расположенного модельного пиронагревателя. Пористость, скорость горения, пиковые давление и температура поверхности трубки, скорость разогрева поверхности для нанотермитов приведены в сравнении с данными для исходных термитов с микродисперсными компонентами.

Скорость горения нанотермита $\text{Al}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ в 4 раза выше, чем термита из микроразмерных компонентов. Повышение гомогенности смеси за счет ультразвукового перемешивания приводит к дополнительному росту скорости горения в 1.5 раза. Напротив, для нанотермита $\text{Mg}/\text{Fe}_2\text{O}_3$ скорость горения падает в 6 раз по сравнению с составом с микродисперсными компонентами, что ведет и к значительному снижению пикового давления.

Возможно, падение скорости связано с уменьшением пористости прессованной композиции. Перемешивание ультразвуковым гомогенизатором дает прирост скорости горения в 1.5 раза. После обработки ультразвуком возрастает и скорость разогрева поверхности пиронагревателя. Для нанотермита $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$ после ультразвукового перемешивания скорость разогрева настолько велика, что приводит к резкому локальному прогреву стальной трубки, её плавлению и разрушению. Меньшая пиковая температура на поверхности трубки для этого нанотермита связана с меньшей активностью ультрадисперсного алюминия ALEXTM (84%) по сравнению с алюминием ПАП-2 (97%), что ведет к снижению тепловыделения при горении смеси из нано- и ультрадисперсных компонентов.

Таблица
Результаты по горению термитов в модельном пиронагревателе

Состав	Пористость, %	Скорость горения, мм/с	Пиковое давление, МПа	Пиковая температура на поверхности, °C	Скорость разогрева пов-ти, °C
исходный $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$	36	36	89.8	774	57
нанотермит $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$ (М)	32	140	37.3	722	68
нанотермит $\text{Al/Fe}_2\text{O}_3$ (U)*	33	210	61.9	-	-
исходный $\text{Mg/Fe}_2\text{O}_3$	35	33	46.4	742	57
нанотермит $\text{Mg/Fe}_2\text{O}_3$ (М)	15	5,2	5,2	748	37
нанотермит $\text{Mg/Fe}_2\text{O}_3$ (U)	18	7,7	7,0	762	44

* - взрыв трубки

Таким образом, при небольших скоростях нагрева (50°/мин) термитные реакции протекают без существенного выделения газофазных продуктов, что подтверждается сохранением веса образца во время эксперимента. При высоких скоростях нагрева, в режиме горения, термитная реакция происходит со значительным газовыделением, при этом пиковое давление внутри герметичного пиронагревателя может достигать 90 МПа, что опасно при их использовании. Однако, замена микрокомпонентов на

наноразмерные приводит к снижению этого опасного фактора и уменьшению пикового давления в 2-10 раз, при этом и скорость горения для термитных составов Al/Fe_2O_3 возрастает в 4 раза.

Увеличение гомогенности нанокomпонентов в композициях за счет перемешивания ультразвуковым гомогенизатором приводит к росту скорости горения в 1.5 раза. Температура поверхности пиронагревателя при использовании указанных термитов находится на уровне 720-760°C. Таким образом, использование ультра- и наноразмерных компонентов может повысить эффективность работы пиронагревателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goroshin S., Higgins A.J., Jiang L., MacKay K., and Ashrit P.V. // Microgravity Sci. Technol.- 2005. - **XVI-I**. – P.322.
2. Frolov Yu., Pivkina A., Ivanov D., Meerov D., Monogarov K., Muravyev N., Dilhan D. and Mudretzova S. // Proceedings of 34th International Pyrotechnic Seminar, 2007, Beaune, France, pp. 711-724.
3. Pantoya, Michelle L., and John J. Granier. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. – 2005. – P.53.
4. Bockmon, B. S., Pantoya M. L., Son S. F., Asay B. W., and Mang J. T. // Journal of Applied Physics. - 2005.
5. Plantier, K. B., Pantoya M. L., and Gash A. E.. // Combustion and Flame. – 2005. – **140**. – P. 299.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСНОСТИ КОМПОНЕНТОВ НА ГОРЕНИЕ ЭКС НА ОСНОВЕ ОКТОГЕНА И АЛЮМИНИЯ

**МУРАВЬЕВ Н.В., МОНОГАРОВ К.А., МЕЕРОВ Д.Б., ИВАНОВ Д.А.,
ОРДЖОНИКИДЗЕ О.С., ПИВКИНА А.Н., ФРОЛОВ Ю.В.**

*Учреждение Российской академии наук Институт химической физики
им. Н.Н. Семенова (ИХФ РАН), 119991 ул. Косыгина 4, Москва, тел/факс:
(499) 137-82-03, E-mail a7777@center.chph.ras.ru*

Октоген и алюминий - одни из основных компонентов современных энергетических конденсированных систем (ЭКС). Составы на основе октогена, наряду с высоким теоретическим удельным импульсом, имеют и недостатки: высоким показателем степени в законе горения (v) и сложностью регулирования параметров горения [1].

В работе исследуются структура, термическое поведение и параметры горения монотоплив из октогена, а также бинарных ЭКС октоген-алюминий. В качестве исходных компонентов модельных составов использованы следующие материалы: ультрадисперсный октоген, полученный методом криохимического синтеза [2] (обозначение – u -НМХ), микроразмерный октоген (m -НМХ), порошки алюминия АСД-4 (M -Al) и АСД-6 (m -Al), а также ультрадисперсный алюминий марки ALEXTM (u -Al). Для сравнительных экспериментов применялась композиция октогена с оксидом алюминия («ЧДА», ТУ 6-09-426-75). Весовая доля алюминия во всех бинарных ЭКС составляла 25%.

Частицы штатного микродисперсного октогена представляют собой крупнопризматические кристаллы со среднемассовым диаметром 40 мкм. На основе данных лазерной дифрактометрии, АСМ, РЭМ и величины удельной поверхности порошка (БЭТ) показано, что ультрадисперсный порошок u -НМХ имеет сложную иерархическую структуру. Наиболее мелкие частицы размером 20-50 нм и фракция размером ~300 нм, составляющие первую моду на кривой плотности объемного распределения, объединены в капиллярно-пористые тела размером около 10 мкм, в свою очередь формирующие вторую моду этого распределения.

Рентгенофазовый анализ порошка m -НМХ определил 100% содержание β -фазы. Для ультрадисперсного октогена обнаружено наличие двух кристаллических модификаций: α (40вес.%) и β (60вес.%), при этом средний размер кристаллитов обеих фаз превышает 400 нм. В работе [3] сообщается о переходе ультрадисперсного γ -октогена в β -фазу в процессе прессования. Для проверки этого эффекта получены рентгеновские спектры прессованного образца исследуемого ультрадисперсного октогена:

содержание α -фазы снизилось до 31%, соответственно, доля β -НМХ возросла до 69%. Размер кристаллитов для обеих фаз снизился на порядок, до 53 нм для α -НМХ и 77 нм для β -НМХ. Таким образом, механическое нагружение ультрадисперсного октогена приводит как к изменению фазового состава, так и к значительному снижению размеров зерен.

Термический анализ, существенных различий в величинах температуры плавления и разложения ультрадисперсного и микронного октогена, однако, температура фазового перехода для порошка α -НМХ смещена на 11°C в сторону более высоких температур. Это смещение, возможно, связано с двумя причинами: (1) влияние дисперсности частиц октогена и (2) наличие α -фазы октогена в составе α -НМХ. Так, в работе [4] сообщается о возрастании температуры фазового перехода $\beta \rightarrow \delta$ при уменьшении размера частиц для октогена размером более 74 мкм. Фазовый переход $\alpha \rightarrow \delta$, согласно данным работы [5], наблюдается при 188-200°C, переход $\beta \rightarrow \delta$ – в интервале 166-194°C. Тепловые эффекты разложения при скорости нагрева 5°C/мин достаточно близки: 1440 Дж/г - для ультрадисперсного и 1520 Дж/г для микропорошков (среднее по трем измерениям).

Величины скорости горения монотоплив из спрессованных частиц микро- и ультрадисперсного октогена практически совпадают ($P_0=2-10$ МПа) и близки к данным [6],[7] (Табл.). Наибольшей скоростью горения обладает состав α -Al/m-НМХ - на 30% выше, чем для системы из ультрадисперсных компонентов, и приблизительно в 2.5 раза выше, чем для монотоплива. У бинарной композиции из микродисперсных компонентов скорость горения ниже, чем у монотоплива и с ростом давления различие увеличивается. Независимо от дисперсности компонентов, прессованные бинарные композиции имеют показатель в законе горения $v \approx 0.83$, это ниже, чем у чистого октогена. Добавка Al_2O_3 не приводит к изменению v монотоплива, а лишь уменьшает уровень скорости. Введение в состав ультрадисперсного алюминия приводит к повышению скорости горения. Частицы металла сгорают в пределах зоны влияния октогена, приближая максимум температуры к поверхности горения, тем самым создавая дополнительный тепловой поток в конденсированную фазу [8]. Большая скорость горения состава с крупными частицами октогена, по-видимому, связана с увеличением поверхности горения, вследствие искривления поверхности горения.

Таблица

Параметры горения композиций ($U=B \cdot P^V$)

№	Состав	B	v	Пористость, %
1	m-HMX	2.0±0.2	0.93±0.05	7
2	u-HMX	2.1±0.2	0.93±0.04	11
	HMX(3-10 МПа) [8]	2.1	0.91	3
	HMX (0.3-40 МПа) [6]	2.3	0.89	13
3	u-Al/m-HMX	6.1±0.5	0.83±0.05	12
4	u-Al/u-HMX	5.1±0.7	0.81±0.07	14
5	m-Al/m-HMX	2.06±0.13	0.80±0.03	7
6	M-Al/m-HMX	2.17±0.06	0.83±0.02	7
7	Al ₂ O ₃ /m-HMX	1.40±0.04	0.93±0.02	20

Конденсированные продукты горения, определяющие эффективность работы двигательных установок, содержат две группы частиц ($P_0=6$ МПа, $h=23$ мм): первая характеризуется размерами в десятки микрон, а вторая представляет собой субмикронные частицы. Установлено, что для состава m-Al/m-HMX средний линейный диаметр агломератов ~84 мкм, содержание металлического алюминия в пробе равно 20.6%, для u-Al/m-HMX – 70 мкм и 5.8%, а для u-Al/u-HMX – 66 мкм и 5.0%.

Для улучшения гомогенности смесей использован метод смешения в жидкости (диэтиловый эфир) при помощи ультразвукового гомогенизатора. При использовании «ультразвукового» смешения скорость горения при $P_0=6$ МПа увеличивается на 18% по сравнению с составами, приготовленными методом «сухого» смешения.

Таким образом, установлено, что частицы ультрадисперсного октогена содержат значительное (40%) количество α -фазы, снижающееся при прессовании. Обнаружено снижение размеров частиц ультрадисперсного октогена практически на порядок при прессовании. Показано, что замена микро- алюминия на ультрадисперсный в бинарных ЭКС с октогеном приводит к значительному увеличению скорости горения и полноты реагирования металла. Применение ультрадисперсного октогена позволяет дополнительно повысить полноту сгорания и уменьшить дисперсность агломератов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 07-03-00894а).

ЛИТЕРАТУРА

6. Lengelle G., Dutertre J., Trubert J.F. Combustion of Solid Propellants. - ONERA, May 2002.
7. Генералов М.Б. Криохимическая нанотехнология. – ИКЦ Академ-книга, Москва, 2006.
8. Moore D.S., Lee K.Y., Hagelberg S.I. // Journal of Energetic Mate-rials. – 2008. – 26. - P. 70.
9. Imamura Y.Y., Lourenco V.L., Moreira E.D. et al. // Proceedings of 34th International Annual Conference of ICT. - Karlsruhe, 2003.
10. Brill T. B., Karpowicz R. J. // J. Phys. Chem. – 1982. – 86, N 21. - P. 4260.
11. Синдицкий В.П., Егоршев В.Ю., Березин М.В. // Ж. хим. физики. – 2003. - 22, №4. - С.53.
12. Shackelford S.A. et al. // Propellants, Explos., Pyrotech. – 1989. – 14. – P. 93.
13. Teipel U. Energetic materials. - WILEY-VCH Verlag, 2005.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В РДТТ

ПЕТРОВ В.Ю., МОДОРСКИЙ В.Я.

Пермский государственный технический университет
614990, Пермь, Комсомольский пр., д.29,
т./факс(3422)39-12-24, E-mail modorsky@pstu.ru

Моделирование колебательных режимов в РДТТ сопряжено с рядом трудностей. Например, в ряде случаев необходимо учитывать газодинамические, механические, тепловые, химические и др. процессы, изучение которых требует решения специфических задач.

В данной работе некоторые процессы, протекающие в свободном объеме и конструкции энергетической установки рассматриваются с единых методологических позиций в рамках одного численного метода. При решении, в осесимметричной постановке, используются законы сохранения массы, импульса и энергии, записанные в форме дифференциальных уравнений в частных производных. Математическая модель включает в себя также геометрические соотношения Коши, обобщенный закон Гука, уравнение состояния идеального сжимаемого газа и замыкается начальными и граничными условиями. Расчетная схема РДТТ представляет собой толстостенный цилиндр, подкрепленный консольной оболочкой (рис.1). С поверхности канала толстостенного цилиндра осуществляется газоприход, зависящий от характеристик потока в прилегающем слое газа. Используется один из вариантов метода конечных разностей – метод крупных частиц [1,2].

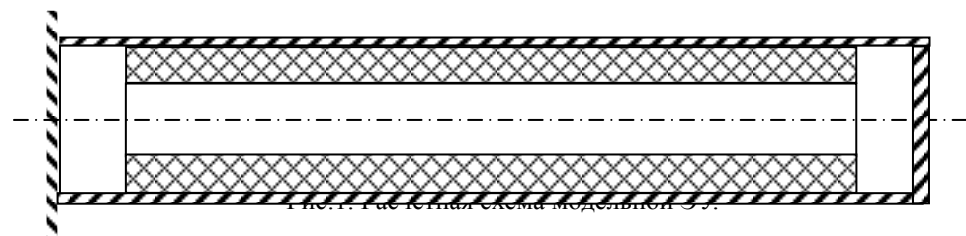


Рисунок1 – Расчетная схема РДТТ

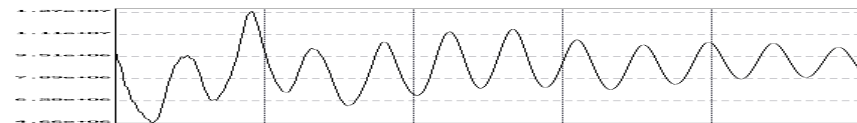
При конечно-разностной аппроксимации исходной системы дифференциальных уравнений используются схемы первого порядка точности по пространству и по времени. Каждый временной цикл включает в себя последовательную реализацию Эйлера, Лагранжева и заключительного этапов, вначале для газа, затем для конструкции. При расчете деформи-

руемого твердого тела в дополнение к трем традиционным этапам метода крупных частиц, вводятся этапы для оценки перемещений, деформаций и напряжений. При этом по результатам газодинамического расчета формируются граничные условия для оценки НДС конструкции и наоборот.

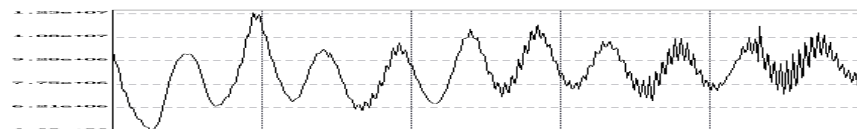
В рамках вычислительного эксперимента была проведена оценка характера колебательного процесса в модельной конструкции при изменении параметров сдвига фаз при ее деформировании под воздействием ступеньки давления.

В зависимости от принятых параметров устанавливались колебания затухающие, расходящиеся, либо с постоянной амплитудой. Автоколебания при введении дополнительных допущений обнаружены не были. Результаты расчета приводятся на рис.2.

а)



б)



в)

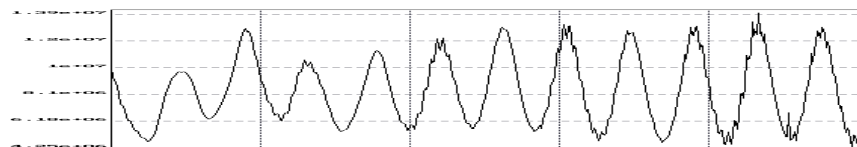


Рисунок 2 – Зависимость $P=P(t)$ а) $\tau=\tau'$ б) $\tau=3\tau'$ в) $\tau=4\tau'$

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О.М. Метод крупных частиц в газовой динамике/ Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М./ М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1982.-392с.
2. Модорский В.Я. Газоупругие процессы в энергетических установках/ Модорский В.Я., Соколкин Ю.В./М.:Наука. Физматлит, 2007.-176с.

ФОРМИРОВАНИЯ С ИЗБЫТОЧНЫМ ЗАРЯДОМ: ПРИРОДА ОБРАЗОВАНИЯ И ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПРОЦЕСС ГОРЕНИЯ

. *ПИНЧУК А.В. **ПИНЧУК В.А.

**Научно-технический центр «Протей»*

Россия, 194044. Гельсингфорская, д.4, корп.1

Тел.: +7 (812) 449-00-25. Факс: +7 (812) 449-00-27. E-mail: avp@protei.ru

***Балтийский государственный технический университет*

Россия, 190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская, 1

Тел.: +7 (812) 727.29.03. Факс: +7 (812) 292.24.09.

E-mail: vap@vp7550.spb.edu

Аннотация: Формулируется комплекс концептуальных представлений о природе формирования, характере и механизме влияния на процесс фиксируемых при горении макроскопических образований с избыточным (нескомпенсированным) содержанием одноимённо заряженных радикалов.

Обосновывается существование, вклад, характер и условия проявления традиционно не учитываемого (неизвестного) канала управления механизмом возбуждения экзотермических реакций, роль фактора управления в котором играет электрический заряд. Отмечается роль зарядового канала в обеспечении устойчивости горения.

ВВЕДЕНИЕ

Практические потребности в развитии и непрерывном совершенствовании тепловых энергопреобразователей различного назначения не могут быть обеспечены в настоящее время без существенного углубления физических представлений о механизме горения, реального смещения центра тяжести фундаментальных исследований в этой области на уточнение общих представлений о природе, изыскание новых возможностей управления характеристиками процесса, повышения его устойчивости и общей эффективности.

Известными экспериментальными наблюдениями (Б.С. Фиалков, Н.Д. Щербаков, В.И. Ботова, Е.Н. Таран, J.L. Kerrebrock, J.K. Vuchard и другие) многократно подтверждено, что, вне зависимости от исходного состава реагентов, процесс горения необходимо сопровождается формированием в реагирующей среде макроскопических образований с избыточным содержанием одноимённо заряженных радикалов (аквазинейтральных или АК-образований).

До сих пор, однако, природа формирования зарядовых флуктуаций в реагирующей среде как и реальный вклад заряженных частиц в меха-

низм горения остаются, по существу, невыясненными. И это при обстоятельствах, когда каждая из обнаруживаемых таким образом проблем представляет и самостоятельный, фундаментальной значимости научный и прикладной интерес. На их решение и направлена, в первую очередь, настоящая работа.

Работа базируется на материалах [1-8] и, в этой связи, одновременно определяет их продолжение и дальнейшее логическое развитие.

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ АК-ОБРАЗОВАНИЙ

Общие положения

При формулировании подхода к исследованиям учитывалось, что среда продуктов сгорания (ПС) ионизована. Ей свойственна временная и пространственная неоднородность теплофизических характеристик и состава, а соответствующие им градиентные и временные функции не только отличны от нуля, но и варьируются в весьма широких диапазонах.

С учётом [1] было сформулировано предположение, что *свойственная процессу горения в целом пространственно-временная параметрическая неоднородность собственно и обуславливает возникновение и непрерывное воспроизводство в зоне горения (является первопричиной) регистрируемых наблюдениями макроскопических АК-образований*.

ПС рассматриваются термодинамически открытой плазменной системой – смесью взаимодействующих друг с другом и окружающей средой нейтралов (a), носителей положительного (i) и отрицательного (e) заряда (трёхжидкостная плазменная модель [1]). Совокупностью параметров

$$\alpha = \frac{p_i}{p_a^{(0)}} = \frac{n_i kT}{n_a^{(0)}} = \frac{n_i}{n_a^{(0)}} \quad (1),$$

$$\psi = (n_e - n_i) / n_i \quad (2)$$

определен состав плазмы. Зависимостью

$$\eta = \alpha(1 + \psi). \quad (3)$$

оценивается относительная концентрация носителей отрицательного заряда (электронов).

Уравнениями

$$n_i = \alpha n_a^{(0)}; n_e = \alpha(1 + \psi) n_a^{(0)} = \eta n_a^{(0)}; n_a = (1 - \alpha) n_a^{(0)},$$

$$n_a^{(0)} = \frac{P_\Sigma}{[1 + \alpha(1 + \psi)] kT} = \frac{P_\Sigma}{(1 + \eta) kT} \quad (4)$$

определяются связи между основными параметрами.

Система уравнений

В составе системы, описывающей состояние среды учитываются:

- уравнения движения носителей заряда

$$n_e m_e \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U}_e \nabla \right) \vec{U}_e + \frac{en_e}{\mu_e} \left(\vec{U}_e - \vec{U}_a \right) + \nabla p_e - en_e \vec{E} = 0; \quad (5)$$

$$n_i m_i \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U}_i \nabla \right) \vec{U}_i + \frac{en_i}{\mu_i} \left(\vec{U}_i - \vec{U}_a \right) + \nabla p_i + en_i \vec{E} = 0; \quad (6)$$

- зависимости для среднemasовых скорости и плотности среды

$$\vec{U}_\Sigma = \frac{m_e \vec{U}_e \eta + m_i \vec{U}_i \alpha + m_a \vec{U}_a (1 - \alpha)}{m_e \eta + m_i \alpha + m_a (1 - \alpha)}; \quad (7)$$

$$\rho_\Sigma = \frac{m_e \eta + m_i \alpha + m_a (1 - \alpha)}{1 + \eta} \cdot \frac{P_\Sigma}{kT} \quad (8)$$

- уравнение неразрывности потока

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_\Sigma + \nabla (\rho_\Sigma \vec{U}_\Sigma) = 0; \quad (9)$$

- условие ионизационного равновесия среды в форме “Саха” с учетом входящих в него констант, представляемое в виде

$$\frac{\alpha \eta}{(1 - \alpha)(1 + \eta)} = 6.666798 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{T^{5/2}}{P_\Sigma} \exp \left(- \frac{eV}{kT} \right); \quad (10)$$

- уравнение сохранения заряда

$$\frac{\partial}{\partial t} q + \nabla \cdot \vec{j}_k = 0; \quad (11)$$

- уравнение Пуассона (электрической составляющей поля)

$$\nabla \cdot \vec{E} - \frac{1}{\varepsilon_0} q = 0. \quad (12)$$

Здесь:

$$\mu_e = \frac{e}{m_e Q_{ea}} [\pi m_e / (8kT)]^{0.5} \frac{(1+\eta)kT}{(1-\alpha)P_\Sigma};$$

$$\mu_i = \frac{e}{m_i Q_{ia}} [\pi m_i / (8kT)]^{0.5} \frac{(1+\eta)kT}{(1-\alpha)P_\Sigma}, q = e \frac{P_\Sigma(\alpha - \eta)}{kT(1+\eta)},$$

$$j_k = e(\alpha \vec{U}_i - \eta \vec{U}_e) \frac{P_\Sigma}{(1+\eta)kT} - \text{подвижности носителей заряда, локаль-}$$

ная плотность избыточного заряда и конвективная составляющая плотности тока соответственно.

С учетом связей между параметрами система (3)-(10) сводится к восьми линейно независимым соотношениям между десятью функциями: $U_e, U_i, U_a, \rho_\Sigma, U_\Sigma, \alpha, \eta, E, P_\Sigma, T$.

Машинный эксперимент

Система в одномерном представлении использовалась для выявления общих особенностей состояний слабоионизированных плазменных сред (в данном случае ПС) в условиях развитой пространственно-временной параметрической нестационарности, свойственных, например, горению в камерах тепловых двигателей. Замыкание системы обеспечивалось предположениями, что

$$P_\Sigma = p_0 \left[1 + c \cos \left(\frac{2\pi n_1 f_0}{a_0} x \right) \sin(2\pi n_1 f_0 t) \right], \quad T = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad (13)$$

или, учитывая широкую варьированность условий организации процесса, выражениями

$$P_\Sigma = \text{Const}, \quad T = T_0 \left[1 + c \cos \left(\frac{2\pi n_1 f_0}{a_0} x \right) \sin(2\pi n_1 f_0 t) \right]. \quad (14)$$

Задача сводилась к интегрированию системы в области $x \in [0, m_x x_k], t \in [0, m_t t_k] (x_k = a_0 / (n_1 f_0), t_k = 1 / (n_1 f_0))$

при отвечающих физическому смыслу начальных условиях:

$$x = 0 \vee t = 0: U_e = U_i = U_a = U_\Sigma = U, E = 0.$$

Разностная сетка при интегрировании образовывалась делением интервалов $[0, x_k], [0, t_k]$ на $(Z-1)$ промежутков так, что

$$x_j = (k_x - 1)x_k + (j - 1)h_x; \quad t_i = (k_t - 1)t_k + (i - 1)h_t \quad (k_x, k_t -$$

текущие кратности интегрирования по x и t соответственно; $i, j = 1, \dots, Z$; $h_x = x_k / (Z - 1)$; $h_t = t_k / (Z - 1)$ - расстояния между узлами сетки). С тем чтобы характерные точки P_Σ , T (см. (13), (14)) находились в узлах сетки, величина $(Z-1)$ выбиралась кратной 4. В качестве основного значения, при котором получено большинство результатов, принималось $Z = 81$.

При решениях кроме сеточных функций оценивался электростатический потенциал $\Omega_{ij} = -\frac{h_x}{2} \sum_2^j (E_{i,j-1} + E_{ij})$, комплекс $\Omega_{ij} \psi_{ij}$ и ряд иных параметров, тем или иным образом уточняющих пространственно-временную картину состояний плазмы.

Базовые параметры (p_0 , T_0 , V , c , n_i) при интегрировании широко варьировались. Величина f_0 принималась постоянной и равной 1000 с^{-1} . Условные массы иона и нейтрала задавались величинами $4,648585 \cdot 10^{-26}$ и $4,648676 \cdot 10^{-26}$ кг. Сечения электронных и ионных столкновений принимались равными: $Q_{ea} = Q_{ia} = 1,5 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$. Скорость звука a_0 приравнивалась $1000 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

Результаты

Как и предполагалось, вне зависимости от характера учитываемых пространственно-временных параметрических неоднородностей ((13) или (14)), их воздействие на ионизированную среду необходимо обуславливает массоперенос носителей заряда и формирование содержащих избыточный заряд образований (см., например, рис. 1).

Результат отвечает варианту возмущений согласно (13). На рис. представлены пространственно-временная зависимость акустической составляющей давления (a) - первичное возмущающее воздействие - и отклик - степень нарушения квазинейтральности $\xi = (n_i - n_e) / n_i = -\psi$, формируемый в связи с воздействием в средах с потенциалом ионизации 12, 14 и 16 В (b , c и d соответственно). Учитываемое давление среды $P_\Sigma = 30 \text{ МПа}$, относительная амплитуда пульсаций 5%, частота 16 000 Гц.

Ограничим обсуждение эксперимента лишь общими замечаниями. Его результаты неоспоримо указывают, что свойственная процессу горения пространственно-временная параметрическая неоднородность (неста-

ционарность) действительно обуславливает массоперенос (эвакуацию) носителей заряда, обеспечивая таким образом формирование и непрерывное воспроизводство в реагирующей среде АК-образований.

АК-образования при этом носят макроскопический характер. Их пространственные и временные протяженности обнаруживают связи (в том числе) с аналогичными характеристиками возмущающих воздействий и не подчинены, по существу, известным характеристическим ограничениям в рамках понятия «квазинейтральности». Они могут рассматриваться, в том числе, как отображение неустойчивостей в распределении заряда по объему, обусловливаемой внешними акустическими воздействиями и/или как в данном случае - неоднородностями состава и теплофизических характеристик среды.

Обратим внимание, что формируемые АК- образования обнаруживают области как с положительными, так и отрицательными значениями комплекса $\psi\Omega$, оцениваемого отмеченным выше способом.

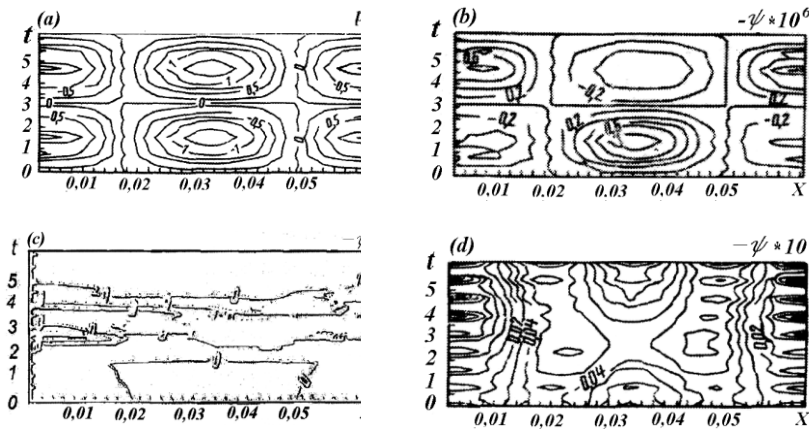


Рисунок 1 – Пространственно-временные зависимости параметрических неоднородностей:

p_{xt} - возмущающее воздействие (a); $-\psi = (n_i - n_e) / n_i$ - отклик на возмущение в составе сред с потенциалами ионизации $V=10$ В (b), 14 В (c) и 16 В (d); t, c^{-5}

РОЛЬ ЗАРЯДОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ КАК ПРОБЛЕМА

Оценка состояния

Задача обоснования вклада АК-образований (как носителей избыточного заряда) в механизм горения изначально обнаруживает общность с проблемой шаровой молнии (ШМ). Отметим, что общие представления о природе и совокупных проявлениях ШМ на базе традиционных для настоящего времени физических представлений не выработаны¹. Более того, в оценках принципиальных возможностей их формирования таким образом ощущается оправданный пессимизм.

Известны внушающие оптимизм попытки формирования модели представлений о ШМ на выходящей за рамки традиционной физической основе ([2-4], например). Важно, что подход базируется на фундаментальной основе, очевидное же сходство ШМ и АК-образований (носители избыточного заряда) указывает на целесообразность его использования и в настоящей работе. К сожалению, отмечаемая модель шаровой молнии как и базовые основы её формирования так и не получили должного признания и до сих пор требуют дополнительного пояснения.

Не касаясь, в связи с отмеченным, собственно модели ШМ обратим внимание на общую специфику и обоснованность положенных в её основу закономерностей.

Базовое предположение

Как и при формировании модели ШМ, будем предполагать, что *вклад зарядовых образований в механизм горения обосновывается существованием традиционно не учитываемых (неизвестных) различий в условиях внутреннего энергетического равновесия сред (УВЭР - между энергетическими состояниями различной физической природы) в зависимости от наличия или отсутствия в их составе избыточного электрического заряда² и, применительно к процессу горения, обеспечивается результатами неизбежно возбуждаемой релаксации в составе АК-образований (непосредственно с момента возникновения) к новому, учитывающему наличие заряда в составе среды, внутреннему равновесию.*

¹ Нарбатываемые до сих пор гипотезы на базе традиционных воззрений, не внося принципиальных изменений в состояние проблемы ШМ в целом, по существу лишь дополнительно подтверждают бесперспективность её решения таким образом.

² До сих пор традиционно учитывается независимость условий внутреннего энергетического равновесия среды от отсутствия или наличия в её составе избыточного заряда [9]

УСЛОВИЯ ВНУТРЕННЕГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

Ионизационное равновесие

Оценим, на первом этапе, возникающие в связи с наличием в составе среды некомпенсированного заряда особенности внутреннего ионизационного равновесия. Воспользуемся термодинамическим методом, как не опирающимся ни на какие модельные представления об атомно-молекулярной структуре вещества и являющимся, по существу, феноменологическим. Как и ранее, рассмотрение проведём в рамках трёхжидкостной модели. В качестве параметров состояния будем использовать, однако, степень ионизации α^* и относительное содержание электронов ψ в составе среды (согласно (1) и (13) соответственно)³.

Допустим, что путём внешних по отношению к некоторому выделенному объёму трехжидкостной плазменной среды воздействий в её состав вносится и в дальнейшем удерживается избыточный электрический заряд. Согласно общепринятым воззрениям внутреннее равновесие выделенной системы будет отвечать минимуму её термодинамического изобарически-изотермического потенциала « Φ », когда

$$\delta\Phi = \sum_1^j \left(\frac{\partial\Phi}{\partial N_j} \right)_{\bar{p}, \bar{T}} \left(\frac{\partial N_j}{\partial \psi} \right)_{\bar{\alpha}^*} \delta\psi + \sum_1^j \left(\frac{\partial N_j}{\partial \alpha^*} \right)_{\bar{\psi}} \delta\alpha^* =$$

$$\sum_1^j \mu_j \left(\frac{\partial N_j}{\partial \psi} \right)_{\bar{\alpha}^*} \delta\psi + \sum_1^j \mu_j \left(\frac{\partial N_j}{\partial \bar{\alpha}^*} \right)_{\bar{\psi}} \delta\bar{\alpha}^* = 0. \quad (15)$$

Обратим внимание, что в условиях, когда удерживаемый в объеме заряд постоянен ($n_e^* - n_i^* = \text{Const}$), параметр $\psi = (n_e^* - n_i^*)/n_i^* = f(\bar{\alpha}^*)$ и первый член правой части (15) тождественно равен нулю.

Выражение (14), таким образом, сводится к уравнению $\mu_i \delta N_i + \mu_e \delta N_e + \mu_a \delta N_a = 0$ или, с учётом

$$\delta N_i \approx \delta n_i = n_a^0 \delta \alpha^*, \quad \delta N_e \approx \delta n_e = n_a^0 (1 + \psi) \delta \alpha^*, \quad \delta N_a \approx \delta n_a = -n_a^0 \delta \alpha^*$$

соотношений между вариациями чисел молей, сводится к уравнению

$$\mu_i + \mu_e (1 + \psi) - \mu_a = 0. \quad (16)$$

³ Здесь и далее надстрочный «*» лишь отражает, что параметр, в данном случае, используется для описания среды в состоянии с некомпенсированным зарядом.

Для случая одноатомного газа

$$\mu_j = RT \left[\ln p - \ln \frac{g_j (2\pi m_j)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \right] + \varepsilon_j^0 + e Z_j N_A \Omega,$$

($Z_j = 1$ if $j = i$ or $= 0$ if $j = a$ or $= -1$ if $j = e$ accordingly).

Выражение (16), таким образом, приводится к зависимости

$$\prod_j p^{c_j} = \prod_j \left[g_j \frac{(2\pi m_j)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \right]^{c_j} \exp \left(- \frac{eV - e\psi\Omega}{kT} \right), \quad (17)$$

($c_j = 1$ if $j = i$ or $= (1+\psi)$ if $j = e$ or $= -1$ if $j = a$)

или, в пренебрежении величинами второго порядка малости, может быть представлено, например, одной из форм:

$$\frac{p_i^* p_e^{*(1+\psi)}}{p_a} = \frac{g_i}{g_a} \cdot \left[g_e \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \right]^{(1+\psi)} \exp \left(- e \frac{V - \psi\Omega}{kT} \right), \quad (18)$$

$$\frac{n_i^* n_e^{*(1+\psi)}}{n_a} = \frac{g_i}{g_a} \left[g_e \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \right]^{(1+\psi)} \exp \left(- e \frac{V - \psi\Omega}{kT} \right) \quad (19)$$

$$\frac{\alpha^{*(2+\psi)} (1+\psi)^{(1+\psi)}}{(1-\alpha^*) [1 + \alpha^* (1+\psi)]^{(1+\psi)}} = \frac{1}{P_\Sigma^{(1+\psi)}} \frac{g_i}{g_a} \cdot \left[g_e \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \right]^{(1+\psi)} \exp \left(- e \frac{V - \psi\Omega}{kT} \right) \quad (20)$$

Здесь: V – потенциал ионизации, определённый обычным образом; Ω – электрический потенциал пространства.

Общий характер внутреннего равновесия

При выводе (17)-(20) мы предполагали, что нарушение условий внутреннего равновесия системы внесением в её состав избыточного заряда необходимо подавляется реакцией вида $A \Leftrightarrow A^+ + e$. Отмеченное, однако, неоднозначно.

Действительно, «из всех возможных устойчивых состояний термодинамической системы, допускаемых граничными условиями закона переноса и сохранения, а также 2-м законом термодинамики, реализуется состояние с минимальным производством энтропии» [9], т.е. то, которое с учётом вышесказанного, является приоритетным.

Допустим, что приоритетной реакцией, формируемой в подсистеме в качестве отклика на возмущение является реакция типа $A + B \rightleftharpoons AB$. Если работа по внесению заряда, совершённая над системой внешними воздействиями $\delta L = \mu_e \delta N_e$, а обусловленное реакцией системы изменение её термодинамического потенциала $\delta \Phi = \mu_{AB} \delta N_{AB} + \mu_A \delta N_A + \mu_B \delta N_B$, то вновь устанавливаемое равновесие должно отвечать условию $\mu_{AB} \delta N_{AB} + \mu_A \delta N_A + \mu_B \delta N_B = -\mu_e \delta N_e$. Или, если учесть, что $\delta N_{AB} = -\delta N_A = -\delta N_B$ - выражению

$$\mu_{AB} - \mu_A - \mu_B = -\mu_e \frac{\delta N_e}{\delta N_{AB}}.$$

Величина $\delta N_e / \delta N_{AB}$ определяет относительный вклад избыточной электронной компоненты в реакцию релаксации и по физическому содержанию соответствует параметру состояния системы ψ согласно. Условие равновесия, таким образом, и в этом случае также приводится к зависимости вида

$$\prod_j p_j^{c_j} = \prod_j K(T) j^{c_j} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{act} - e\psi\Omega}{kT}\right); \quad j = A, B, AB; \quad (21)$$

$$c_j = \begin{cases} 1 & \text{if } j = AB, \\ \psi & \text{if } j = e, \\ -1 & \text{if } j = A, B. \end{cases}$$

Здесь: ε_{act} - энергия активации рассматриваемой реакции ассоциации (или любой другой реакции, которая в рамках конкретно складывающихся в системе условий оказывается приоритетной), в пренебрежении величинами второго порядка малости определённая общепринятым способом.

Зависимости (17)-(21) отвечают содержанию закона действующих масс и определяют условия внутреннего энергетического равновесия (УВЭР) материальных сред, в том числе и в составе формируемых при горении АК-образований. Ограничиваясь конкретными задачами целевой направленности работы, оценим наличие традиционно не учитываемых (неизвестных) закономерностей (особенностей) в условиях внутреннего

энергетического равновесия и их соответствие предположению.

Принципиальные особенности УВЭР

УВЭР в форме (17)-(21) действительно обнаруживают традиционно не учитываемые (неизвестные) особенности (закономерности) в условиях внутреннего энергетического равновесия сред в состоянии с нескомпенсированным электрическим зарядом.

От общеизвестных аналогичных по смыслу зависимостей⁴ выражения они определяют, по существу, наличием в показателе экспоненты дополнительного члена $e\psi\Omega$ в показателе экспоненты.

Выявляется, что применительно к локализованным АК-образованиям температура как традиционно учитываемый параметр непосредственно определяет, по существу, равновесные заселённости лишь энергетических состояний «механической» природы (поступательных, колебательных, вращательных).

Если в рамках традиционных форм представления (17)-(21) ввести в рассмотрение T_{exc}^* - температуру возбуждения уровня ε_j химических связей и электронных энергетических состояний среды с нескомпенсированным зарядом, то отвечающее равновесию её соотношение с T - температурой возбуждения «механических» энергетических состояний (или, условно, поступательной) определится выражением

$$T_{exc}^* = T \frac{\varepsilon_j}{\varepsilon_j - e\psi\Omega}, \quad (22)$$

обуславливающим $T_{exc}^* > T$ (или даже $T_{exc}^* < 0$) при $e\psi\Omega > 0$

или, напротив, $T_{exc}^* < T$, если $e\psi\Omega$ отрицателен.

Иными словами, согласно (17)-(21), в среде материального образования (непосредственно с момента формирования) функция распределения заселённостей химических связей и электронных энергетических состояний необходимо преобразуется (испытывает деформацию) к форме

$$N_{\varepsilon_j} \Rightarrow \exp\left(-\frac{\varepsilon_j - e\psi\Omega}{kT}\right). \quad (23)$$

УВЭР в выявленной форме указывают, таким образом, на сущест-

⁴ Отметим, что в рамках общепринятых (предпочтительно учитываемых вплоть до настоящего времени) представлений, условия внутреннего энергетического равновесия не зависят от наличия или отсутствия в составе среды избыточного электрического заряда [8].

ование традиционно не учитываемого (ранее неизвестного) канала управления состояниями сред, роль фактора управления в котором играет электрический канал – «зарядового».

УСЛОВИЯ ПРОЯВЛЕНИЯ ЗАРЯДОВОГО КАНАЛА

Для уточнения условий эффективного вклада канала в механизм горения рассчитывались и сопоставлялись, применительно к конкретной параметрической неоднородности, квазиравновесные ионизационные характеристики сред различного состава, оцениваемые в зависимости от температуры при прочих равных условиях в рамках общепринятого подхода и – с учётом выявленных УВЭР. Принималось во внимание, что различие в уровнях сопоставляемых характеристик – необходимое условие воздействия зарядового канала на горение как процесс.

Выделим для рассмотрения некоторый объем плазмы. Будем считать, что наложением на плазму внешнего поля E_x в плазму (из плазмы) вводится (выводится) и в дальнейшем удерживается некоторое количество одноимённо заряженных частиц и она переходит в квазиравновесное состояние.

Естественно, что внесение заряда обуславливает формирование в среде поля $E_p = e(n_i^* - n_e^*) / \varepsilon_0 = -E_x$, так что

$n_i^* - n_e^* = -E_x \varepsilon_0 / e$. Учитывая уравнения (4) связей между параметрами состояния среды и $n_i^* - n_e^* = -\psi n_i^* = -\alpha^* \psi n_a^0$, можем записать, что

$$n_a^0 = \frac{E_x \varepsilon_0}{e \alpha^* \psi} = \frac{P_\Sigma}{[1 + \alpha^* (1 + \psi)] kT} \quad . \quad \text{При обозначении}$$

$$\frac{e P_\Sigma}{E_x \varepsilon_0 kT} = C \quad \text{из (21) далее следует, что } \alpha^* = \frac{1}{\psi (C - 1) - 1} \quad .$$

Рассматривалось возможным уровень Ω оценивать выражением $\Omega = E_x \cdot x$, где x – линейная координата.

$$\frac{\alpha^{*(2+\psi)} (1+\psi)^{(1+\psi)}}{(1-\alpha^*) [1+\alpha^* (1+\psi)]^{(1+\psi)}} = \frac{1}{P_\Sigma^{(1+\psi)}} \frac{g_i}{g_a} \cdot \left[g_e \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \right]^{(1+\psi)} \exp\left(-e \frac{V-\psi\Omega}{kT}\right);$$

$$C = \frac{eP_\Sigma}{E_x \varepsilon_0 kT}; \quad \alpha^* = \frac{1}{\psi(C-1)-1}; \quad \Omega = E_x \cdot x$$

при определенных P_Σ, T , составе среды а также E_x, x , замкнута.

При исследованиях варьировались условный состав среды ($V \in (3.89, 24.58)B$); давление ($P_\Sigma \in (10^3, 10^6)Па$); температура среды $T \in (300, 3000)K$; напряженность возмущающего поля $E_x \in (10^3, 10^5) V/m$. Координата $x = 1m$.

Одновременно, при прочих равных параметрах, оценивались квазиравновесные характеристики квазинейтральной плазмы. Сопоставительным анализом результатов выявлено, что даже с учётом существенного варьирования учитываемых составов сред и характеристик формируемых АК-образований, температурный диапазон с обнаруживаемыми различиями сопоставляемых параметров принципиально ограничен «сверху» и охватывает область лишь относительно низких температур (рис. 2).

Хотя изменение состава среды в направлении увеличения потенциала ионизации при прочих равных условиях приводит к его расширению. Однако, ограничения «сверху» температурного диапазона, отвечающего условиям эффективных кинетических воздействий зарядового канала на механизм возбуждения экзотермических реакций, сохраняются и в этом случае.

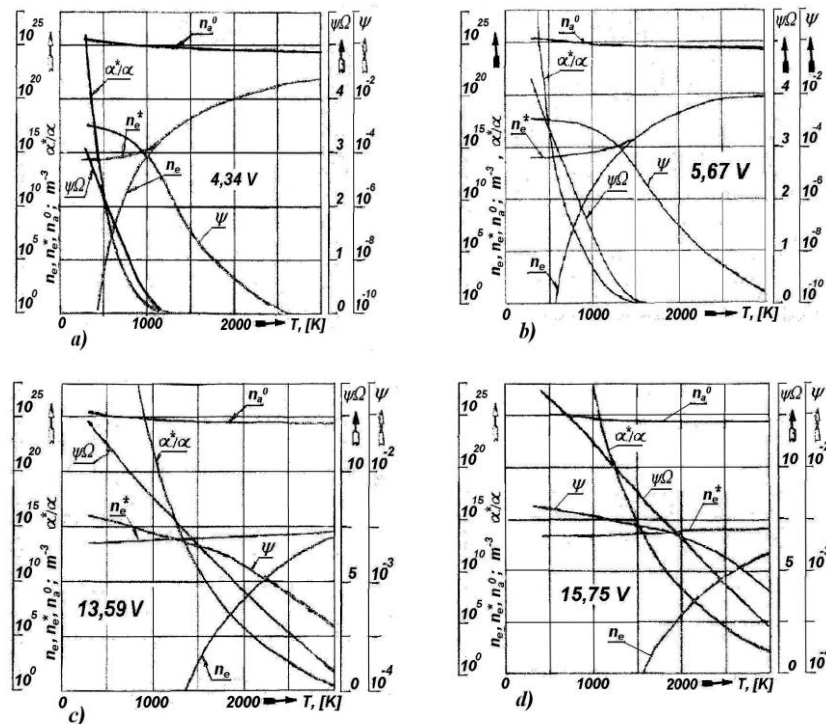


Рисунок 2 – Результаты сопоставления квазиравновесных характеристик
(условно – K, Li, H, Ar)

ОЖИДАЕМЫЙ ХАРАКТЕР ПРОЯВЛЕНИЙ ЗАРЯДОВЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Очевидно, что характер и степень проявления зарядового канала при горении будет определяться в том числе (если не в первую очередь) характерным (среднеинтегральным по времени и пространству реакционной зоны) уровнем и знаком комплекса зарядовых воздействий на процесс $e\psi\Omega$, обеспечиваемых формированием в зоне горения АК-образований.

1. Обратим внимание, в первую очередь, на наиболее характерные условия реализации процесса горения в стационарном потоке, когда формирование АК-образований преимущественно обеспечивается собственными энергоресурсами среды, а потенциал Ω может быть определён **наибольшей отрицательной** работой, выполненной собственно средой по введению в её состав заряда.

Если произведённая средой работа $L = -q\Omega$, тогда $Sign(\Omega) = -Sign(q) = Sign(\psi)$. С учётом УВЭР и существованию температурных ограничений для проявлений «зарядового канала», вклад формируемых таким образом АК-образований обуславливает стимулирующие, кинетического характера воздействия на механизм возбуждения экзотермических реакций, в первую очередь, в низкотемпературных, предпламенных областях зоны горения. Они обуславливают понижение ($Sign(\psi\Omega) = Sign(e\psi\Omega) > 0$) энергии активации комплекса реализуемых в этих условиях экзотермических реакций, стимулируют процесс воспламенения, обеспечивают непрерываемость и устойчивость горения в целом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирован комплекс концептуальных представлений о природе формирования и механизме воздействий на фиксируемых наблюдениями макроскопических образований с избыточным содержанием одноимённо заряженных радикалов (нескомпенсированным электрическим зарядом).

Обоснованы существование, вклад, кинетический характер и условия проявления традиционно не учитываемого канала управления механизмом горения, роль фактора управления в котором играет электрический заряд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинчук В.А., “Низкотемпературная плазма в условиях развитых акустических воздействий”. – ИФЖ. Том 67. № 1-2. 1994. С. 112-118.
2. Pintchuk V.A. The nature and energy sources of the Ball Lightning. In: Moscow 95, Proceedings of 24th Int. Electric Propulsion Conf., Paper IEPC-95-233. Moscow. September 19-23. 1995. P.1-11.
3. Pinchuk V.A. Once more about anomalies physics. In: Jerzy Moscinski, Marcin Maciazek (ed). Gliwice, Poland 2005. Proceedings of Int. Conf. on Engineering Education, vol. 2. Silesian University of Technology, Gliwice, Poland. 2005. P.800-814.
4. Пинчук В.А. Физика материальных образований с аномальными характеристиками. –Горение и плазмохимия. 2004. Том 2. №2. С. 81-100.
5. Пинчук А.В., Пинчук В.А. Мутация химического и изотопного составов материальных сред как процесс, возбуждаемый зарядовыми воздействиями. В: Ю.Г. Назмеев, В.Н. Шлянников. Казань. Россия. Материалы докладов Национальной конференции по теплоэнергетике «НКТЭ-2006». Том 2. Казань. Издательский центр проблем энергетики КазНЦ РАН. 2006. С. 164-168.

6. Пинчук А.В., Пинчук В.А. К вопросу о характеристиках силовых установок авиационных и ракетно-космических транспортных систем. – Труды международной конференции «Проблемы баллистики – 2006», Том 1. Санкт-Петербург, Россия. Изд. БГТУ, 2007. С. 169-187
7. Пинчук А.В., Пинчук В.А. Зарядовый канал управления потенциальным барьером активации экзотермических реакций при горении. В: С.Х. Акназаров, О.Ю. Головченко (программно-публикационная комиссия) – Алматы, Казахстан. Программа и материалы 4-го международного симпозиума «Горение и плазмохимия» - Алматы. Казахстан. 2007, С. 67-68.
8. Пинчук А.В., Пинчук В.А. Зарядовый канал возбуждения реакций при горении. – Горение и плазмохимия. 2007. Том 5. № 4. С. 307-319.
9. J.L. Lebowitz, Elliott H. Lieb. “Existence of thermodynamics for real matter with coulomb forces”, - Physical Review Letters. Vol. 22. N. 13. 1969. P. 631-634.
10. Боровиков И.С. О принципе минимума производства энтропии. – ИФЖ. Том 35. № 3. 1978. С. 415-419.

О СВЯЗИ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ И БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СМЕСЕВЫХ СОСТАВОВ В УСЛОВИЯХ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

**РАШКОВСКИЙ С.А.¹, МИЛЕХИН Ю.М.², КЛЮЧНИКОВ А.Н.²,
ФЕДОРЫЧЕВ А.В.²**

¹ Институт проблем механики РАН, 119526. Москва. Просп. Вернадского. 101/1. т. (495) 434-30-61. факс 8(499) 739-95-31.

E-mail rash@ipmnet.ru

² Федеральный центр двойных технологий «Союз», 140090. Дзержинский ,ул. Академика Жукова, д. 42

Растяжение топлива в процессе горения приводит к существенному (до 50% и более) увеличению скорости горения. В работе проведен анализ существующих представлений о влиянии растягивающих деформаций на скорость горения топлив. Рассмотрены экспериментальные данные по влиянию давления, растягивающих деформаций, размеров частиц дисперсных окислителей и др. факторов на скорость горения топлива в условиях растягивающих деформаций.

Показано, что для смесевых топлив основным механизмом повышения скорости горения при растяжении является отслоение связующего от частиц окислителей, образование дополнительной поверхности горения и изменение структуры зоны горения.

Для описания этого эффекта разработана реологическая модель смесевого твердого топлива, учитывающая отрыв связующего от дисперсных частиц наполнителей (окислителей, охладителей, металлов и др.). Установлен критерий, описывающий различие в механическом поведении топлива при растяжении с отрывом связующего от частиц по сравнению с растяжением этого же материала без возникновения внутренних дефектов. Предложен метод экспериментального определения количества дефектов, возникающих в топливе при растяжении, основанный на анализе диаграммы растяжения материала.

Проведены расчеты диаграммы растяжения топлива с учетом отрыва связующего от поверхности частиц дисперсных компонентов. Расчетные диаграммы сравниваются с экспериментальными. Показано, что предложенная модель позволяет описать все характерные участки экспериментальной диаграммы растяжения реальных смесевых топлив.

Разработана математическая модель горения смесевого топлива в

условиях растяжения, учитывающая отрыв связующего от частиц окислителей, и образование дополнительной поверхности горения. Модель учитывает гетерогенную структуру топлива, поверхности горения и газовой фазы. Проведен анализ воспламенения трещин, образовавшихся на границе «связующее – частица» в результате отрыва связующего от частиц при растяжении топлива.

Получена обобщенная зависимость скорости горения смесового топлива в условиях растягивающих деформаций от давления, величины деформаций, размеров частиц, температуры воспламенения частиц и др. параметров. Проведено параметрическое исследование горения топлива в условиях растягивающих деформаций.

Показано, что для каждого топлива существуют пороговые давление, деформация и размеры частиц, ниже которых скорость горения не чувствительна к растягивающим деформациям. Предсказания теории сравниваются с экспериментальными данными для широкого класса реальных смесевых составов. Показано, что разработанная модель позволяет объяснить всю совокупность наблюдаемых эффектов при горении смесевых топлив в условиях растягивающих деформаций.

Показано, что в определенных условиях может наблюдаться обратный эффект, когда скорость горения несколько снижается при растяжении топлива. Показано, что это связано с неполным догоранием частиц окислителей на поверхности горения вследствие их уноса с поверхности.

Установлена корреляция между изменением скорости горения топлива при его растяжении и параметрами диаграммы растяжения топлива без горения. Разработан метод, позволяющий предсказывать изменение скорости горения топлива при его растяжении по форме диаграммы растяжения.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАДАЧ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

**СЕМЕНОВ И.В.¹, МЕНЬШОВ И.С.², УТКИН П.С.¹,
АХМЕДЬЯНОВ И.Ф.¹, МАРКОВ В.В.³**

¹Институт автоматизации проектирования РАН
123056, Москва, 2-ая Брестская ул. д. 19/18,
т. (495) 250-82-86, факс (495) 250-82-86, E-mail: semenov@icad.org.ru

²Институт прикладной математики им. Келдыша РАН
125047, Москва, Миусская пл. д. 4,
т. (495) 250-78-83, E-mail: menshov@kiam.ru

³Математический институт им. Стеклова РАН
119991, Москва, Губкина ул. д. 8,
т. (495) 938-37-36, E-mail: markov@mi.ras.ru

Как известно, внутрибаллистический процесс, по крайней мере на некоторых стадиях, например, в течение воспламенительного периода, может характеризоваться существенно неоднородными пространственными распределениями определяющих величин [1]. Использование современных модульных метательных зарядов в жестких сгорающих патронах приводит к существенно неоднородному протеканию внутрибаллистического процесса. В настоящее время задача промежуточной баллистики решается отдельно от задачи внутренней баллистики, что приводит к погрешности в задании граничных условий. Это обуславливает актуальность разработки программных комплексов для совместного решения задач внутренней и промежуточной баллистики в многомерной постановке. Стоит отметить, что дополнительные трудности связаны со спецификой физико-химических процессов, протекающих при выстреле, и вычислительной трудоемкостью моделирования реальных крупномасштабных баллистических установок. Авторам известно о крайне небольшом количестве программных продуктов, особенно отечественных, способных решать задачу внутренней и промежуточной баллистики в многомерной постановке [2 – 3]. Ранее авторами был разработан программный комплекс для решения задач внутренней баллистики на многопроцессорной вычислительной технике в квазиодномерном приближении, который используется для моделирования выстрела из крупнокалиберных баллистических установок [4]. Данная работа служит продолжением и дальнейшим развитием подходов, использованных в [4], для двумерной осесимметричной задачи внутренней и промежуточной баллистики.

Для исследований внутрибаллистических процессов используется

математическая модель движения многофазной, многокомпонентной, двухскоростной гетерогенной газопороховой среды с учетом горения пороховых элементов и силового межфазного взаимодействия, а также модель прогрева порохового элемента на основе решения одномерного уравнения теплопроводности [5]. Связь термодинамических параметров состояния газовой фазы описывается уравнениями типа Дюпре с коволюмом. В дисперсной фазе вводится межгранулярное давление, препятствующее чрезмерному уплотнению дисперсной фазы. Зависимость межгранулярного давления от объемной доли пороха строилась на основе аппроксимации экспериментальных данных по определению статической сжимаемости пороха, предоставленных ИХФ РАН. Модели силового межфазного взаимодействия были верифицированы с помощью экспериментальных данных.

Численный метод решения полученной системы дифференциальных уравнений в частных производных основан на методе расщепления по физическим процессам, явной схеме интегрирования по времени и методе конечных объемов для дискретизации по пространственным переменным. Для расчета потоков в газовой фазе используется схема Годунова, в дисперсной фазе – также схема Годунова или более диссипативная схема Русанова. Отдельно стоит остановиться на проблеме описания движения снарядов реальной формы по расчетной сетке в процессе выстрела. Для описания движения снаряда используется метод внутренней границы, который заключается в том, что в правую часть уравнений вводятся источниковые члены, моделирующие действие стенок снаряда на газопороховую смесь, а расчет при этом осуществляется сквозным образом во всей области. К преимуществам данного подхода по сравнению с использованием криволинейных, декартовых или вложенных многоуровневых сеток относятся простота генерации сетки в областях со сложной геометрией, а также отсутствие необходимости перестраивать сетку на каждом временном шаге в результате перемещения снаряда.

Расчетный алгоритм распараллелен для использования на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью. Распараллеливание осуществляется путем декомпозиции расчетной области с использованием свободно распространяемого пакета программ и алгоритмов METIS, предназначенного для декомпозиции графов на подграфы. Расчеты проводятся на СК МВС-100k Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН и СК СКИФ МГУ «Чебышев». Анализ качества распараллеливания демонстрирует удовлетворительные характеристики ускорения и эффективности при использовании нескольких сотен процессорных ядер.

Для иллюстрации работы программного комплекса рассмотрим начальную существенно двумерную фазу выстрела из 152-мм баллистической установки с использованием метательного заряда, состоящего из од-

ного модуля. В состав модуля входит навеска пироксилинового пороха 4/1, а также воспламенитель, который размещается в центральном осевом канале. Считается, что воспламенительный порох начинает гореть мгновенно, а для воспламенения пороха 4/1 должен выполняться критерий, в качестве которого в данном случае было принято условие достижения на поверхности пороха заданной температуры. На Рис. 1 представлена температура поверхности пороха 4/1, который прогревается за счет горения воспламенителя, в момент времени 0.8 мс. Волна воспламенения распространяется от центра модуля по направлению к периферийным слоям пороха и постепенно охватывает весь модуль.

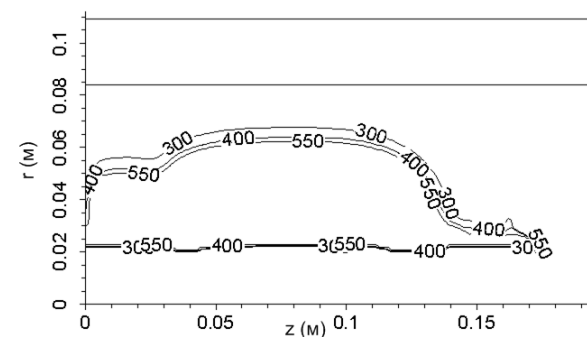


Рисунок 1 – Изолинии температуры на поверхности пороха в градусах Кельвина.

Дальнейший анализ картин течения, а также кривых давления в заданных точках камеры и ствола, показывает, что процесс достаточно быстро становится одномерным, и для его описания можно использовать разработанный ранее программный комплекс [4]. Наибольшее различие кривых давления, полученных в квазиодномерном и осесимметричном расчетах, наблюдается на этапе воспламенения, поскольку в квазиодномерном подходе воспламенение происходит по всему сечению камеры одновременно, а в осесимметричном расчете учитывается радиальное направление распространения фронта воспламенения, и за счет этого процесс протекает более плавно. На Рис. 2 представлено пространственное распределение аксиальной компоненты скорости газа в момент вылета снаряда из ствола баллистической установки.

Таким образом, разработан программный комплекс для совместного решения задач внутренней и промежуточной баллистики в осесимметричной постановке на многопроцессорных ЭВМ. Разработанный программный комплекс используется для моделирования внутрибаллистического процесса в крупнокалиберных баллистических установках при ис-

пользовании модульных метательных зарядов.

Авторы выражают глубокую признательность С.М. Фролову, Б.С. Ермолаеву, В.С. Посвянскому (Институт химической физики РАН), а также В.В. Чернову (ОАО «ЦНИИ «Буревестник») за помощь в работе. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-01-12073-офи_м).

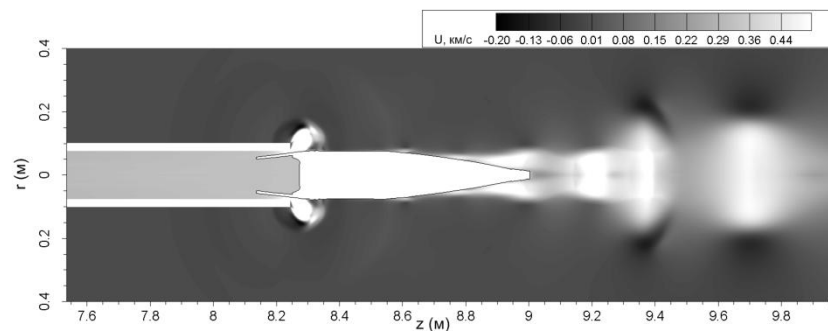


Рисунок 2 – Распределения аксиальной составляющей скорости газа в момент вылета снаряда из ствола.

ЛИТЕРАТУРА

4. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. – М.: Оборонгиз, 1962.
5. Ищенко А.Н. и др. Расчет функционирования модульных метательных зарядов в осесимметричной постановке // Матер. конф. «Соврем. балл. и смежные вопр. механ.». 9 – 13 ноября 2009 г. Томск. – С. 85 – 86.
6. Woodley C. et al. Comparisons of Internal Ballistics Simulations of the AGARD Gun // Proceedings of 22nd International Symposium on Ballistics. Vancouver, Canada. November 2005. – P. 338 – 346.
7. Семенов И.В. и др. Разработка программного комплекса для решения задач внутренней баллистики // Горение и взрыв. Выпуск 3 / Под ред. С.М. Фролова. – М.: Торус Пресс, 2010. – С. 200 – 203.
8. Хоменко Ю.П. и др. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.

МЕХАНИЗМ ГОРЕНИЯ ГЕКСОГЕНА И ОКТОГЕНА И ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИСТЕМ НА ИХ ОСНОВЕ

СТРУНИН В. А., НИКОЛАЕВА Л. И., МАНЕЛИС Г. Б.

Институт проблем химической физики РАН

142432, Московская область, г. Черноголовка, пр. акад. Семенова, д. 1

E-mail vastr@icp.ac.ru

Горение нитраминов, являющихся важными компонентами СТРТ, исследовалось во многих работах как в экспериментальном, так и теоретическом плане, однако к настоящему времени не имеется полной ясности относительно механизма их горения, сопоставимости опытных и расчетных данных по всему комплексу характеристик горения, а также возможностей влияния на баллистические свойства топливных систем с этими компонентами.

В настоящей работе проведен расчет характеристик горения с использованием двузонной модели, в которой рассмотрены на поверхности горения процессы термического разложения и испарения исходного вещества, а в газовой фазе распад его по двухстадийной схеме мономолекулярной реакции – бимолекулярной активации молекул и собственно распада на продукты. Результаты получены в аналитическом виде. Рассчитаны характеристики во фронте горения – температуры, концентрации, тепловые эффекты, градиенты, ширина отхода пламени, и баллистические свойства – скорость горения и степень ее зависимости от давления и начальной температуры.

Показано, что лидирующей стадией в газовой фазе является начальная бимолекулярная активация, при этом температура в этой зоне суммируется из тепловых эффектов последующих экзотермических элементарных реакций. Предложен способ расчета температуры пламени, основанный на сравнении отношений кинетических констант этих реакций к константе лидирующей реакции, которое определяет вклад каждой из этих реакций в тепловой баланс в газовой реакционной зоне.

Выполнен литературный поиск и отбор исходных кинетических и термодинамических параметров, использованных при расчетах. Для обоих веществ получены одинаковые закономерности горения, а именно: при низких давлениях (до ~ 20 атм) определяющую роль играют процессы на поверхности горения, по мере повышения давления происходит постепенное усиление роли газозависимых процессов. Сравнение расчета с экспериментом показало хорошую корреляцию для большинства параметров.

На основе полученных данных можно предположить, что возможности изменения характеристик горения гексогена и октогена химическими методами – использованием, например, катализаторов, ингибиторов, ограничены. В отличие от композиций на основе перхлората аммония или баллиститных порохов, для которых найдены модифицирующие добавки (например, ферроценовые катализаторы в первом случае и соединения свинца, олова в сочетании с сажей во втором), которые эффективно влияют на процессы в конденсированной фазе и прилегающей к поверхности горения зоне и, соответственно, на баллистические свойства, в случае нитраминов процесс превращения компонентов осуществляется в газовой зоне, где реакционная зона узка, а продукты (оксиды азота, углерода) относительно мало активны к воздействию модификаторов. Следует также отметить, что практически все элементарные газофазные стадии являются реакциями второго порядка, что как раз и обеспечивает показатель в законе скорости горения значение, равное ~ 1 .

Однако, поскольку указанные вещества, как правило, используются в сочетании с другими компонентами, они могут влиять существенным образом на баллистические свойства благодаря тепловому механизму. Например, нами было показано, что перхлорат аммония не влияет на скорость горения октогена до определенных концентраций, а затем понижает её из-за своего охлаждающего действия. Однако, в случае высокодисперсных частиц октогена и перхлората аммония происходит химическое взаимодействие между продуктами разложения этих веществ, что отражается на скорости горения и её зависимости от давления. Другим примером является горение смесей октогена и углеводородного горючего, где проявляется охлаждающее влияние последнего и как результат сложный характер зависимости скорости горения от давления.

СОВРЕМЕННЫЕ ЗАДАЧИ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ АРТИЛЛЕРИЙСКИХ СИСТЕМ

ЧЕРНОВ В.В.

ОАО «ЦНИИ «Буревестник»

603950, Нижний Новгород, Сормовское шоссе, 1А

т. (831) 242-16-05, факс (831) 241-55-50, E-mail: burevestnik@atnn.ru

В современных условиях баллистическое решение артиллерийского орудия является достаточно консервативной категорией. Это связано с объективными тенденциями развития артиллерийского вооружения. К их числу можно, в частности, отнести:

- уменьшение номенклатуры калибров и типажа образцов в рамках каждого калибра;
- расширение перечня решаемых орудием огневых задач за счёт разработки функционально полного боекомплекта и повышения многофункциональности отдельных боеприпасов;
- унификация боеприпасов и их элементов, применяемых различными орудиями;
- стремление к баллистической преемственности вновь разрабатываемых систем.

В результате за рубежом баллистические решения уже являются предметом стандартизации на международном уровне. Это позволяет формировать единую техническую и торговую зону для многочисленных фирм различных стран, производящих вооружение, боеприпасы и их компоненты.

В таких условиях классическая задача баллистического проектирования артиллерийского орудия становится достаточно редкой. Тем более возрастает её значение и важность выбора действительно эффективного решения.

Однако и традиционная трактовка задачи уже не является достаточной на сегодняшний день. С одной стороны, увеличивается число ограничений на задачу. Например, на сегодняшний день выбор нового калибра уже представляется достаточно маловероятным. Как правило, жесткие ограничения накладываются на массово-габаритные параметры снарядов. Использование управляемых боеприпасов вводит дополнительные ограничения на перегрузку и т.д.

С другой стороны, баллистика современных орудий становится более сложной и многовариантной. Отметим только два возможных варианта современной постановки задачи баллистического проектирования:

- 1) Определение конструктивных параметров элементов системы «ствол – номенклатура снарядов – номенклатура метательных зарядов»,

обеспечивающих выполнение требований по решению огневых задач заданной номенклатурой снарядов при минимальной номенклатуре метательных зарядов.

Простейшим примером подобной системы является баллистическая схема современных отечественных танковых пушек. Использование существенно отличающихся по массе и объему запоясковой части оперённых подкалиберных, осколочно-фугасных, кумулятивных и управляемых снарядов приводит к формированию трёх основных вариантов системы.

С большой долей вероятности можно прогнозировать в перспективе формирование подобных схем для наиболее универсальных орудий полевой артиллерии в калибре 120-152 мм. Такая тенденция может быть обусловлена расширением номенклатуры управляемых боеприпасов. В этом случае в качестве варьируемых параметров могут рассматриваться объёмы запоясковых частей снарядов, их массы и начальные скорости с учётом наличия собственного двигателя.

2) Определение конструктивных параметров элементов системы «номенклатура стволов – номенклатура снарядов – номенклатура метательных зарядов», обеспечивающих выполнение требований по решению огневых задач заданным типажом орудий с использованием заданной номенклатуры снарядов при минимальной номенклатуре метательных зарядов.

Подобная задача может решаться поэтапно в процессе создания нового поколения артиллерийского вооружения, обеспечивающего баллистическую преемственность по отношению к предыдущему поколению. В этом случае на баллистическое решение нового орудия накладывается комплекс дополнительных ограничений, связанных с возможностью использования уже имеющихся выстрелов или их элементов. Такая ситуация является характерной как для отечественного, так и для зарубежного вооружения.

Однако возможно и комплексное решение задачи с одновременной разработкой системы баллистических решений при максимальной степени унификации применяемых боеприпасов. Такая постановка задачи дает возможность для формирования на базе выбранных баллистических решений семейства артиллерийских орудий.

Сформулированные выше задачи требуют разработки новых подходов к их решению и критериев выбора целесообразных вариантов.

**РАЗРАБОТКА БАЛЛИСТИЧЕСКОГО РЕШЕНИЯ ДЛЯ
ЛЕГКОЙ АЭРОМОБИЛЬНОЙ ГАУБИЦЫ Д-401 БГ С
УЧЕТОМ РЕЗУЛЬТАТОВ ОТРАБОТКИ ММЗ НА
БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ Д-400**

ШИПИЦЫН А.Г.

*Открытое акционерное общество «Завод № 9»
620012, Екатеринбург, пл. Первой пятилетки
т./ф. (343) 327-59-02, E-mail Zavod9@r66.ru*

В настоящее время одним из перспективных направлений развития полевой артиллерии в нашей стране и за рубежом считается использование модульных метательных зарядов (ММЗ) в жестких сгорающих картузах (ЖСК). Несмотря на некоторые различия, большинство разрабатываемых типов модулей, как отечественных так и зарубежных, сходны по конструкции. Отработка отечественных вариантов ММЗ в ЖСК ведется на баллистической установке Д-400.

Гаубица Д-401БГ является легким аэромобильным буксируемым артиллерийским комплексом с круговым обстрелом в безгильзовом варианте.

В качестве основания для разработки баллистического решения гаубицы Д-401БГ принята пятимодульная схема ММЗ МАК «Коалиция-СВ». Ближайшим баллистическим аналогом является стандарт НАТО 155/L39.

Баллистическое проектирование гаубицы Д-401БГ проводится с учетом экспериментальных характеристик, полученных при отработке ММЗ на баллистической установке Д-400 на полигонах ОАО «Завод № 9» и в в/ч 33157.

Требуемая для гаубицы Д-401БГ дальность стрельбы ОФС обеспечивается.

О ПЕРСПЕКТИВНОЙ СХЕМЕ ГРАНАТОМЕТНОГО ВЫСТРЕЛА

**ШИПУНОВ А.Г., КУЗНЕЦОВ В.М., ШВЫКИН Ю.С.,
ЗАМАРАХИН В.А., ДАВЫДОВ М.Н., ХУДЯКОВ В.И., САВИЛОВ А.С.**
*ГУП «Конструкторское бюро приборостроения» (ГУП «КБП»)
Россия, 300001, г.Тула, Щегловская засека, д.59,
тел. (4872) 41-0068, факс (4872) 42-6139 E-mail:kbkedr@tula.net*

В настоящее время все большее распространение в армиях мира получают системы гранатометного и огнеметного вооружения однократного применения. Создана широкая номенклатура таких систем, к ним относятся такие системы как «Муха», «Вампир», «Аглень» РПГ-7, РПГ-22, РПГ-27.

Не осталось в стороне от процесса разработки таких систем и ГУП «КБП». На базе нашего предприятия были созданы такие системы как «Рысь», «Варна», «Шмель».

Величина начальной скорости метаемого тела в системах ближнего боя (СББ), к которым относятся гранатометы и огнеметы, решающим образом определяет как максимальную дальность, так и дальность прямого выстрела. С этой точки зрения поиск рациональных путей повышения начальной скорости с обеспечением при этом малых температурных и случайных ее разбросов, что особенно актуально для неуправляемых снарядов с кумулятивной боевой частью, приобретает важнейшее практическое значение.

Исследования показывают, что при стрельбе по боевым машинам рост начальной скорости для неуправляемого снаряда приводит к росту дальности прямого выстрела. При этом не следует забывать, что при применении классических структурных схем старта с применением ракетного двигателя (комплексы «Муха», «Вампир», «Аглень», и др.), либо безоткатных ствольных систем типа РПГ-7, СПГ-9 с ростом начальной скорости растёт перегрузка на метаемое тело, что требует увеличения массогабаритных характеристик конструкции, и, в конечном итоге, уменьшает массу взрывчатого вещества, а следовательно, и такую важнейшую характеристику как бронепробиваемость.

Тривиальное разрешение этого противоречия, решаемое за счет роста длины ствола (активного участка набора скорости) приводит к невыполнению эргономических требований предъявляемых к СББ ($L_{\text{ств}} \leq 1,1$ м).

В ГУП «КБП» указанные выше противоречия были успешно разрешены за счет применения новой структурной схемы энергетического узла (рисунок 1).

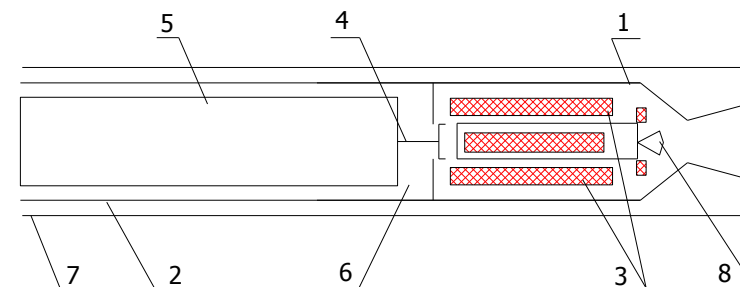


Рисунок 1 – Структурная схема ракетно-ствольного способа запуска гранаты.

1 – двигательная установка, 2 – ствол, 3 – заряд твердого топлива, 4 – узел форсирования, 5 – граната, 6 – заснарядное пространство, 7 – контейнер

Энергетический узел представляет собой сочетание реактивно-активного принципа метания. Здесь на первом этапе разгон и набор скорости осуществляется реактивным двигателем, позже, на втором этапе, дальнейшее увеличение скорости обеспечивается активной составляющей старта при подвижном дне (двигателя) ствола. Структурная схема обеспечивает, как высокую степень безоткатности, так и позволяет увеличить, при сохранении допустимого уровня перегрузки, в 1,4 раза дульную скорость метаемого тела.

Схема нашла применение в созданной в ГУП «КБП» новой системе ближнего боя «Приз».

Достижимые при применении данной схемы начальные скорости в 1,4 раза превышают скорость метаемого тела штатного огнемета «Шмель», при выполнении эргономических требований по длине контейнера. При этом уровень перегрузки снижается в 1,6 раза, что позволило увеличить массу полезной нагрузки метаемого тела в 1,5 раза, и, в конечном итоге, существенно поднять боевую эффективность гранат различного типа.

Показано, что за счет рационального назначения допусков на конструктивные элементы узлов конструкции камеры заряжания, контейнера стволика и параметры заряда было достигнуто сокращение вероятного отклонения скорости в два раза по сравнению с существующими гранатометами.

В процессе анализа работы схем ракетно-ствольного способа запуска было выяснено, что величина температурного смещения (разница по скоростям при крайних отрицательных и положительных температурах)

может составлять величину порядка 10-15% от номинального значения скорости. Для компенсации температурного смещения разработчики вынуждены применять прицелы с настройками точки прицеливания на разные температуры. Такая регулировка носит дискретный характер, что отражается на кучности стрельбы, особенно если температура окружающей среды находится между точками дискретизации. Ясно, что определение температуры окружающей среды в боевой обстановке не может быть точным. Это приведет к неправильному определению поправок на угол прицеливания, т.е. происходит смещение точки прицеливания, что может приводить к снижению кучности стрельбы.

В статье рассмотрены способы борьбы с температурным смещением в системах с ракетно-ствольным способом запуска.

О НАГРЕВЕ И ИЗНОСЕ СТВОЛОВ БОЛЬШИХ КАЛИБРОВ ПРИ ОТСТРЕЛЕ БОЕКОМПЛЕКТА С УМЕРЕННЫМ ТЕМПОМ СТРЕЛЬБЫ

ШИПУНОВ А.Г., ШВЫКИН Ю.С., ШИШКОВ А.Ю.

ГУП «Конструкторское бюро приборостроения» (ГУП «КБП»)

Россия, 300001, г.Тула, Щегловская засека, д. 59

тел. (4872) 41-0068, факс (4872) 42-6139 E-mail: kbkedr@tula.net

В статье рассматривается тепловое состояние ствола калибра 152-мм для случая отстрела боекомплекта из 60 снарядов с темпом 12 выстр./мин, а также оценка износа нарезной части ствола.

Характер и степень износа стволов артиллерийских орудий определяются прежде всего режимом стрельбы (темпом, длиной очереди, временем перерыва между очередями) и типом боеприпаса.

Известно, что износ ствола в неавтоматических артсистемах происходит в основном за счет эрозии (появления сетки трещин и дальнейшего разгара их газом), что приводит к утечке газа, снижению давления и потере начальной скорости снаряда. Исследования показывают, что наибольший эрозионный износ наблюдается на участке 0,1 – 0,25 длины нарезной части ствола.

Причины появления трещин русский ученый-металлург Д.К. Чернов видел в резких термических изменениях поверхностного слоя ствола при выстреле. После выстрела этот слой сжимается в связи с резким охлаждением, и в результате многократных циклов нагрева и охлаждения на внутренней поверхности появляются сетки трещин.

Появление разгарных трещин приводит к появлению концентраторов напряжений, вследствие чего ствол начинает работать на усталостную

нагрузку, усугубляемую резкой сменой температур приповерхностного слоя материала ствола.

Тепловая напряженность ствола рассматриваемого орудия обусловлена умеренным темпом стрельбы, умеренной баллистикой выстрела и требованием отстрела всего боекомплекта за ограниченное время (60 выстрелов за 5 минут).

В материалах показано, что при описанных выше условиях нагрев внутренней поверхности ствола достигает значительной величины.

На рисунке 1 показан фрагмент расчета температурного поля полости нареза канала ствола при одиночном выстреле.

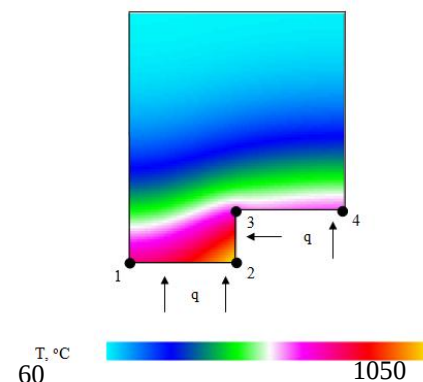


Рисунок 1 – Температурное поле в полости нареза канала ствола при одиночном выстреле

При этом в поле нареза локально достигаются высокие температуры (более 1000 °C). Расчет теплового состояния поля нарезов, проведенный в двумерной постановке (рассмотрено поперечное сечение ствола в начале нарезной части), показал, что температуры в различных точках поля нареза составляют от 700 °C (точки 1, 3 и 4) до 1050 °C (точка 2) при одиночном выстреле.

При этом наиболее уязвимой областью является ребро поля нареза – точка 2 (рисунок 2), где температура на 30 % превышает температуры в других зонах поля нареза.

При темпе 12 выстр./мин для заданной баллистики показан спад температур в исследуемых точках с уровня максимального нагрева до температур, соответствующих моменту следующего выстрела (рисунок 2).

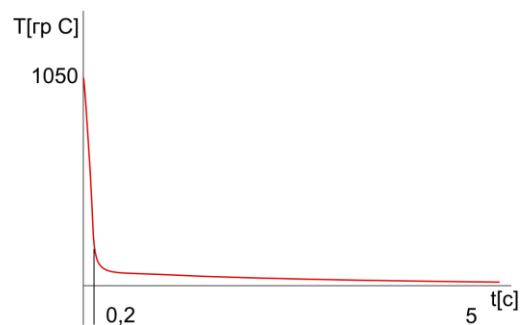


Рисунок 2 – Спад температуры между выстрелами

Полученный резкий спад температур и будет являться одним из основных факторов, обуславливающих появление трещин. В то же время следует подчеркнуть, что уровень нагрева поля нарезов к моменту прохождения ведущего пояaska последнего снаряда в боекомплекте не приведет к появлению такого опасного фактора как термопластический износ, возникающего при температуре более 560°C , когда происходит смятие полей нарезов ведущим пояском. Как показывают исследования, для этого необходим уровень температуры, в 2,7 раза превышающий полученный в заданных условиях (рисунок 3).

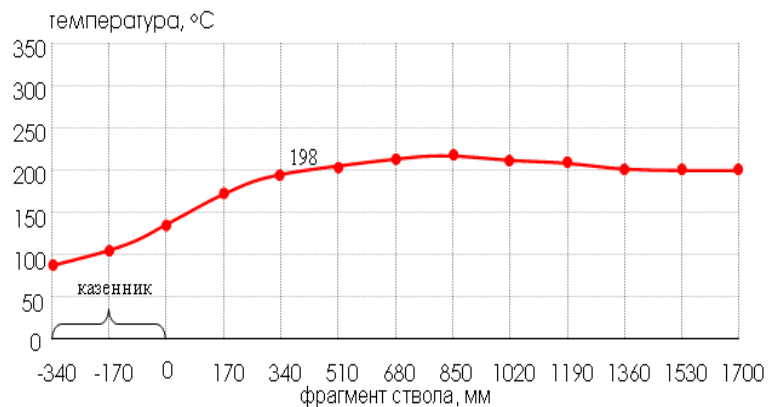


Рисунок 3 – Распределение температуры по длине казенной части и ствола при отстреле боекомплекта

Уровень нагрева внутренней поверхности ствола рассматриваемого орудия сравним с тепловыми нагрузками в таких системах, как Д-20 и МЛ-20, поэтому сравнительная оценка живучести ствола при определенных условиях нагрева и характере износа показывает, что живучесть данного орудия сопоставима с указанными системами.

С целью снижения температуры и существенного повышения эксплуатационного ресурса орудия в состав топливных элементов, согласно ранее проведенным исследованиям, вводится диоксид титана TiO_2 в виде мелкодисперсного порошка. При горении топливного заряда частицы TiO_2 осаждаются на внутренней поверхности ствола, разрушая при этом поперечные вихри турбулентного потока газа, за счет чего коэффициент теплоотдачи между газом и стенкой ствола снижается, что будет приводить к менее интенсивному разогреву полей нарезов, вследствие чего будет расти живучесть ствола.

Проведены расчеты теплового состояния кромки нареза с имитацией осаждения частиц TiO_2 на внутренней поверхности ствола. Показано, что введение в состав топливного элемента мелкодисперсного порошка TiO_2 позволяет снизить температуру в наиболее опасных зонах поля нарезов на 150 – 200 °С, что составляет 20 % от максимальной температуры нагрева.

Таким образом, в статье рассмотрено тепловое состояние стенки ствола орудия калибра 152-мм при отстреле всего боекомплекта с заданным темпом, проанализировано теплонапряженное состояние поля нарезов, а также показана возможность снижения действующих тепловых нагрузок при введении в состав заряда диоксида титана TiO_2 .



Секция 5

Динамика и прочность газо-жидкостных тепломеханических систем



ПОЦЕНКА МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛА И ЭФФЕКТИВНОСТИ ОСКОЛОЧНОГО ДЕЙСТВИЯ КОРПУСОВ ГРАНАТ

АГЕЕВ Н.П., ИВАНОВ К.М., ВОЛЫНИН А.Л.

*Балтийский государственный технический университет
198005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул. д.1,
т. (812) 259-11-21, факс (812) 316-24-09, E-mail bstu2@mail.ru*

Основным элементом гранатометного выстрела, обеспечивающим осколочное действие гранаты и другие ее тактико-технические характеристики является корпус. На форму, размеры количество образующихся осколков существенное влияние оказывают конструктивно-технологические параметры корпуса: механические свойства материала исходной заготовки, наличие концентраторов напряжения в виде делительной сетки и ее геометрические параметры.

В научно-технической литературе имеются некоторые рекомендации по оценке осколочного действия гранат с учетом механических свойств материала корпуса, например, в виде эмпирических соотношений, представленных в книге Л.П. Орленко [1]. :

$$N_{>m} = \left(700 + \frac{2.48 \cdot 10^5}{W_c} \right) \exp \left(- \sqrt{\frac{m}{0.267 + 1.54 \cdot 10^{-3} \cdot W_c}} \right); \quad (1)$$

где m – масса осколков, г;

$$W_c \approx \left(\sigma_{0.2} + \frac{\sigma_B}{1 - \psi} \right) \cdot \ln \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \psi}} \right) \quad (2)$$

ψ – относительное сужение.

Очевидно, что значение характеристик $\sigma_{0.2}$, σ_B , ψ определяется свойствами исходного материала и технологическими режимами обработки.

Авторами предложена методика прогнозирования характеристик механических свойств материалов штампуемых корпусов на основе введения понятия технологических циклов обработки завершенных (пластическая деформация – термообработка) и незавершенных (пластическая деформация) и разработаны с применением метода планируемого эксперимента математические модели.

Методика включает в себя следующие этапы:

- анализ маршрута технологического процесса изготовления детали;
- определение технологических параметров, необходимых для расчета характеристик механических свойств;
- построение схем формирования механических свойств материала в расчетных сечениях детали;
- прогнозирование (расчет ожидаемых значений) характеристик механических свойств материала в контролируемых техническими условиями (ТУ) сечениях;

Анализ маршрута технологического процесса заключается в выделении состава операций, участвующих в формировании механических свойств материала детали в заданном ТУ контрольном сечении. Такими операциями при изготовлении деталей обработкой металлов давлением являются штамповочные и термические. Определенное сочетание, режимы и последовательность этих операций дают возможность получения необходимых значений механических свойств.

Основными технологическими параметрами, определяющими значения характеристик механических свойств материала штампуемых заготовок и деталей, являются степень деформации на штамповочных операциях, температура и время выдержки на термических операциях. Характеристики деформации на различных штамповочных операциях определяются по известным для конкретных процессов обработки металлов давлением формулам, температура и время выдержки задаются технологическим процессом изготовления детали.

Для оценки характера влияния технологических режимов на формирование механических и технологических свойств необходимо составить схемы изменения характеристик по ходу технологического процесса. При этом выделяем технологические циклы обработки.

За технологический цикл принимаем сочетание одной штамповочной и следующей за ней термической операции. В пределах технологического цикла происходит изменение механических свойств материалов ввиду деформационного упрочнения (наклепа) и полное или частичное восстановление этих свойств вследствие разупрочнения при последующей термообработке. При отсутствии термической операции в цикле назовем его незавершенным простым циклом. Из простых завершенных и незавершенных циклов можно формировать сложные циклы, которые могут составлять определенные этапы технологического процесса.

При построении моделей формирования характеристик механических свойств выделим условно простые (для одного цикла) и сложные (для нескольких циклов) схемы.

Можно предложить три вида «простых» схем формирования харак-

теристик прочности и пластичности (рис. 1).

1. Формирующая операция — штамповочная с единичной степенью деформации e_{i1} . При увеличении степени деформации в процессе штамповки прочностные свойства возрастают, а пластические снижаются (рис. 1, а). Уровни характеристик механических свойств (например, временного сопротивления σ_B и относительного удлинения δ) зависят от их исходных значений σ_{B0} , δ_0 и степени деформации e_{i1} :

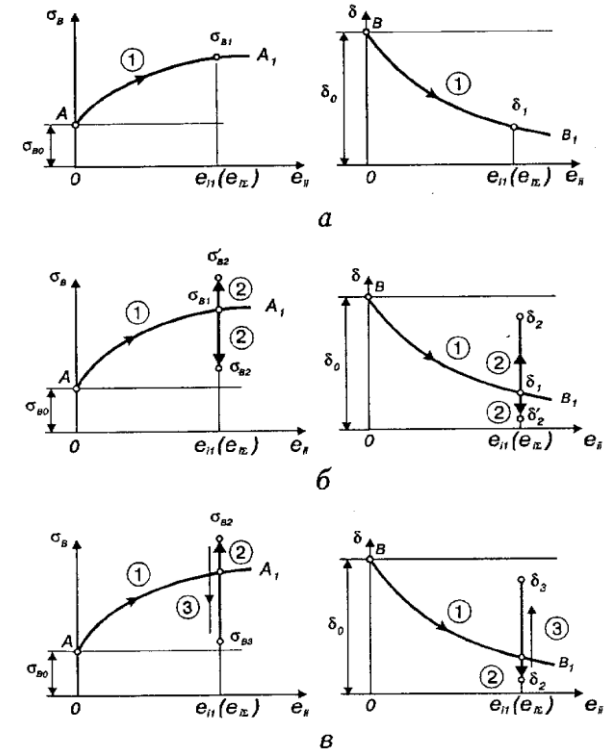


Рисунок 1 – «Простые» схемы формирования механических свойств материалов штампуемых заготовок

$$\left. \begin{aligned} \sigma_B &= \sigma_B \{ \sigma_{B0}, e_{i1} \} , \\ \delta &= \delta \{ \delta_0, e_{i1} \} . \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Представленные модели (3) можно отнести к простым однофакторным.

2. Формирующие операции — штамповка с последующим отжигом.

Технологические параметры: e_{i1} — степень деформации, $t_{отж}$, $\tau_{отж}$ — температура и длительность отжига.

Характеристики механических свойств изменяются с ростом степени деформации так же, как и в предыдущей схеме. При последующем отжиге происходит разупрочнение наклепанного металла, однако у ряда металлов отжиг при дорекристаллизационных температурах может вызвать их некоторое дополнительное упрочнение. В связи с этим, при отжиге деформированного металла может произойти как его упрочнение ($\sigma_{B2} >$ так и — частичное или полное — разупрочнение при температурах полного рекристаллизационного отжига (ПРО) (рис. 1, б).

Для этого случая модели формирования характеристик σ_B , δ будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{B2}(\sigma'_{B2}) &= \sigma_{B2} \left\{ \sigma_{B0}, e_{i1}, t_{отж}, \tau_{отж} \right\}; \\ \delta_2(\delta'_2) &= \delta_2 \left\{ \delta_0, e_{i1}, t_{отж}, \tau_{отж} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

3. Формирующие операции — штамповка с последующей закалкой и отпуском. Технологические параметры: e_{i1} — степень деформации; $t_{зак}$, $\tau_{зак}$ — температура нагрева и длительность выдержки при нагреве под закалку; $t_{отп}$, $\tau_{отп}$ — температура нагрева и длительность выдержки при нагреве под отпуск. Закалка вызывает повышение прочности (с σ_{B0} до σ_{B2}), следующий за ней отпуск, как правило высокий, снижает ее (до σ_{B3}), оставляя лишь незначительное упрочнение материала, вызванное его структурными изменениями (рис. 1, в). Характеристики механических свойств рассчитываются по следующим моделям:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{B3} &= \sigma_{B3} \left\{ \sigma_{B0}, e_{i1}, t_{зак}, \tau_{зак}, t_{отп}, \tau_{отп} \right\}; \\ \delta_3 &= \delta_3 \left\{ \delta_0, e_{i1}, t_{зак}, \tau_{зак}, t_{отп}, \tau_{отп} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Модели вида (7) и (8) относятся к простым цикловым многофакторным моделям.

К «простым» схемам формирования свойств можно отнести и тот случай, когда обработка заготовки производится по схеме многооперационной штамповки без промежуточной термообработки, но с финишной

термической операцией, что в целом соответствует сложному циклу. Однако учитывая свойство аддитивности деформации и пренебрегая влиянием дробности деформации на интенсивность упрочнения, несколько штамповочных операций можно заменить на одну условную штамповочную операцию, характеризующую суммарной степенью деформации

$$e_{\Sigma} = \sum_{i=1}^N e_{ii}, \quad (6)$$

где e_{ii} – степень деформации в рассматриваемом расчетном сечении, N – количество операций в расчетном сечении, N — количество операций.

Тогда сложный цикл приводится к простому завершённому, и могут быть применены те же модели формирования свойств (4), (5), назначаемые в зависимости от вида схемы.

Математические модели циклов различного рода для стали 11ЮА, применяемой для изготовления корпусов:

$$\sigma_B = 18.4 + 0.53 \cdot \psi \cdot t - 0.0017 \cdot t^2 + 11.842 \cdot t^2 - 3.322 \cdot t^3 + 0.2442 \cdot t^4 \quad (7)$$

$$\sigma_B = 38 + 0.61 \cdot \psi - 0.0019 \cdot \psi^2 \quad (8)$$

Используя полученные данные построена схема формирования характеристик прочности σ_B в технологических циклах с разупрочняющей термообработкой (рис. 2):

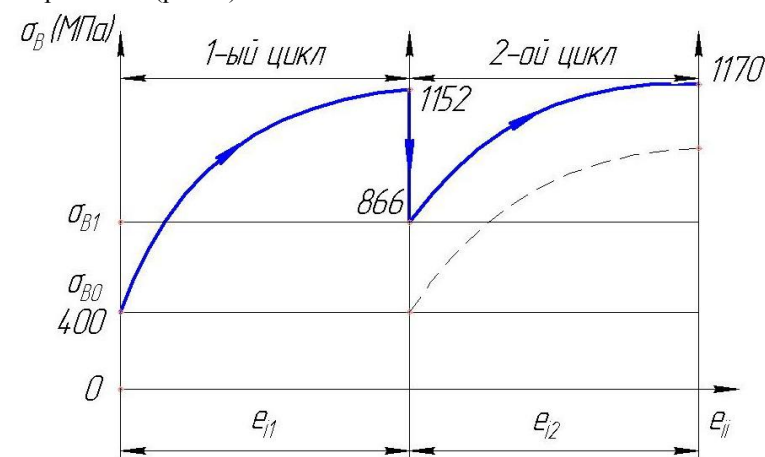


Рисунок 2 – Сложная схема формирования характеристик прочности в технологических циклах с разупрочняющей термообработкой

Разработанные схемы и алгоритмы прогнозирования механических свойств штампуемых корпусов для различных вариантов технологии позволяют с использованием аналитических зависимостей (1,2,7,8) оценивать показатели осколочного действия.

На основе опубликованных ранее данных нами выполнен расчет по соотношениям 1,2,7,8 распределения осколков корпуса гранаты ВОГ-25 по массе (Рис. 3).

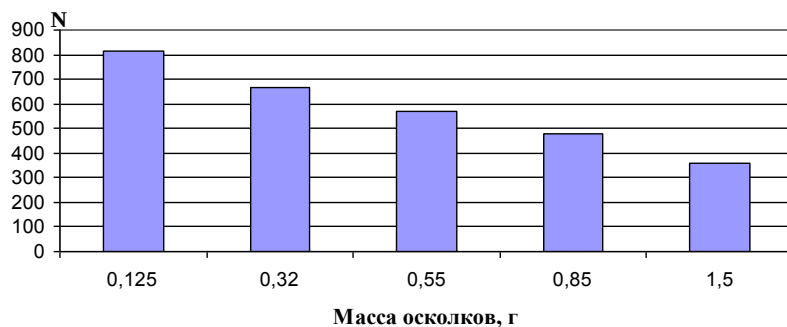


Рисунок 3 – Распределение количества осколков по массам

Разработаны схемы и алгоритмы прогнозирования механических свойств штампуемых корпусов для различных вариантов технологии. Предложенная методика может быть рекомендованы для проектирования технологического процесса изготовления такого типа изделий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва/ Под ред. Л. П. Орленко. – Изд. 3-е, испр.- В 2 т. Т. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. -656 с. - ISBN 5-9221-0220-6.
2. Лясников А.В., Агеев Н.П., Кузнецов Д.П. Сопротивление материалов пластическому деформированию в приложениях к процессам обработки металлов давлением. – СПб: БГТУ, 1995г.

ОБ ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ УРАВНЕНИЯХ ДЛЯ СОТОВЫХ КОНСТРУКЦИЙ ИЗ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

**ГУСАРОВ А.П., МАРКОВ В.А., ОВЧИННИКОВ А.Ф.,
ПУСЕВ В.И., СЕЛИВАНОВ В.В.**

*Московский государственный технический университет
имени Н.Э.Баумана*

*105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5,
т. (499) 263-68-69, факс (499) 261-89-70, E-mail: mva_2805@mail.ru*

Применение пористых металлов и сотовых конструкций для ослабления ударных воздействий может ограничиваться отсутствием адекватных определяющих уравнений. Сотовые конструкции в отличие от пористых металлов имеют регулярную структуру, что предопределяет их стабильные механические свойства и явилось причиной вытеснения пеноалюминия из авиаракетной и космической техники в 60-х годах XX века [1, 2].

Если в качестве начальной пористости α_0 принять отношение плотности конструкционного материала ρ к начальной средней плотности сотовой конструкции, то в соответствии с [2] высокопористым сотовым конструкциям будет соответствовать диапазон $1,2 < \alpha_0 < 8,0$. Этот диапазон является практически интересным для применения сотовых конструкций в качестве изоляторов удара. Известно [3], что во многих опубликованных работах диаграммы деформирования при сжатии высокопористых металлов и сотовых конструкций приводят к идеализированной диаграмме деформирования, имеющей характерные стадии (этапы): линейную упругую, уплотнительно-пластическую (напряжение постоянно) и пластическую. Тогда определяющие уравнения должны описывать каждую стадию на основе механических характеристик конструкционного материала сотовой конструкции и ее начальной пористости.

Для сотовых конструкций с формой ячейки в виде квадрата в [4] получено выражение, связывающее эффективный модуль упругости сотовой конструкции с модулем упругости конструкционного материала и начальной пористостью сотовой конструкции. В работах [5-7] при определении эффективного напряжения начала пластического течения сотовых конструкций с ячейкой форме квадрата выявлены три различных механизма деформирования (сжатие, изгиб или хрупкое разрушение стенки ячейки) и для каждого механизма деформирования получены аналитические зависимости, основанные на значении предела текучести конструкционного материала и начальной пористости сотовой конструкции.

В работах [8-10] представлены результаты экспериментального и теоретического исследований поведения двумерных (сотовых) и трехмерных (пенометаллы с открытыми или закрытыми порами) пористых металлов и сотовых конструкций при нагружении в двух взаимноперпендикулярных направлениях. При этом исследовалась упругая стадия до упругого разрушения или начала пластического течения, а также пластическое деформирование и уплотнение. Теоретическим путем на основе анализа поведения моделей пористых материалов, включающих сотовые конструкции с формой ячейки в виде квадрата и шестиугольника получены соотношения, позволяющие определить по известным механическим характеристикам конструкционного материала, геометрическим характеристикам ячеек сотовых конструкций и направлению приложения нагрузки эффективные модуль упругости и предел текучести. Эти механические характеристики необходимы, но недостаточны для построения диаграммы деформирования сотовых конструкций, включающей уплотнительно-пластическую и пластическую стадии.. Дальнейшее развитие подходов, предложенных в [8-10], позволило применить численное моделирование [11-13], но не привело к получению параметров необходимых для построения диаграммы деформирования сотовой конструкции при сжатии.

Таким образом, известные аналитические зависимости для определения эффективных модуля упругости и предела текучести сотовых конструкций позволяют на основе известных упругих и пластических характеристик конструкционного материала и начальной пористости сотовой конструкции рассчитать упругую и частично уплотнительно-пластическую стадии диаграммы деформирования сотовой конструкции при сжатии. Однако, для построения полной диаграммы деформирования сотовой конструкции при сжатии этого недостаточно и требуются дополнительные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 08-08-00337-а) и АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы" (проект 2.1.2/4340).

ЛИТЕРАТУРА

1. Коровский Ш.Я. Летающие металлы. М.: Машиностроение, 1967. 254 с.
2. Экспериментальная оценка определяющих уравнений высокопористых металлов /А.П.Гусаров, А.В.Жариков, В.А.Марков, А.Ф.Овчинников, В.И.Пусев, В.В.Селиванов //Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред. Материалы XIV Международного симпозиума им. А.Г.Горшкова (Ярополец, 18-22 февраля 2008 г.). Т.2.- М.: Изд. МАИ, 2008. С. 72-83.

3. Основные особенности механических и амортизирующих свойств высокопористых алюминиевых сплавов и сотовых конструкций /В.А.Марков, А.Ф.Овчинников, В.И.Пусев, В.В.Селиванов //В данном сборнике.
4. Matonis V. Elastic behavior of low density rigid foams in structural applications//SPE Journal. 1964. V.20 N 8. P.1024-1030.
5. Magee C.L., Thornton P.H. Design consideration in energy absorbsion by structural applications//SPE Journal.1964. V.20. N8. P.1031-1038.
6. Thornton P.H., Magee C.L. The deformation of aluminium foams//Met. Trans. A. 1975. V.6A. N 6. P.1253-1263.
7. Thornton P.H., Magee C.L. Deformation characteristics of zink foam//Met. Trans. A. 1975. V.6A. N9. P.1801-1807.
8. Gibson L.G., Ashby M.F. The mechanics of three-dimensional cellular materials//Proc. R. Soc. Lond. - London, 1982. Pt. A382. P. 43-58.
9. Jones R., Burgess I.W. A theoretical approach to the deformation of honeycomb based composite materials//Composite. 1979. V.10. N4. P.209-214.
10. The mechanics two-dimensional cellular materials//L.J.Gibson. M.F.Ashby, G.S.Schajer, G.I.Robertson//Proc. R. Soc. Lond. -London, 1982. Pt. A382. P.25-42.
11. Onck P.R., Andrews E.W., Gibson L.G. Size effects in ductile cellular solids// Int.J.Mech.Sci. 2001.V.43. N7. P.681-699.
12. Debels S., Steeb H. The size effect in foams its theoretical and numerical investigation// Proc. R. Soc. Lond. -London, 2002. Pt. A458. P.2869-2883.
13. Ngan A.H.W. On the distribution of elastic forces in disordered structures and materials. I Computer simulation// Proc. R. Soc. Lond. -London, 2005. Pt. A461. P.433-458.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУСКОВЫХ УСТАНОВОК С ПОМОЩЬЮ СТРЕЛЬБОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

**ДОМБРОВСКИЙ И.В., НАБОКОВ Ф.В., ЕМШАНОВ И.Н.,
ХОМЕНOK Д. В.**

*ЗАО «Специальное конструкторское бюро»
614014, Пермь, ул. 1905 года, д. 35
т./факс (342) 260-61-41, E-mail: sdq@mz.perm.ru*

Способ создания импульсных нагрузок, имитирующих воздействие реактивных снарядов (РС) на пакет направляющих (ПН) или на транспортно-пусковой контейнер (ТПК) пусковой установки (ПУ), и устройство, выполненное на его основе (патент № 2279030), применены для доводки и настройки параметров силовых следящих приводов (ССП) ПУ до начала стрельбы из ПУ дорогостоящими РС.

При стендовых испытаниях был выполнен большой объем стрельб специальными выстрелами из установленного на люльке ПУ вместо штатных ПН (ТПК) стенда-имитатора динамических нагрузок. Стрельбы проводились при различных режимах работы: с застопоренными качающейся и вращающейся частями (КЧ и ВЧ) ПУ (на гидрозамках), с включенными ССП (с открытыми гидрозамками), на различных углах вертикального и горизонтального наведения, с пустым, загруженным или частично загруженным весовыми макетами стендом-имитатором. Регистрация динамических параметров – колебаний КЧ и ВЧ ПУ, давлений в гидросистеме и силовых гидроцилиндрах ССП осуществлялась специально разработанным контрольно-диагностическим комплексом (КДК).

Весовые макеты имитировали массы РС. Нагрузки на ПУ создавались специальными выстрелами, состоящими из деревянного пыжа, порохового заряда и пластмассового контейнера с водой, и имитировали максимальные усилия воздействия от РС различного калибра.

Отработка ССП проводилась как одиночными выстрелами, так и темповой стрельбой. Темповая стрельба (группой выстрелов, полузалпами, залпами) проводилась с интервалом 2 секунды. На *рисунках 1 и 2* приведены угловые отклонения КЧ в вертикальной и горизонтальной плоскостях при полузалпах из стенда-имитатора с частично заполненным весовыми макетами РС в режиме застопоренных КЧ и ВЧ (на гидрозамках) и в режиме стабилизации КЧ и ВЧ (с включенными ССП).

Использование способа создания импульсных нагрузок, имитирующих воздействие РС на пакет направляющих, показало возможность его применения для отработки функционирования ССП и ПУ в целом.

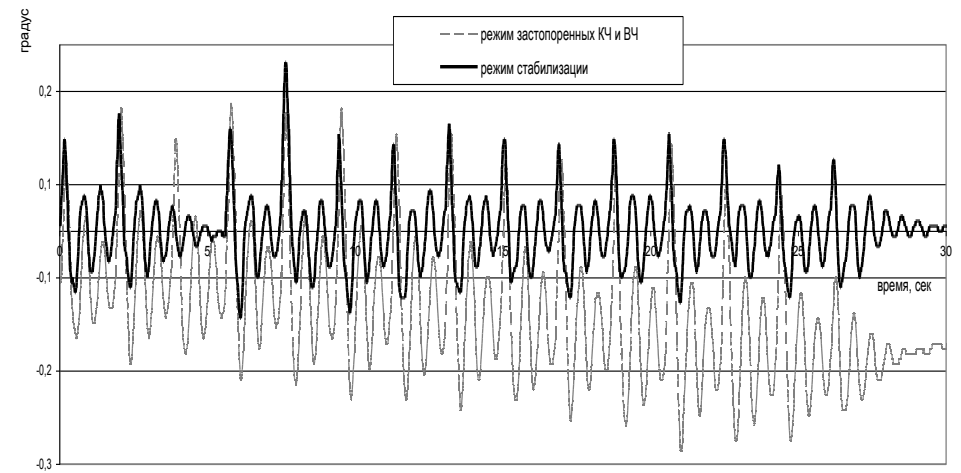


Рисунок 1 – Угловые отклонения КЧ в вертикальной плоскости

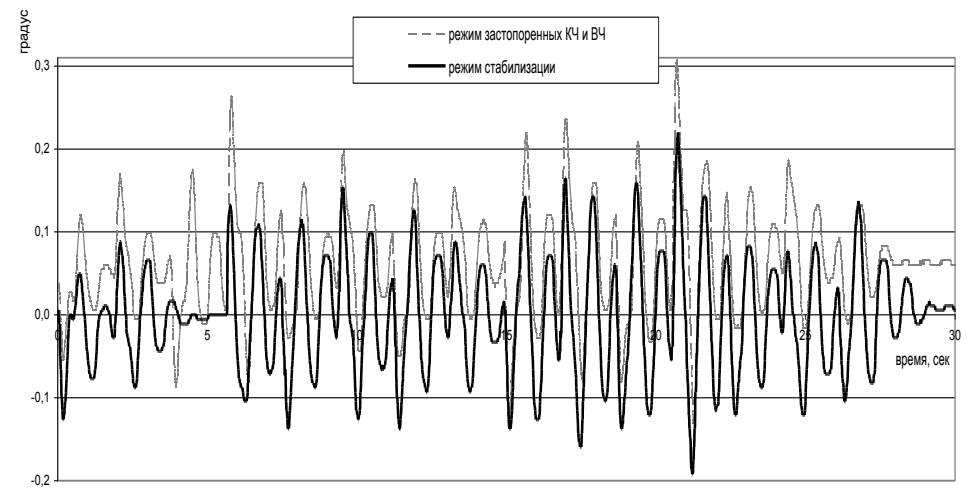


Рисунок 2 – Угловые отклонения КЧ в горизонтальной плоскости

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

А

Абдуллин А.К. 99,119
 Агеев Н.П. 185
 Акимов Г.А. 6
 Акулинин С.И. 28
 Архипов В.А. 38,103
 Ахмедьянов И.Ф. 119,169

Б

Белозеров В.А. 13,36
 Болосов Д.А. 66
 Буров А.Н. 90

В

Виноградов Ю.А. 42
 Волынин А.Л. 185
 Воропаев Г.А. 50
 Воскобойник В.А. 50

Г

Гринченко В.Т. 50
 Гунин С.В. 139
 Гусаров А.П. 191

Д

Давыдов М.Н. 178
 Данилин Г.А. 107
 Долгова Т.С. 28
 Домбровский И.В. 194
 Дубинина С.Ф. 110
 Дубровский В.А. 90
 Дунаев В.А. 97
 Дунаева И.В. 97

Е

Евланова О.А. 97
 Егоров Д.М. 114
 Егоров М.Ю. 114
 Егоров С.М. 114
 Емшанов И.Н. 194

Ж

Жарова И.К. 38
 Жуков Д.Н. 116
 Журавлева Г.С. 44

З

Закаменных Г.И. ... 119
 Замарахин В.А. 178
 Запольских А.В. 123
 Захаров О.Л. 14
 Здитовец А.Г. 42
 Знаменский Е.А. 127

И

Иванов Д.А. 136,141,145
 Иванов К.М. 185
 Ильина О.Н. 107
 Исаев С.А. 48,50

К

Калугин В.Т. 52,54
 Калужный Г.В. 90
 Каширкин А.А. 97
 Ключников А.Н. 139,167
 Князева И.В. 90
 Козлов В.И. 90
 Козяр А.В. 123
 Комиссаренко А.И. 19,23
 Коротких А.Г.
 Кочетков А.В. 124
 Кочкарь Н.И. 123
 Кузнецов В.М. 178
 Кузнецов Г.В. 38
 Кэрт Б.Э. 27,127

Л

Ладный С.Д. 128,133
 Лебедева А.Ю. 119
 Леонова Е.Л. 32
 Липатов И.И. 56
 Луценко А.Ю. 52

М

Максимов Ф.А. 19,23,66,70
 Манелис Г.Б. 139,173
 Марков В.В. 169
 Марков В.А. 191
 Маслов Е.А. 38
 Мееров Д.Б. 136,141,145

Меньшов И.С.	169	Столярова Е.Г.	52
Милёхин Ю.М.	139,167	Стрижак С.В.	52,54
Митин А.Ю.	48	Стронгин М.М.	42
Михалев А.Н.	48,73,77	Струнин В.А.	139,173
Модорский В.Я.	149	Судаков А.Г.	48,50
Моногаров К.А.	136,141,145	Т	
Морозов В.И.	28,32	Титов А.А.	42
Муравьев Н.В.	136,141,145	У	
Н		Уткин П.С.	119,169
Набоков Ф.В.	194	Ф	
Недосекин И.А.	32	Федорычев А.В.	139,167
Некрасов В.И.	114	Фролов Ю.В.	136,141,145
Николаева Л. И.	173	Х	
О		Хлебников В.С.	56
Овчинников А.Ф. ...	191	Хмельников Е.А.	110
Овчинникова О.К. ...	81	Хоменок Д.В.	194
Орджоникидзе О.С.	136,141,145	Худяков В.И.	178
П		Ч	
Павлов Я.О.	127	Чванов А.Е.	13,36
Петров В.Ю.	149	Чернов В.В.	99,119,175
Пивкина А.Н.	136,141,145	Ш	
Пилюгин Н.Н.	44	Шакиров М.Р.	13
Пинчук А.В.	151	Швыкин Ю.С.	178,180
Пинчук В.А.	151	Шевелев Ю.Д.	70
Подласкин А.Б.	77	Шипицын А.Г.	177
Пусев В.И.	191	Шипунов А.Г.	84,178,180
Р		Шишков А.Ю.	180
Рашковский С.А.	167		
Розумлюк Н.В.	50		
Руссков В.Ф.	128,133		
С			
Савилов А.С.	178		
Савихин И.О.	124		
Садовников Г.С.	48		
Садовский В.В.	124		
Селезнева К.И.	27		
Селиванов В.В.	191		
Семашкин Е.Н.	84		
Семенов И.В.	119,169		
Сидоров Е.В.	90		
Сонин И.Б.	90		

СОДЕРЖАНИЕ

Научная школа профессора И.П. Гинзбурга.

Акимов Г.А. 6

СЕКЦИЯ 1. Внешняя баллистика

1.1. Алгоритмы и методы обработки цифрового сигнала в программном обеспечении радиолокационных станций серии «Луч» для измерения траекторных параметров боеприпасов при стрельбовых испытаниях. **Белозеров В.А., Шакиров М.Р., Чванов А.Е.** 13

1.2. Особенности расчета траекторных характеристик разделяющихся корректируемых снарядов РСЗО. **Захаров О.Л.** 14

1.3. Рассеивание метеорологической ракеты.
Комиссаренко А.И., Максимов Ф.А. 19

1.4. Аналитический способ определения угловых отклонений ракеты при произвольном вращении по крену.
Комиссаренко А.И., Максимов Ф.А. 23

1.5. Анализ влияния погрешностей изготовления и сборки на динамику полета гранаты.
Кэрт Б.Э., Селезнева К.И. 27

1.6. Влияние люфта консолей стабилизатора на динамику полета артиллерийского снаряда.
Морозов В.И., Долгова Т.С., Акулинин С.И. 28

1.7. Способ наведения мины для поражения целей за обратными скатами возвышенностей.
Морозов В.И., Недосекин И.А., Леонова Е.Л. 32

1.8. К вопросу определения траекторных характеристик реактивных снарядов и снарядов с газогенераторами доплеровскими радиолокационными станциями. **Чванов А.Е., Белозеров В.А.** 36

СЕКЦИЯ 2. Аэродинамика и аэротермобаллистика

2.1. Взаимодействие с поверхностью двухфазной струи продуктов сгорания аэрозвеси порошков металлов.
Архипов В.А., Жарова И.К., Кузнецов Г.В., Маслов Е.А. 38

2.2. Экспериментальное исследование эффективности газовых завес при вдуве инородного газа в сверхзвуковой поток аргона.
Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Стронгин М.М., Титов А.А. 42

2.3. Исследование турбулентного сверхзвукового обтекания удлиненных затупленных тел. **Журавлева Г.С., Пилюгин Н.Н.** 44

2.4. Выбор рациональной геометрии тел ступенчатой формы в широком диапазоне изменения числа маха. Исаев С.А., Судаков А.Г., Михалев А.Н., Митин А.Ю., Садовников Г.С.	48
2.5. Совершенствование аэродинамики несущих поверхностей при использовании вихревых генераторов в форме овальных лунок. Исаев С.А., Воропаев Г.А., Гринченко В.Т., Судаков А.Г., Воскобойник В.А., Розумлюк Н.В.	50
2.6. Расчет обтекания спускаемого аппарата с центральной встречной струей в дозвуковом потоке. Калугин В.Т., Луценко А.Ю., Столярова Е.Г., Стрижак С.В.	52
2.7. Расчет аэродинамических характеристик аппарата-зонда в закрученном потоке газа. Калугин В.Т., Стрижак С.В.	54
2.8. Исследование процессов взаимодействия колеблющегося в потоке скачка уплотнения с пограничным слоем на пластине. Липатов И.И., Хлебников В.С.	56
2.9. Влияние формы поперечного сечения на образование асимметрии течения. Максимов Ф.А., Болосов Д.А.	66
2.10. Моделирование обтекания профиля на дозвуковых скоростях. Максимов Ф.А., Шевелев Ю.Д.	70
2.11. Аэробаллистика тел ступенчатой формы по исследованиям на трассе. Михалев А.Н.	73
2.12. Исследования обтекания и аэродинамики ударных ядер на баллистической установке. Михалев А.Н., Подласкин А.Б.	77
2.13. Моделирование струй. Овчинникова О.К.	81
2.14. О переносе оптического излучения по реактивным струям РДТТ. Шипунов А.Г., Семашкин Е.Н.	84

СЕКЦИЯ 3. Баллистика разделяющихся систем

3.2. Разработка конструкций головных частей с малогабаритными боевыми элементами. Дубровский В.А., Калюжный Г.В., Козлов В.И., Князева И.В., Сидоров Е.В., Сонин И.Б., Буров А.Н. ...	90
3.1. Моделирование газодинамических процессов в межсекционном объеме. Дунаев В.А., Каширкин А.А., Дунаева И.В., Евланова О.А.	97

СЕКЦИЯ 4. Внутренняя баллистика

4.1. Исследование влияния жесткого сгорающего картуза на характер протекания внутрикамерного процесса при выстреле с модульным метательным зарядом. Абдуллин А.К., Чернов В.В.	99
---	----

4.2. Расчет нестационарной скорости горения в рамках феноменологической теории. Архипов В.А., Коротких А.Г.	103
4.3. О влияние допусков размерных характеристик патрона на внутрибаллистические параметры. Данилин Г.А., Ильина О.Н.	107
4.4. Расчет на прочность элементов корпуса боеприпаса при выстреле. Дубинина С.Ф., Хмельников Е.А.	110
4.5. Моделирование внутрикамерных процессов при выходе на режим работы РДТТ. Егоров М.Ю., Егоров С.М., Егоров Д.М., Некрасов В.И.	114
4.6. Опыт использования тепловизора для исследования теплового состояния элементов артиллерийского вооружения. Жуков Д.Н.	116
4.7. Экспериментальное и численное исследование влияния положения модульного заряда на характеристики выстрела. Закаменных Г.И., Чернов В.В., Абдуллин А.К., Семенов И.В., Уткин П.С., Лебедева А.Ю., Ахмедьянов И.Ф.	119
4.8. Динамическое тарирование сферических крешерных элементов. Запольских А.В., Козяр А.В., Кочкарь Н.И.	123
4.9. Алгоритм решения задач, описывающих работу высокоскоростных демпферов, имеющих малоторможенный участок. Кочетков А.В., Савихин И.О., Садовский В.В.	124
4.10. Модель пространственного движения снаряда в стволе с учетом упругого взаимодействия в точках контакта на центрующих утолщениях. Кэрт Б.Э., Знаменский Е.А., Павлов Я.О.	127
4.11. Методика расчета импульсных двигателей коррекции тандемной схемы. Ладный С.Д., Руссков В.Ф.	128
4.12. Оптимизация импульсного двигателя балластной схемы. Ладный С.Д., Руссков В.Ф.	133
4.13. Горение октогена, CI-20 и их смесей с алюминием. Мееров Д.Б., Моногаров К.А., Муравьев Н.В., Иванов Д.А., Орджоникидзе О.С., Пивкина А.Н., Фролов Ю.В.	136
4.14. Модель горения смесового твердого топлива с охладителем. Милёхин Ю.М., Ключников А.Н., Федорычев А.В., Гунин С.В., Струнин В.А.², Манелис Г.Б.	139
4.15. Нанотермиты в пиронагревателях. Моногаров К.А., Мееров Д.Б., Муравьев Н.В., Иванов Д.А., Орджоникидзе О.С., Пивкина А.Н., Фролов Ю.В.	141
4.16. Влияние дисперсности компонентов на горение экс на основе октогена и алюминия. Муравьев Н.В., Моногаров К.А., Мееров Д.Б., Иванов Д.А., Орджоникидзе О.С., Пивкина А.Н., Фролов Ю.В.	145

4.17. Численное моделирование колебаний в РДТТ. Петров В.Ю., Модорский В.Я.	149
4.18. Формирования с избыточным зарядом: природа образования и воздействий на процесс горения. Пинчук А.В., Пинчук В.А.	151
4.19. О связи физико-механических и баллистических характеристик смесевых составов в условиях напряженно-деформированного со- стояния. Рашковский С.А., Милехин Ю.М., Ключников А.Н., Федорычев А.В.	167
4.20. Численное моделирование осесимметричных задач внутренней баллистики. Семенов И.В., Меньшов И.С., Уткин П.С., Ахмедьянов И.Ф., Марков В.В.	169
4.21. Механизм горения гексогена и октогена и возможности регули- рования баллистических свойств систем на их основе. Струнин В.А., Николаева Л.И., Манелис Г.Б.	173
4.22. Современные задачи баллистического проектирования артилле- рийских систем. Чернов В.В.	175
4.23. Разработка баллистического решения для легкой аэромобильной гаубицы Д–401 БГ с учетом результатов отработки ММЗ на баллисти- ческой установке Д–400. Шипицын А.Г.	177
4.24. О перспективной схеме гранатометного выстрела. Шипунов А.Г., Кузнецов В.М., Швыкин Ю.С., Замахин В.А., Давыдов М.Н., Худяков В.И., Савилов А.С.	178
4.25. О нагреве и износе стволов больших калибров при отстреле бое- комплекта с умеренным темпом стрельбы. Шипунов А.Г., Швыкин Ю.С., Шишков А.Ю.	180
СЕКЦИЯ 5. Динамика и прочность газо-жидкостных тепломеханических систем	
5.1. Оценка механических свойств металла и эффективности осколоч- ного действия корпусов гранат. Агеев Н.П., Иванов К.М., Волынин А.Л.	185
5.2. Об определяющих уравнениях для сотовых конструкций из алю- миниевых сплавов. Гусаров А.П., Марков В.А., Овчинников А.Ф., Пусев В.И., Селиванов В.В.	191
5.3. Исследование динамики пусковых установок с помощью стрель- бовых испытаний. Домбровский И.В., Набоков Ф.В., Емшанов И.Н., Хоменок Д. В.	194

Всероссийская научно-техническая конференция «Фундаментальные основы баллистического проектирования». Санкт-Петербург, 28 – 2 июля 2010 г. Сборник материалов. Т.1 / Под ред. д.т.н. проф. Кэрта Б.Э. – СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2010 .-202 с., ил.

Компьютерное форматирование и верстка Е.В.Петрова.

Публикуемые доклады содержат результаты теоретических и экспериментальных исследований в области прикладной механики, связанные с проектированием современных средств поражения и боеприпасов, включая внутреннюю, внешнюю и конечную баллистику, динамику процессов выстрела и старта, прочность конструкций, эффективность действия, принципы работы информационных, управляющих и иницирующих систем, компьютерные технологии и средства проектирования, технологии производства, хранения и утилизации.

Научное издание
Всероссийская научно-техническая конференция
«Фундаментальные основы баллистического проектирования».
Санкт-Петербург, 28 – 2 июля 2010 г.
Сборник материалов.
В 2 томах
Том 1

Оригинал-макет оформлен при техническом содействии
Учебно-научно-производственного центра
компьютерных технологий
(ООО «УНПЦ КОМТЕХ»),
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д.1.
E-mail: Kert@mail.ru

Подписано в печать 18.06.2010. Формат 60х84/16.
Бумага документная. Печать трафаретная. Усл. печ. л.12,625.
Тираж 150 экз. Заказ № .
Балтийский государственный технический университет.
190005, Санкт-Петербург, 1-я Красноармейская ул., д. 1.