Федеральное государственное автономное образовательное учреждение

высшего образования

«Национальный исследовательский Томский государственный университет»

На правах рукописи

Chard-

Овчинников Вячеслав Александрович

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ И ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

01.02.05 – Механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель доктор технических наук, старший научный сотрудник Якимов Анатолий Степанович

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	4
Глава 1 Краткий обзор работ по исследованию характеристик сопряженного	
тепломассообмена при гиперзвуковом обтекании вращающихся тел в рамках	
теории ПС 1	4
1.1 Сопряженная задача тепломассообмена1	4
1.2 Тепловая защита летательных аппаратов1	8
1.2.1 Системы активной тепловой защиты 1	9
1.2.2 Системы пассивной тепловой защиты 2	21
1.2.3 Тепловая защита в условиях воздействия МЭВ 2	25
1.3 Пограничный слой 2	27
1.4 Обтекание вращающихся летательных аппаратов 3	32
1.5 Выводы по главе 1 4	10
Глава 2 Исследование характеристик пространственного химически	
равновесного ПС при сверхзвуковом обтекании затупленного тела 4	41
2.1 Математическая постановка задачи пространственного химически	
равновесного ПС 4	11
2.2 Система уравнений ПС в переменных Дородницына-Лиза 4	18
2.3 Методика решения уравнений пространственного ПС 5	50
2.4 Сравнение результатов расчетов с экспериментальными и расчетными	
данными 5	53
2.5 Выводы по главе 2 6	53
Глава 3 Расчет характеристик тепломассообмена при исследовании систем	
активной и пассивной тепловой защиты 6	54
3.1 Влияние состава теплозащитного материала на характеристики	
сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном	
обтекании 6	54

3.2 Численное исследование процесса теплообмена системы
транспирационного охлаждения при влиянии МЭВ 73
3.3 Математическое моделирование процесса теплообмена в
теплозащитном материале
3.4 Выводы по главе 396
Глава 4 Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена
при сверхзвуковом обтекании вращающегося тела
4.1 Результаты расчетов сверхзвукового осесимметричного обтекания
вращающегося затупленного тела97
4.2 Аэродинамика и сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом
обтекании вращающегося сферически затупленного конуса под углом
атаки102
4.3 Гиперзвуковое пространственное обтекание вращающегося сферически
затупленного конуса с учетом термохимического разрушения ТЗМ 109
4.4 Выводы по главе 4 130
ЗАКЛЮЧЕНИЕ
Список сокращений 134
Список литературы 135
ПРИЛОЖЕНИЕ А Краткое описание программного комплекса и методики
расчета
ПРИЛОЖЕНИЕ Б Свидетельства о регистрации программ для ЭВМ 165

введение

Актуальность темы. Активное развитие гиперзвуковых технологий выдвигает на первый план проблему тепловой защиты ЛА. При полете с гиперзвуковой скоростью корпус ЛА подвергается интенсивному аэродинамическому нагреву, который приводит к существенному росту температуры, термохимическому разрушению, изменению формы тела и характеристик материала, таких как прочность, упругость. Вследствие этого снижаются АДХ ЛА и его способность совершать длительный полет по траектории.

Воздействие аэродинамического нагрева распределено по поверхности крайне неравномерно. Наиболее сильным тепловым нагрузкам подвергается головная часть ЛА. При пространственном обтекании тела между наветренной и подветренной сторонами также имеется существенный перепад температуры. Вследствие этого разрушение материала происходит несимметрично относительно продольной оси ЛА. В виду специфических условий полета в атмосфере, особенностей задач и конструкций ЛА необходимо применять разнообразные методы тепловой защиты конструкционных элементов ЛА. Для тепловой защиты ЛА на наиболее теплонапряженных участках можно использовать вдув газа-охладителя с целью ослабления тепловых потоков к телу и переноса тепла из глубины материала при фильтрации газа в порах. Применение вращения ЛА вокруг продольной оси обеспечивает защиту ТЗМ боковой поверхности от перегрева на наветренной стороне при обтекании гиперзвуковым потоком газа под ненулевым углом атаки. Однако при этом возникает тепловая и гидродинамическая асимметрия относительно плоскости угла атаки, приводящая к появлению боковой силы, отклоняющей тело от естественной траектории движения и вязкостному демпфированию, уменьшающему скорость вращения.

В связи с этим практический интерес представляет исследование комбинированной пассивной тепловой защиты, совместного влияния на характеристики тепломассообмена факторов, связанных со вдувом газа-охладителя через проницаемую поверхность, термохимическим разрушением теплозащитного материала, вращательным движением гиперзвукового ЛА относительно продольной оси тела.

Степень разработанности темы исследования. Важность учета взаимосвязанности процессов в газовой и твердой фазах при исследовании теплообмена тела с набегающим потоком газа впервые показана в работах А. В. Лыкова. Существенный вклад в изучение проблемы внесли научные исследования А.М. Гришина, А.Ш. Дорфмана, В. И. Зинченко, Ф.М. Фомина и др., в которых рассматривались сопряженные задачи тепломассообмена с учетом неравновесных химических реакций и разрушения тела, а также приводились условия квазистационарности процессов тепломассообмена в реагирующих средах. Использование сопряженного подхода существенным образом усложняет решение задачи и требует больших вычислительных мощностей из-за необходимости совместного решения систем дифференциальных уравнений для газовой и твердой фаз. Поэтому в значительной части эти исследования охватывают только условия, когда ориентация тела относительно набегающего потока остается неизменной и тело не совершает движение вокруг своего центра масс. Определенные исследования влияния вдува продуктов разложения углепластиковых ТЗП на момент крена осесимметричных вращающихся ЛА, обтекаемых под углом атаки, проводились А. Я. Гофманом, М. Г. Булыгиным, В. И. Зинченко, Ю. М. Ковалевым, Г. Ф. Костиным, Ю. А. Мокиным, В. В. Несмеловым, Н. Н. Тихоновым с использованием приближенной аналитической методики решения задачи. Дальнейшие исследования требуют необходимости разработки рациональных физико-математических моделей с соответствующими методами и математическими технологиями, позволяющими существенным образом сокращать время проведения расчетов и проводить отработку ГЛА с использованием комбинированной ТЗ с учетом вращательного движения вокруг продольной оси, колебательного движения вокруг центра тяжести и поступательного движения при переменных условиях набегающего потока.

Цель диссертационной работы состояла в разработке алгоритмов, создании программ и параметрическом исследовании характеристик сопряженного ТМО в рамках теории ПС при сверх- и гиперзвуковом пространственном обтекании сфе-

рически затупленных конусов с учетом вдува газа с поверхности тела, термохимического разрушения, вращательного движения тела, а так же в изучении активных и пассивных систем тепловой защиты ЛА при наличии малых возмущающих воздействий.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

- обзор современных исследований и достижений по теме работы.

 математическое моделирование аэродинамических и ТМО процессов в задаче полета вращающегося осесимметричного тела в атмосфере Земли.

 – разработка методики решения сопряженной задачи ТМО при гиперзвуковом обтекании вращающегося ЛА.

 – сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными и численными данными других авторов и проверка методики решения задачи на сеточную сходимость.

– численное исследование влияния пористости и теплофизических свойств некоторых проницаемых металлов на теплообмен в системах транспирационного охлаждения. Численное исследование воздействия малых энергетических возмущений на тепловую защиту.

– численное моделирование процессов сопряженного тепломассообмена при сверх- и гиперзвуковом обтекании химически равновесным потоком воздуха сферически затупленного конуса под ненулевым углом атаки с учетом вращательного движения и термохимического разрушения ТЗП.

Объектом исследования является гиперзвуковое обтекание ЛА, системы активной, пассивной и комбинированной тепловой защиты и их восприимчивость к малым возмущающим воздействиям.

Методология и методы исследования. В диссертационной работе использовались методы математического моделирования, методы интегрального и дифференциального исчисления, теория сплайнов, численный метод четвертого порядка аппроксимации для решения систем дифференциальных уравнений, описывающих течение в пограничном слое.

Положения, выносимые на защиту

На защиту выносятся:

1. Комплексная математическая модель, алгоритм и методика расчета нестационарного сопряженного тепломассообмена при гиперзвуковом пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного конуса потоком вязкого сжимаемого газа с учетом термохимического разрушения теплозащитного покрытия.

2. Результаты численного расчета значений аэродинамических сил и моментов, возникающих вследствие одновременного воздействия вращения тела вокруг продольной оси, аэродинамического нагрева, термического разложения углепластика и асимметрии течения в пограничном слое при сверхзвуковом пространственном обтекании.

3. Результаты численного исследования влияния состава теплозащитного материала на основе углепластика на характеристики сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом обтекании затупленного тела.

4. Результаты численного исследования влияния угловой скорости вращения на фазовый сдвиг между давлением и температурой поверхности теплозащитного углеродного материала при движении тела с гиперзвуковой скоростью.

5. Результаты численного расчета асимметрии теплового поля и скорости уноса массы на аблирующей поверхности теплозащитного углеродного материала, возникающей в условиях вращения и гиперзвукового обтекания затупленного тела под углом атаки.

Научная новизна. Новизна полученных результатов заключается в том, что в диссертационной работе:

1. Разработана математическая модель и методика расчета, с помощью которых впервые численно проанализировано влияние вращательного движения тела на характеристики нестационарного тепломассообмена в рамках сопряженной постановки с учетом ламинарного, переходного, турбулентного режимов течения в пограничном слое, термохимического разрушения теплозащитного покрытия при гиперзвуковом обтекании тела под ненулевым углом атаки.

2. Впервые численно определены и сравнены аэродинамические силы и моменты, возникающие вследствие одновременного воздействия вращения тела вокруг продольной оси, аэродинамического нагрева, термического разложения углепластика, с силами и моментами, обусловленными асимметрией течения около изотермической поверхности в пограничном слое при сверхзвуковом пространственном обтекании сферически затупленного конуса.

3. Проведены численные исследования новых теплозащитных материалов на основе углепластика с различной массовой долей фенолформальдегидного связующего в условиях аэродинамического нагрева при сверхзвуковом пространственном обтекании и термическом разложении.

4. Впервые численно исследовано влияние скорости осевого вращения на фазовый сдвиг между давлением и температурой поверхности теплозащитного углеродного материала при термохимическом разрушении и движении сферически затупленного конуса с гиперзвуковой скоростью.

5. Впервые численно определены характеристики асимметрии теплового поля и скорости массового уноса на аблирующей поверхности теплозащитного углеродного материала, возникающей в условиях вращения и гиперзвукового обтекания сферически затупленного конуса под углом атаки.

Теоретическая и практическая значимость. Полученные результаты дополняют теоретические представления об аэродинамических и тепломассообменных процессах, протекающих при пространственном сверхзвуковом обтекании вращающегося ЛА в условиях термохимического разрушения ТЗП.

Разработанный комплекс программ, позволяющий определять тепловые и аэродинамические характеристики обтекаемого тела в широком диапазоне определяющих параметров, может быть использован при проектировании, создании и оценке эффективности различных способов тепловой защиты перспективных гиперзвуковых ЛА.

Полученные результаты успешно использовались при выполнении 8 грантов, НИОКР и федеральных целевых программ, в которых соискатель выступал в качестве исполнителя:

1. 2017 – Проект № 8.2.27.2017 при поддержке программы «Научный фонд Томского государственного университета им. Д.И. Менделеева» (Руководитель проекта: профессор, доктор физико-математических наук Лобода Е.Л.)

2. 2014–2016 – Проектная часть госзадания в сфере научной деятельности по Заданию №9.1024.2014/к «Сопряженные задачи гиперзвуковой аэротермодинамики и тепловой защиты перспективных изделий ракетно-космической техники» (Руководитель проекта: старший научный сотрудник, доктор технических наук Якимов А.С.).

3. 2010 – Грант РФФИ №10-01-90700-моб_ст «Научная работа молодых российских ученых в ведущих научных организациях РФ (Государственный ракетный центр, г. Миасс)» (Руководитель проекта: профессор, доктор технических наук Пегов В.И.)

4. 2012–2013 – Госзадание Минобрнауки РФ «Исследование комплексных проблем проектирования и эксплуатации космических аппаратов» (Руководитель проекта: профессор, доктор физико-математических наук Глазунов А.А.).

5. 2009 – НИОКР по заданию Фонда содействия МП НТС ГК № 7057р/9611 от 01.07.2009 «Разработка конструкторских решений по снижению отрицательного момента крена, возникающего в результате термохимического разрушения теплозащитного материала».

6. 2009–2013 – Программа ФАО, ЕЗН ТГУ №1.19.09 «Сопряженные задачи гиперзвуковой аэротермодинамики и тепловой защиты» (Руководитель проекта: профессор, доктор физико-математических наук Зинченко В.И.).

7. 2009–2010 – НИОКР СЧ международного контракта ГРЦ Макеева с Бразильским космическим агенством IAE (Руководитель проекта: старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук Несмелов В.В.)

8. 2012–2013 – Госзадание Минобрнауки РФ «Физическое и математическое моделирование тепло- и массообменных процессов в энергоустановках, химических реакторах, аппаратах порошковой технологии и гиперзвуковых летательных аппаратах» (Руководитель проекта: профессор, доктор физико-математических наук Глазунов А.А.) Достоверность и обоснованность научных положений и выводов, сделанных в диссертационной работе, следуют из адекватности используемых физических и математических моделей, результатов сравнения численных расчетов с известными экспериментальными данными, а также подтверждаются проверкой решения задачи сеточной сходимостью.

Публикации. По теме диссертации опубликована 31 работа, в том числе 8 статей в журналах, включенных в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (из них 1 статья в зарубежном научном журнале, индексируемом Web of Science, и 5 статей в российских научных журналах, переводные версии которых индексируемых Web of Science), 4 статьи в научных изданиях, индексируемых Web of Science и Scopus, 3 статьи в научных журналах, 14 публикаций в сборниках материалов международных и всероссийских научных конференций и форума, получены 2 свидетельства о регистрации электронных программ для ЭВМ.

Личный вклад автора в получении результатов, изложенных в диссертации. Личный вклад соискателя заключается в разработке методического и программного обеспечения для решения сопряженных задач тепломассообмена, гиперзвукового обтекания вращающегося ЛА в рамках теории ПС, в проведении расчетов, анализе и обработке результатов численного моделирования, подготовке основных публикаций по выполненной работе, а так же в участии в обсуждении полученных результатов, формулировке выводов и положений, выносимых на защиту. Постановка задач по математическому и физическому моделированию сделана научным руководителем при активном участии соискателя.

Апробация работы. Результаты, представленные в данной работе, были апробированы на следующих конференциях:

• XV Минский международный форум по тепломассообмену, 23–26 мая 2016 г., доклады «Математическое моделирование процесса теплообмена систем пористого охлаждения при влиянии пульсаций газа-охладителя», «Численное исследование характеристик сопряженного ТМО при гиперзвуковом пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного тела и вдуве газа с поверхности», НАН и ИТМ НАН Белоруссии, г. Минск;

• XX Всероссийская научная конференция с международным участием «Сопряженные задачи механики реагирующих сред, информатики и экологии», 21–23 сентября, 2016 г., доклад «Моделирование влияния вращения затупленного тела на характеристики сопряженного тепломассообмена при движении со сверхзвуковой скоростью», НИ ТГУ, г. Томск;

• IX Всероссийская конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», 21 – 25 сентября 2016 г., доклад «Программа расчета сопряженного теплообмена затупленного тела при его спуске в атмосфере с переменным углом атаки», НИИ ПММ ТГУ, г. Томск;

• XII Международная конференция студентов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук», 25–28 апреля 2016 г., доклад «Влияние состава теплозащитного материала на тепломассообмен тела при сверхзвуковом пространственном обтекании», НИ ТПУ, г. Томск;

• Х Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, 24 – 30 августа 2011 г., доклад «Аэродинамика и сопряженный тепломассообмен затупленных тел при сверхзвуковом обтекании с учетом осложняющих факторов», НГУ, г. Нижний Новгород;

• Всероссийская конференция по математике и механике, 02–04 октября 2013 г., доклад «Сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом обтекании вращающихся тел под углом атаки», НИ ТГУ, г. Томск.

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка сокращений, списка литературы из 215 наименований и 2 приложений, содержит 50 рисунков, 7 таблиц. Общий объем работы 166 страниц.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы цель и задачи исследования, отражены научная новизна и прак-

тическая значимость, перечислены выносимые на защиту положения, изложено краткое содержание работы.

В первой главе дан краткий обзор литературных источников по вопросам сверхзвукового (гиперзвукового) обтекания и тепловой защиты тел при наличии вращения, разрушения материала и их воздействия на аэродинамические и теплообменные процессы.

Вторая глава посвящена математическому моделированию сверх- и гиперзвукового пространственного и осесимметричного обтекания тел в рамках теории турбулентного ПС. Приведена математическая модель и описывается численная методика для решения поставленной задачи. Проведено сравнение результатов расчетов осесимметричного и трехмерного обтекания на изотермической поверхности с известными экспериментальными и численными данными других авторов.

Третья глава посвящена математическому моделированию процессов ТМО в системах активной и пассивной тепловой защиты. Представлены результаты расчетов сопряженного ТМО при сверхзвуковом пространственном обтекании затупленного тела для трех модификаций ТЗМ на основе УП с различной долей фенолформальдегидного связующего и углеродной ткани. Оценено влияние теплофизических и термокинетических параметров ТЗМ на характеристики нестационарного теплообмена и разрушения тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха. На основе двухтемпературной модели исследовано влияние пористости и теплофизических свойств некоторых проницаемых металлов на теплообмен, влияние малых периодических возмущения газа-охладителя на процессы тепломассообмена в системах транспирационного охлаждения.

Четвертая глава посвящена численному исследованию аэродинамики и сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом осесимметричном и пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного тела с учетом термохимического разрушения теплозащитного материала. Проведено параметрическое исследование влияния скорости вращения на тепловой поток, продольную и окружную компонент трения. Представлены результаты численного исследования аэродинамических характеристик сферически затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха под углом атаки, с учетом вращательного движения тела вокруг продольной оси, аэродинамического нагрева, термического разложения углепластика и асимметрии течения в пограничном слое. Приведены результаты численного исследования сопряженного тепломассообмена при гиперзвуковом пространственном обтекании сферически затупленного тела с учетом термохимического разрушения ТЗМ, вращательного движения и транспирационного охлаждения. Для двух ТЗМ исследовано влияние угловой скорости вращения на фазовый сдвиг между температурой поверхности и давлением, а так же на величину тепловой асимметрии и скорость массового уноса продуктов разрушения.

В заключении работы представлены основные результаты и выводы, полученные в ходе проведенных исследований.

Благодарности. Автор выражает большую благодарность научному руководителю доктору технических наук, старшему научному сотруднику А.С. Якимову, во многом определившему тематику настоящего исследования. Автор отдельно благодарит старшего научного сотрудника лаборатории 91 Научноисследовательского института прикладной математики и механики Томского государственного университета В.Д. Гольдина и ведущего программиста учебной лаборатории кафедры физической и вычислительной механики Томского государственного университета К.Н. Ефимова, с которыми довелось сотрудничать на разных этапах работы и совместно получить ряд результатов, вошедших в диссертационную работу. Также автор выражает искреннюю признательность коллективу кафедры физической и вычислительной механики Томского государственного университета.

Глава 1 Краткий обзор работ по исследованию характеристик сопряженного тепломассообмена при гиперзвуковом обтекании вращающихся тел в рамках теории ПС

В данной главе проведен анализ современного состояния исследований, посвященных вопросам ламинарного и турбулентного ПС, осесимметричного и трехмерного обтекания вращающихся осесимметричных тел сверх- и гиперзвуковым потоком газа, проблеме тепловой защиты и решению сопряженных задач тепломассообмена.

1.1 Сопряженная задача тепломассообмена

При полете гиперзвукового летательного аппарата в результате взаимодействия теплозащитного покрытия с высокоэнтальпийным потоком газа происходит много взаимосвязанных процессов [1]. Решение задачи тепловой защиты ЛА – это достаточно сложный и трудоемкий процесс. Для упрощения процесса математического моделирования тепловой защиты используются различные подходы и приближения.

Как правило, при решении задач «твердое тело – газ» на границе раздела сред применяются граничные условия третьего рода. Тепловой поток на поверхности тела в соответствии с законом Ньютона представляется в виде $q_w = \alpha(T_e - T_w)$. Коэффициент теплоотдачи α определяется экспериментально либо из решения задачи при $T_w = \text{const}$ или $q_w = \text{const}$ и в дальнейшем используется независимо от текущего распределения температуры поверхности. Как было показано в работах [2–5] данный поход, назовем его традиционный или раздельный, вполне применимый для некоторого класса задач, в ряде случаев, например, при резком изменении температуры и теплового потока на поверхности, может привести к ошибочным решениям. В работе [4] впервые были показано, что на пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком совершенного газа, с температурой поверхности, заданной в виде параболической зависимости от продольной координаты, ко-

эффициент теплоотдачи может принимать отрицательные значения или терпеть разрыв в отдельных точках. Впоследствии на основе проведенного анализа [6] Шлихтинг показал, что традиционный подход, основанный на использовании коэффициента теплообмена в некоторых случаях неприемлем. Как показывают аналитические решения [3] для случаев нестационарного теплообмена, это происходит из-за того что коэффициент теплообмена изменяется с течением времени. Лыков А.В. отмечает [2], что само понятие коэффициента теплообмена в этом случае теряет смысл.

Следовательно, для корректного и непротиворечивого учета взаимного теплового влияния тела и газа должна решаться сопряженная задача, т.е. совместное решение уравнений в газовой фазе и уравнения теплопроводности в конденсированной фазе с условиями сопряжения на границе раздела сред. Задача конвективного теплообмена в сопряженной постановке для инертных газовых и конденсированных фаз была впервые сформулирована А. В. Лыковым в [2, 5].

В общем случае решение задачи теплового взаимодействия нагретого газа с твердым телом в сопряженной постановке должно основываться на использовании систем уравнений описывающих нестационарный тепломассообмен, т.е. должно включать уравнения, описывающие течение в многокомпонентном, реагирующем ударном слое и нестационарный прогрев многослойных теплозащитных покрытий с граничными условиями четвертого рода. Так же необходимо учитывать термохимическое разрушение теплозащитного покрытия, кинетику поверхностного взаимодействия, взаимодействие частиц потока с прогретым поверхностным слоем и изменение формы тела под воздействием аэродинамического нагрева. Принимая во внимание пространственный характер протекания большинства процессов, численное решение требует большого объема памяти и машинного времени и в связи с этим представляет значительные трудности. В ряде случаев на основе определяющих процесс закономерностей можно существенно упростить исходную постановку.

Основные достижения в развитии сопряженных задач тепломассообмена за последние 50 лет отражены в обзоре [7], который содержит список из около 200

работ. В обзоре приводятся работы иностранных и отечественных авторов, применимые к различным устройствам, технологическим процессам, системам, конструкциям зданий и численным методам решения сопряженных задач тепломассообмена.

В [8, 9] на основе оценок характерных времен предложены условия квазистационарности процессов теплообмена в реагирующих средах с целью упрощения решения сопряженных задач тепломассообмена при наличии неравновесных химических реакций и разрушения. Приводились задачи, в которых использование традиционного подхода дает качественно неверные результаты. Исследование [10] влияния неравновесных процессов в ПС в окрестности лобовой критической точки при наличии разрушения материала подтвердило возможность использования квазистационарной постановки.

В работе [11], посвященной математическому моделированию сопряженных задач, приводятся математические постановки сверхзвукового обтекания тел с учетом гомогенных и гетерогенных реакций в рамках модели вязкого ударного и ПС при ламинарном и турбулентном режимах течений. В работе проведено исследование влияния пространственного характера течения и неравновесности химических реакций на характеристики тепломассообмена.

Решение задачи сопряженного тепломассообмена в рамках вязкого ударного слоя приводится в работах [12–14]. В работе [12] изучалось влияние вдува газа с поверхности тела на характеристики неравновесного вязкого ударного слоя. Задача прогрева непроницаемой оболочки при полете по траектории с учетом реакций диссоциации в ударном слое и неравновесных химических реакций каталитического типа на поверхности представлена в [13–14]. Для рассматриваемых теплозащитных материалов показаны участки траектории, на которых можно использовать приближение радиационно-равновесной температуры, которое применяется для получения решения без использования уравнения теплопроводности для твердого тела.

Решение задачи сопряженного теплообмена в рамках теории ПС при различных режимах течения представлено в работах [15–18]. В работе [15] исследовался ламинарный ПС при обтекании тела под углом атаки. В работе отмечается, что при резком изменении температуры поверхности использование традиционного подхода дает значительную погрешность.

В [16–18] проводилось численное исследование влияния вдува газа с поверхности, угла атаки и формы тела на характеристики теплообмена при ламинарном и турбулентном характере течения в ПС. Исследовалось положение максимума теплового потока для тел с различными формами затуплений, обтекаемых под разными углами атаки. Показано, что в случае ламинарного течения использование сплюснутых сфероидов позволяет снизить тепловые потоки, при турбулентном режиме течения максимальные тепловые потоки имели близкие значения.

В [14, 16] показано, что применение традиционного подхода дает приемлемые результаты на конической части тела. На сферической части, в случае если отношение локальной производной температуры поверхности к температурному перепаду достаточно высокое, необходимо использовать сопряженный подход.

В [19] проводилось численное исследование распределения полей температур в газовой и конденсированной фазе при использовании тепловой защиты, основанной на вдуве газа охладителя и теплопроводном материале, при сверхзвуковом осесимметричном обтекании сферически затупленного конуса. В [20] авторы рассматривали задачу сверхзвукового осесимметричного обтекания высокотемпературным потоком газа с учетом ламинарного и турбулентного режимов течения, термохимического разрушения оболочки и вдуве газа с поверхности. Проведен анализ применимости традиционного подхода для определения характеристик тепломассообмена и термохимического разрушения материала.

В [21] используется аналитический подход решения задачи сопряженного тепломассообмена в рамках ламинарного ПС при нулевом градиенте давления на тонкой теплопроводной пластине, обтекаемой сверхзвуковым потоком газа.

В работе [22] предлагается численный метод для решения задачи сопряженной теплопередачи при гиперзвуковом двумерном обтекании. Отмечается, что наличие очень больших различий во временных масштабах газовой и конденсированной фазах приводит к неприемлемым временам расчетов. Предлагается подход с использованием квазистационарности в газовой фазе.

В работе [23] описывается методика решения сопряженной задачи аэрогазодинамики и внутреннего теплообмена в конструкция ГЛА с использованием полных динамических уравнений Навье-Стокса. Проведено численное исследование обтекания фрагмента носовой части ЛА эллипсоидальной формы и показано, что учет теплообмена между газом и теплозащитным материалом позволяет точнее определять температуру поверхности ЛА.

1.2 Тепловая защита летательных аппаратов

Актуальность исследований новых способов тепловой защиты вызвана активным развитием ракетно-космической техники и наличием нерешенных проблем существующих методов. Экспериментальные исследования взаимодействия высокоэнтальпийного набегающего потока с теплозащитным материалом проводятся при более низких темпах нагрева по сравнению с имеющимися [24]. Для более высоких температур данные получаются путем экстраполяции и использования методов математического моделирования процессов ТМО [25–29].

В настоящее время для защиты ЛА от аэродинамического нагрева используют активные и пассивные способы [1, 25–44]: поглощение тепла за счет теплоемкости, радиационное охлаждение, принудительное охлаждение, разрушающиеся теплозащитные покрытия. На практике методы тепловой защиты, описанные выше, могут использоваться совместно.

Выбор методов тепловой защиты объекта зависит от большого количества параметров: характера внешнего воздействия, конструкции ЛА, условий необходимых для функционирования аппаратуры и специфики полета в атмосфере [29]. Так для баллистических ракет при старте в виду небольшой интенсивности нагрева используются системы с накоплением тепла. При спуске из-за очень высокой интенсивности нагрева разрушающаяся тепловая защита более предпочтительна.

1.2.1 Системы активной тепловой защиты

Интерес исследователей [31, 32, 39–44] к системам активной тепловой защиты головной части ЛА за счет принудительного вдува охладителя в зону интенсивного нагрева через поверхность из пористых материалов вызван высокой эффективностью данного способа и сохранением геометрической формы ЛА на все время полета.

Методы активной теплозащиты заключаются в использовании жидкого или газообразного охладителя для обеспечения снижения теплового воздействия на поверхность теплозащитного покрытия путем конвективного (сток тепла) или массообменного типов охлаждения (пленочное, заградительное, пористое).

Конвективное охлаждение основано на отводе тепла от нагреваемой поверхности за счет течения охлаждающей жидкости или газа с другой стороны теплозащитного покрытия [45, 46, 47]. В зависимости от способа рассеивания теплоты различают замкнутые и разомкнутые системы конвективного охлаждения. В системе замкнутого типа тепло рассеивается в окружающую среду, при этом вес системы охлаждения сохраняется на все время работы. В разомкнутой системе в качестве охладителя, как правило, используется топливо, которое под воздействием высоких температур нагревается, в результате эндотермических реакций поглощает тепло, затем поступает в камеру сгорания двигателя, где сгорает и выносится в окружающую среду. Используемые в качестве охладителя газ или жидкость должны обладать высокой теплоемкостью. В случае использования жидкого охладителя возможно применение испарительного охлаждения с поглощением тепла за счет испарения жидкости.

Использование испарения охладителя позволяет применять теплозащиту при более высоких тепловых воздействиях и в более сложных теплонапряженных условиях [29]. Так же поглощение тепла за счет фазового превращения может применяться с помощью расплавленных материалов (натрий, литий), подаваемых на охлаждаемую стенку с помощью форсунок.

Конвективное охлаждение широко применяется в ракетных двигателях, в которых в качестве охладителя используется топливо, впоследствии сгорающее в камере двигателя.

Метод пленочного охлаждения [46, 47] заключается во вдуве газообразного или жидкого охлаждающего вещества через проницаемую поверхность в поток нагретого газа, вызывая охлаждение некоторого участка поверхности благодаря возникшему тонкому слою холодного газа или жидкости. Вследствие высоких температур образовавшаяся пленка может нагреваться и частично испаряться. Не должно происходить полного испарения охлаждающего вещества, для этого нужно избегать превышения температуры кипения жидкости.

Эффективность данного типа охлаждения зависит от многих факторов, например, таких как способ и угол наклона подачи охладителя, свойства охладителя, состояния защищаемой поверхности и проницаемость поверхности [48].

Метод пленочного охлаждения применяется в ракетной технике (в качестве охладителя может использоваться жидкое ракетное топливо) как вспомогательное средство защиты стенок камер сгорания и сопл жидкостных ракетных двигателей наряду с конвективным охлаждением для обеспечения оптимального температурного режима.

Системы пористого охлаждения [49–51] (активная тепловая защита) обладают высокой эффективностью системы за счет принудительного вдува охладителя в зону интенсивного нагрева через поверхность из пористых материалов [50].

Основы теории движения газа и жидкости в пористых средах были заложены А. Дарси и Ж. Дюпюи, которые главным образом использовались для исследования движения грунтовых вод и нефти в горных породах. Задачи, для которых характерны малые скорости фильтрации, хорошо описываются линейным законом Дарси [49]. При высоких скоростях фильтрации вследствие возрастания сил инерции и турбулизации течения движение в пористых средах уже не подчиняется линейному закону Дарси.

Пористые материалы должны обладать рядом свойств, такими как прочность, пластичность, термостойкость, малый вес, низкая химическая активность к

реакциям окисления, простота в изготовлении, отсутствие деформации при нагреве, высокой газопроницаемостью. Пористые материалы, изготовленные из металлов, имеют высокую пластичность, интенсивность внутреннего теплообмена, высокую газопроницаемость и просты в изготовлении. Вместе с тем у них низкая термостойкость, большой вес и они подвержены деформации при нагреве.

Применение карбидов в качестве пористых материалов дает высокую прочность и термостойкость, низкую плотность и химическую активность. Однако они достаточно хрупкие, имеют слабый внутренний теплообмен при фильтрации газаохладителя и сложны в изготовлении [52].

В качестве охладителя применяют газ или жидкость, которые принудительно подаются через пористый материал в объемах, достаточных для обеспечения приемлемого температурного режима. При прохождении через пористый материал охладитель снимает часть тепла со стенок пор и выносит его в горячий поток газа. Дополнительно к этому, происходит снижение конвективного теплового потока за счет вдува газа-охладителя с поверхности стенки в ПС, тем самым уменьшая интенсивность теплообмена между горячим газом и пористой стенкой.

Стоит отметить, что среди активных методов тепловой защиты наиболее эффективным и перспективным является охлаждение с использованием пористых поверхностей.

1.2.2 Системы пассивной тепловой защиты

Цель тепловой защиты на основе поглощения теплоты за счет теплоемкости заключается в предохранении элементов конструкции ЛА путем аккумуляции теплоты в слое неразрушающегося материала с высокой теплоемкостью [30]. Теплопоглощающие материалы, размещенные между источником тепла и конструкционными элементами, способны работать в рамках определенного диапазона тепловых нагрузок до тех пор, пока они могут отводить тепло посредством теплопроводности вглубь материала, не позволяя изменится агрегатному состоянию вещества на поверхности. Следовательно, система с накоплением тепла эф-

фективна и надежна при температурах ниже температуры плавления. Вследствие этого материалы должны обладать высокой температурой плавления или сублимации, высокой теплоемкостью и прочностью во всем диапазоне рабочих температур

Радиационное охлаждение [53] – охлаждение сильно нагретой конструкции за счет способности материалов излучать тепло в окружающее пространство. Тепловое излучение тел характеризуется температурой поверхности Т_w и относительной излучательной способностью є, зависящей от конкретного материала. Тепловой поток, отводимый за счет теплового излучения, равняется $\varepsilon \sigma T_w^4$, где σ – постоянная Стефана-Больцмана, равная 5.67·10⁻⁸ Вт/(м² К⁴). Следовательно, наибольший интерес данный метод тепловой защиты представляет в условиях высоких температур и для материалов с высокой температурой плавления (вольфрам и молибден). При высокой температуре поверхности тела происходит снижение конвективного теплового потока вследствие уменьшения перепада температур между поверхностью и потоком газа и увеличение оттока тепла посредством излучения. При использовании хорошо отражающей поверхности радиационный метод теплозащиты позволяет значительно уменьшить подвод тепла от газа к телу. Однако его применение ограничено необходимостью отводить тепло в окружающую среду и довольно малыми уровнем радиационного теплового потока по сравнению с конвективным тепловым потоком в окрестности точки торможения головной части ЛА. Следовательно, радиационный метод тепловой защиты не применим в окрестности точки торможения и на частях конструкции, с которых существует препятствие эффективному отражению тепла в окружающее пространство. Радиационный метод тепловой защиты в сравнении с другими не требует большого веса, но ограничен температурным диапазоном и чувствителен к окислению. Радиационный метод тепловой защиты применяется в ракетной технике и гиперзвуковой авиации для охлаждения выступающих частей, насадок, крыльев и выходных частей сопл.

Системы на основе *разрушающейся тепловой защиты* [25–28, 37, 38] поглощают тепло в том числе за счет физико-химического превращения, снижают набегающий тепловой поток за счет вдува газа в ПС и излучают теплоту с нагреваемой поверхности, как в радиационном охлаждении. Разрушающаяся тепловая защита обладает высокой надежностью, саморегулированием и не требует вспомогательных систем [1, 29].

Разрушающая тепловая защита в условиях интенсивного аэродинамического нагрева является более эффективной по сравнению с работающими на принципе поглощения тепла [54, 55]. Принцип ее работы основан на потере части материала теплозащитного покрытия для обеспечения приемлемого теплового режима конструкционных элементов. Для нее характерны более высокий уровень рабочих температур, изменение структуры материала и саморегулирование процесса. Вначале под воздействием интенсивного нагрева разрушающаяся тепловая защита ведет себя аналогично поглощающей, отводя и накапливая тепло за счет теплоемкости. При достижении определенной величины температуры поверхности материала начинаются химические, фазовые превращения (сублимация, плавление, испарение) и вдув газообразных продуктов разрушения в набегающий поток.

Поверхностный слой разрушается в результате различных физикохимических превращений, под действием сил давления и трения. Значительная часть энергии, воздействующей на летательный аппарат извне, затрачивается на разрушение теплозащитного покрытия, препятствуя отводу тепла вглубь материала. Образовавшиеся газообразные продукты разрушения попадают в набегающий поток, и под воздействием высоких температур происходит их диссоциация и ионизация, которая также поглощает тепло.

В связи с этим важнейшей характеристикой теплозащитного материала является относительная потеря веса. При выборе материала необходимо учитывать, что эффективность работы тепловой защиты так же зависит от глубины прогрева покрытия, разрушения структуры поверхностного слоя и механической прочности неразрушенной части изделия [54].Среди имеющихся в настоящее время разрушающихся теплозащитных материалов следует особо выделить материалы, обладающие способностью поглощать большое количество тепла, высоким механическим и тепловым сопротивлением, стойкостью к эрозии и окислению, простотой изготовления и низкой стоимостью, достаточно большим значением коэффициента излучательной способности, высокой температурой плавления и вязкостью в жидкой фазе [56, 57, 58]. Естественно, что не существует материала, обладающего всеми обозначенными выше свойствами, поэтому выбор материала зависит от условий, в которых предполагается его использование. При выборе теплозащитного покрытия необходимо исходить из минимальной массы и чтобы температура на тыльной стороне не превышала допустимую.

Разрушающиеся теплозащитные системы являются в настоящее время наиболее перспективными в сравнении с другими типами тепловой защиты, благодаря значительному уменьшению нагрева за счет разрушения материала на поверхности тела и вдува газообразных продуктов разрушения в ПС [57]. Благодаря этому они находят широкое применение в современной ракетной технике для обеспечения теплозащиты различных конструкционных элементов ЛА от негативного воздействия аэродинамического нагрева при полете в плотных слоях атмосферы.

Вместе с тем разрушение материала происходит крайне неравномерно по поверхности материала, существенным образом изменяя геометрическую форму летательного аппарата и приводя к изменению аэродинамических и баллистических характеристик во время полета. В работе [59] проанализирован нестационарный унос массы, в процессе которого происходит удаление прококсованного слоя в результате растрескивания.

При разрушении материалов происходит образование газообразных продуктов в результате пиролиза (термического разложения связующего) и химической реакции в твердой фазе [26] с формированием в приповерхностном слое значительного количества полостей и каналов, через которые продукты разложения поступают на поверхность теплозащитного покрытия. Вдуваемые в ПС продукты разложения, контактируя со встречным высокотемпературным потоком, уменьшают конвективный тепловой поток и поглощают тепло за счет эндотермических реакций.

В связи с тем, что температура летучих компонентов пиролиза, которые

фильтруются из пористого прококсованного слоя, может быть неоднородной с чередованием высокотемпературных и низкотемпературных участков, это влияет на устойчивость течения в ПС, уменьшая эффективность тепловой защиты [25].

Системы поглощения теплоты за счет теплоемкости имеют ограничения по суммарному количеству подведенной теплоты и по максимальному удельному тепловому потоку из-за ограниченности коэффициента теплопроводности. Системы радиационного охлаждения ограничены по максимальному удельному тепловому потоку, но практически могут работать при любом суммарном теплоотводе. От интенсивного нагрева могут защитить объект лишь пористые и разрушающиеся системы.

1.2.3 Тепловая защита в условиях воздействия МЭВ

Применение тепловой защиты направлено на обеспечение приемлемого теплового режима и сохранности конструкции от разрушающего теплового воздействия. При разработке систем тепловой защиты ЛА необходимо учитывать, что они, как правило, будут функционировать в условиях воздействия малых энергетических возмущений, таких как механические и акустические колебания, пульсации тепловых и газовых потоков [60–76]. Здесь и далее параметры периодического характера, величины которых малы по сравнению параметрами невозмущенного состояния будем называть малыми энергетическими возмущениями. Несмотря на то, что эти возмущения энергетически малы в сравнении с рассматриваемыми процессами [68–73], они могут существенным образом влиять на процессы тепломассообмена [65, 66] как с негативной, так и с положительной стороны. В связи с этим представляют интерес исследования влияния малых энергетических возмущений на процессы ТМО, аэродинамические и тепловые характеристики течения.

В монографии [61] представлены теоретические и экспериментальные исследования влияния звукового поля, осцилляций потока и вибраций на процессы

тепломассообмена в условиях свободной конвекции и вынужденного движения среды при больших и малых числах Рейнольдса.

В статьи [65] приводятся экспериментальные исследования горения УП под воздействием потока низкотемпературной плазмы и поперечных периодических вибраций поверхности.

В работе [66] показано, что в условиях взаимодействия T3M с высокотемпературным потоком интенсивные вибрации обеспечивают дополнительный транспорт тепла вглубь материала, раннее термическое разложение связующего, интенсификацию вдува продуктов разложения, что приводит к существенному снижению тепловых нагрузок и температуры поверхности. Отмечается, что оптимальный выбор частоты вибрации, амплитуды и концентрации связующего материала позволяет управлять процессами тепломассообмена.

Наличие колебаний в камере сгорания ракетного двигателя с одной стороны может привести к нарушению процесса горения, с другой стороны, к большей эффективности [60-63, 72-76]. В работе [70] получено, что в режиме пульсаций улучшается смешение топлива с воздухом, сокращается протяженность зоны горения, достигается максимальный прирост температуры при более высокой эффективности процесса. В [76] показано неоднозначное влияние импульсной импактной струи на процессы тепломассообмена, приводящей как к усилению, так и снижению теплообмена по сравнению со стационарными течениями. При этом с ростом числа Рейнольдса наблюдается выход на стационарный режим течения во всем диапазоне рассматриваемых частот. В [77] рассматриваются вопросы управления процессами воспламенения и стабилизации сверхзвукового горения при импульсно-периодическом воздействии излучением. Отмечается, что увеличение частоты лазерных импульсов приводит к уменьшению расстояния между зонами горения. В статье [78] изучается влияние локального импульсно-периодического энергоисточника на режимы взаимодействия с головной ударной волной. Интерес к данным исследованиям обусловлен возможностью ослабления ударной волны при прохождении через тепловой слой, порождаемый импульсно-периодическим источником. Показана возможность существования трех режимов взаимодействия, зависящих от выделенной энергии.

В статье [79] проведено исследование влияния пульсаций давления на поверхности на рост коэффициента теплопроводности пористого тела. В работе [80] рассматривается способ интенсификации тепломассообмена с использованием нестационарных методов реализации каталитических процессов в условиях вынужденных внешних воздействий. В статье [81] на основе теории волн проведено исследование процессов переноса в жидкости для случая периодического течения и показано увеличение коэффициента теплоотдачи по сравнению с невозмущенным течением. В работе [82] отмечено неоднозначное влияние пульсаций газаохладителя в системе пористого охлаждения на процесс ТМО в условиях взаимодействия с высокотемпературным газовым потоком.

Важность исследований малых энергетических возмущений в задачах проектирования тепловой защиты обусловлена как негативным, так и позитивным влиянием на аэродинамические и тепломассообменные процессы, управление которыми представляет большой практический интерес.

1.3 Пограничный слой

Модель на основе уравнений Навье-Стокса является наиболее полной моделью верхнего уровня для описания течений около различных тел. Несмотря на развитие вычислительной техники, использование системы уравнений Навье-Стокса для решения многих задач до сих пор требует неприемлемых затрат машинного времени. В ряде случаев для решения задачи сопряженного тепломассообмена при гиперзвуковом обтекании тела с достаточной степенью достоверности может использоваться теория ПС.

ПС и связанные с ним понятия ввел Прандтль [83], применив разработанную теорию для решения задачи вязкого обтекания твердого тела, показал необходимость учитывать члены малого порядка при старшей производной. Разработанная им теория ПС, строго обоснованная М. Ван-Дайком для больших чисел Рейнольдса [84], до настоящего времени остается актуальной и используется при решении различных практических задач во многих областях науки и техники, в том числе при исследовании сверх- и гиперзвукового обтекания летательных аппаратов. В виду параболичности системы уравнений ПС для интегрирования можно использовать маршевые методы расчета. При этом точность определения параметров потока увеличивается с ростом числа Рейнольдса, что позволяет определять с хорошей достоверностью тепловую нагрузку, действующую на ГЛА во время полета в плотных слоях атмосферы. В соответствии с теорией ПС при больших числах Рейнольдса область около тела, обтекаемого вязким потоком газа, можно разделять на вязкое течение и внешнее невязкое. В области ПС, прилегающей к телу, в соответствии с классической постановкой применяются нестационарные уравнения Прандтля, с помощью которых вычисляются распределения теплового потока и трения на поверхности. В области невязкого течения получают решение уравнений Эйлера, которое используется для задания граничных условий на внешней границе ПС.

Исследованию теории ПС посвящено очень много работ, носящих как экспериментальный, так и теоретический характер. Обзор работ и основных достижений в развитии двумерного и трехмерного ПС дан в [85–91]. В настоящее время для решения задач пространственного ПС активно используют численные методы, обзор которых дан в [92–95]. Исследованию турбулентного ПС посвящены работы [90, 96, 97]. Работы, касающиеся снижения теплового воздействия набегающего потока с помощью вдува газа с поверхности тела, рассмотрены в параграфе 1.1.

Как известно, классическая теория ПС применима только при больших числах Рейнольдса, когда область около тела можно разделить на внешнюю и внутреннюю [37]. При больших числах Маха и умеренных числах Рейнольдса, соответствующих условиям полета на больших высотах, наблюдаются эффекты вязкого-невязкого взаимодействия ПС с внешним потоком: эффект вытеснения, поперечной кривизны, неоднородности внешнего потока, утолщенной ударной волны, концевые эффекты [98].

В связи с этим предпринимались попытки модифицировать модель ПС для использования в более широком диапазоне чисел Рейнольдса. В работе [99] приведено сравнение методик определения теплового потока в окрестности линии торможения при гиперзвуковом обтекании затупленного тела, основанных на теории вязкого ударного слоя и третьего приближения теории ПС. Вязкий ударный слой показывает хорошие результаты в широком диапазоне чисел Рейнольдса, но при больших числах Re тепловой поток около поверхности тела очень резко изменяется. Это приводит к необходимости использовать очень малый размер шага вдоль нормальной координаты. Применение методики, основанной на теории ПС, в этом случае эффективнее, но классическая теория имеет ограничения применимости [98, 100]. Методика приближения ПС третьего порядка позволяет получать хорошие результаты в широком диапазоне чисел Рейнольдса Re > 100, но при Re = 10 работает плохо. Недостатком этого метода является необходимость длительных алгебраических вычислений и сращивания решений.

В настоящее время в связи с развитием вычислительной техники, которая позволила использовать модели более высокого уровня для решения задач обтекания при малых и умеренных числах Рейнольдса, разработка теории ПС второго и третьего приближения, можно сказать, прекратилась [37].

Для инженерного применения представляют интерес формулы для расчета теплообмена и напряжения трения, полученные с использованием приближенных методов (локального подобия, интегральных соотношений, осесимметричной аналогии) [101–109]. Обзор работ иностранных авторов, посвященных приближенным методам, представлен в статье [110].

Уравнения пространственного ПС с учетом сжимаемости для произвольной поверхности впервые были получены В. В. Струминским [111].

Широкое распространение получил конечно-разностный метод четвертого порядка, предложенный И. В. Петуховым, для численного решения систем уравнений параболического типа [112]. В работах [113, 114] этот метод был модифицирован для решения уравнений трехмерного ПС. Метод сохраняет четвертый порядок точности интегрирования по нормальной к поверхности координате на

неравномерной сетке, использует граничные условия общего вида и может применяться на телах сложной формы, обтекаемых под углом атаки.

В работе [115] предложен численный метод 6-го порядка аппроксимации для решения уравнений ПС, проведено его сравнение со схемами второго и четвертого порядка [112] по количеству точек, необходимых для получения решения с заданной точностью. Показано, что для гладких течений использование разностных схем высоких порядков, по сравнению со схемами второго порядка, позволяет существенно сократить общее число расчетных точек, объем используемой памяти компьютера и затраты машинного времени. Например, для достижения относительной точности 10⁻⁵ при решении уравнения Фолкнера-Скэна с параметром $\beta = 0.5$ требуется 216, 8, 6 точек для схем второго, четвертого и шестого порядков соответственно.

Точное воспроизведение турбулентного характера течения в ПС требует очень больших затрат расчетного времени. Поэтому при численном решении практических задач теплообмена спускаемых аппаратов удобно использовать приближенные модели турбулентности. Обзор моделей турбулентности представлен в работах [116–118]. В работе [116] приведен обширный обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных моделям турбулентности, используемых при решении задач внешнего обтекания, для двумерных, осесимметричных, пространственных, безотрывных и отрывных течений с изотропной и анизотропной турбулентной вязкостью. В работе [119] приведен обзор современных методов прогнозирования положения ламинарно-турбулентного перехода.

При полете с гиперзвуковой скоростью конструкционные элементы ЛА подвергаются сильным динамическим и тепловым нагрузкам, под воздействием которых поверхность ЛА разрушается и становится шероховатой. Так же на ЛА могут размешаться элементы конструкционной шероховатости для улучшения характеристик ЛА. Пока еще не существует полной теории шероховатости, а экспериментальные работы зачастую дают противоречивые результаты. В настоящее время построена теория песочной шероховатости, которая сводится к одному параметру – эквивалентной высоте шероховатости.

Обзору работ по шероховатости посвящена работа [120]. Известно, что шероховатость, вызывая возмущения в ПС, обуславливает ламинарно-турбулентный переход при меньших числах Рейнольдса, чем для гладкой поверхности, тем самым влияя на тепловой поток и трение на поверхности тела [120]. Однако если элементы шероховатости имеют достаточно малые размеры, то их наличие не влияет на переход [121]. В статье [122] отмечается, что с ростом высоты элемента шероховатости трение растет монотонно, а тепловой поток достигает максимума. На основании этого делается вывод, что аналогия Рейнольдса неприменима для шероховатых поверхностей.

Совместно с акустическими волнами шероховатость способна разрушить волны неустойчивости, приводящие к возникновению турбулентности [121]. Применение шероховатости в виде риблет в условиях сильной турбулизации набегающего потока позволяет затянуть ламинарно-турбулентный переход [121].

Экспериментально показано [123], что большую роль играет форма, плотность расположения элементов шероховатости, а так же их положение. Отмечается, что положение элементов шероховатости влияет на течение около тела и с их помощью можно стабилизировать течение.

Поверхности с риблетами способствуют снижению сопротивления турбулентного ПС [121, 124]. В настоящее время такой метод снижения сопротивления считается перспективным для ЛА. В связи с этим, исследование влияния шероховатости на аэродинамические и тепловые характеристики имеет большое практическое значение.

В [125] рассматривается задача механического уноса массы с поверхности наконечников ГЛА, изготовленных из углерод-углеродного композитного материала. Отмечается, что с ростом концентрации несгоревших частиц повышается устойчивость ПС. Приводятся методики и зависимости для оценки влияния запыленности ПС на степень турбулентности, интегральные толщины, ЛТП, трение и теплообмен.

В работе [126] модель турбулентности Себеси-Смита была модифицирована с целью учета шероховатости поверхности. В [127] предлагается алгебраическая

модель для случая турбулентного течения у пористой стенки, применимая для широкого диапазона интенсивности теплообмена. В работе [128] предложена алгебраическая модель турбулентности, в которой принимаются во внимание различные физические явления в вязком ударном слое при сильном вдуве газа с поверхности сферически затупленного тела. Модель позволяет учитывать шероховатость поверхности, продольный и нормальный градиент давления.

В работах [129, 130] представлены экспериментальные измерения тепловых потоков на сферически затупленном конусе обтекаемым сверх- и гиперзвуковым потоком газа для различных углов атаки, чисел Рейнольдса и режимов течения в ПС. В [131] проведено экспериментальное исследование влияния затупления и угла полураствора конуса на положение точки ЛТП, а так же влияние угла атаки на образование отрывного течения для острого и затупленного конусов. В работе [132] на основе экспериментальных исследований влияния вдува газа на характеристики ламинарного и турбулентного ПС при сверхзвуковом обтекании сферы предложены критериальные зависимости. В отчете [133] приведены сравнения результатов расчетов, полученных в рамках модели ПС и уравнений Навье-Стокса с гиперзвуковыми экспериментальными данными. Даются рекомендации по использованию алгебраических моделей турбулентности Себеси-Смита и Болдуина-Ломакса для определения тепловых потоков с целью проектирования Нурег-Х и других гиперзвуковых летательных аппаратов.

1.4 Обтекание вращающихся летательных аппаратов

В данном параграфе проводится обзор экспериментальных и теоретических исследований, посвященных продольному вращению с малыми и большими скоростями осесимметричных тел различной формы, обтекаемых как под нулевым углом атаки, так и под ненулевым. Рассматриваются в основном работы, посвященные сверхзвуковым течениям в широком диапазоне чисел Re.

Исследования течения в ПС около вращающихся тел имеют существенное значение в инженерной практике, например, при проектировании вращающихся

снарядов, спускаемых в атмосфере земли летательных аппаратов, винтов самолета, валов, накопителей информации на жестких магнитных дисках и т.д. Вращательное движение изменяет картину обтекания, влияет на тепловые потоки и трение, влечет изменение АДХ и теплового режима ЛА. Определяющим параметром, характеризующим вращение тела, является параметр вращения Ω, равный отношению характерной линейной скорости вращения к скорости набегающего потока.

Форма типичная для возвращаемых летальных аппаратов, ракет или исследовательских зондов – это сферически затупленных конус. В связи с этим так же представляет интерес обтекание сферы, конуса и цилиндра.

Обтекание вращающихся осесимметричных тел потоком газа под нулевым углом атаки ранее рассматривалось в работах [134–155].

Точное решение уравнений ламинарного осесимметричного сверхзвукового ПС на остром конусе, вращающемся с малыми угловыми скоростями, впервые получено в [134]. Исследование несжимаемого ламинарного ПС слоя на вращающейся сфере, влияние скорости вращения на положение точки отрыва приведено в работе [135]. Показано, что увеличение скорости вращения приводит к более раннему отрыву.

В рамках теории вязкого ударного слоя проводилось численное исследование [136] обтекания в окрестности критической точки затупленных вращающихся тел гиперзвуковым закрученным потоком вязкого сжимаемого газа, ось вращения и вектор скорости набегающего потока предполагались параллельными, поверхность газа проницаемой, вдув и отсос газа осуществлялись под углом к поверхности тела.

В работе [137] проводилось параметрическое исследование влияния внешней завихренности на гиперзвуковой вязкий ударный слой в окрестности точки торможения осесимметричного тела, вращающегося вокруг продольной оси и обтекаемого под нулевым углом атаки.

В рамках модели нестационарного ламинарного сжимаемого осесимметричного ПС для точки торможения в [138] показано, что вращение тела оказывает сильное влияние на трение и сравнительно слабое на тепловой поток. Параметрический анализ проведен для нестационарных условий, когда скорость набегающего потока, скорость вращения, массообмен и температура поверхности тела изменяются произвольным образом.

В [139] рассматривается гиперзвуковое обтекание сферы и параболоида ламинарным потоком вязкого сжимаемого газа под нулевым углом атаки при наличии вращения и вдува газа с поверхности. В исследовании моделируются различные способы организации вдува и оценивается их влияние на распределение теплового потока. Расчеты, проведенные в рамках модели вязкого ударного слоя, показывают, что при числах Рейнольдса больше 5000 для Ω от 0 до 1 влияние вращения сосредоточено в области ПС. При малых числах Рейнольдса от 5 до 50 вращение тела оказывает влияние на весь слой газа от тела до ударной волны. При числах Рейнольдса выше 10⁴ в виду дополнительного вклада вращения в диссипативный разогрев газа тепловой поток увеличивается во всех точках, причем при параметре вращения близком к единице зависимость теплового потока от продольной координаты становится не монотонной.

Кусилин и Локвуд [140] разработали модель турбулентности с алгебраическими выражениями для 6 напряжений трения, которые могут применяться для течений закрученных ПС при осесимметричном обтекании конусов, цилиндров и дисков.

В работе [141] в рамках теории тонкого вязкого ударного слоя рассматривалось осесимметричное гиперзвуковое обтекание закрученным потоком типа дальнего следа затупленного вращающегося тела с проницаемой поверхностью. Показано, что коэффициент теплообмена на поверхности вращающегося тела теряет монотонность и приобретает характерный максимум. Выявлен как количественный, так и качественный характер совместного влияния на течение в ударном слое около вращающегося тела с проницаемой поверхностью неравномерности набегающего потока и закрутки тела [141].

В рамках модели вязкого ударного слоя проводилось численное исследование [142] гиперзвукового осесимметричного обтекания вращающегося параболоида неравномерным потоком вязкого сжимаемого газа для случая заданного и постоянного вдува с поверхности тела. Представленные результаты расчетов показывают, что коэффициент аэродинамических сил для обтекаемого параболоида зависит линейно от параметра вращения в диапазоне от 0 до 0.5.

В работах [143, 144] проводились численные исследования осесимметричного обтекания вращающегося затупленного тела в рамках теории ПС слоя с использованием моделей турбулентности *k*-є и Себеси-Смита. Данные расчетов сравнивались с результатами экспериментов Парра [145] и Лутандера-Ридберга [146].

Экспериментальные и численные исследования вращающихся осесимметричных тел [147], обтекаемых под нулевым углом атаки, показывают, что при определении момента демпфирования по крену для величин относительных затуплений тел (отношение радиуса затупления к радиусу основания) выше 0.4 нельзя пренебрегать вкладом носовой части.

В работе [148] с использованием k-є модели турбулентности и в [149] – с алгебраической модели турбулентности, основанной на пути перемешивания Прандтля, проведены численные расчеты течения около вращающегося цилиндра при нулевом угле атаки, которые показали удовлетворительное совпадение с результатами экспериментов Парра [145] и Фуруя [150]. Парр первым обратил внимание [145], что вращение тела при осевом обтекании приводит к перекосу профиля скорости из-за появления дополнительной составляющей скорости нормальной к течению, которое становится трехмерным в отличие от случая невращающегося тела. В дальнейшем Фуруя [150] и др. продемонстрировали это в своих экспериментальных работах.

Экспериментальное исследование [151] влияния скорости вращения на положение точки отрыва течения от поверхности тела показывает исчезновение отрыва при параметре вращения больше 0.44, выявлено несоответствие экспериментальных данных [151] с теорией Шлихтинга о критерии отрыва. Экспериментальное исследование [152] ламинарно-турбулентного перехода ПС показало, что интенсивность турбулентности набегающего потока (варьировалась от 0.04 % до 3.5 %) не влияет на переходное число Рейнольдса, вместе с тем угол конусности и интенсивность турбулентности оказывают сильное влияние на критическое число Рейнольдса. Переходному числу Рейнольдса в данном случае соответствует точка, в которой течение становится полностью турбулентным, а критическому – точка, в которой начинается переход к турбулентности.

В [153] с помощью экспериментальных методов изучалось влияние градиента давления, вращения цилиндра и элемента шероховатости на турбулентный ПС.

В работе [154] проводилось численное исследование турбулентного ПС на затупленном вращающемся цилиндре при нулевом угле атаки. Анализируя полученные результаты и используя экспериментальные данные [145], приведены условия, при которых вращение приводит к нестабильности турбулентного течения.

Численное [155] исследование ПС на вращающемся остром конусе при осесимметричном обтекании с учетом равномерного вдува и отсоса газа, показывает, что с ростом скорости вращения растут тепловой поток, коэффициенты сопротивления и крутящего момента.

Теоретические и экспериментальные исследования, посвященные обтеканию вращающегося тела под углом атаки, представлены в работах [156 –171]. Сидни в [156] первым обратил внимание, что наличие угла атаки влияет на возникновение асимметрии вязкого течения около быстро вращающегося острого конуса и появлению дополнительных сил и моментов. Большая часть теоретических и экспериментальных исследований обтекания тела под углом атаки посвящена изучению силы Магнуса – силе, которая действует на вращающееся тело перпендикулярно плоскости угла атаки при обтекании потоком вязкого газа. Эта сила, как правило, меньше нормальной силы на 1–2 порядка и является составляющей боковой силы, а момент Магнуса – составляющей момента рысканья. Несмотря на свою величину, она имеет очень существенное влияние на аэродинамическое поведение летательного аппарата, приводящее порой к аэродинамической нестабильности.
В работе [157] предлагается метод решения пространственных уравнений ламинарного и турбулентного ПС на изотермической поверхности вращающегося острого конуса, обтекаемого под ненулевым углом атаки. Показано, что наличие вращения ($\Omega = 0...3$) и угла атаки приводит к несимметричности течения в ПС и появлению дополнительных моментов и боковой силы, обусловленных поверхностным трением.

В работе [158] в рамках теории ПС в предположении симметричности невязкого обтекания острого конуса, вращающегося с малой скоростью, изучалось влияние несимметричных (относительно плоскости угла атаки) заданных граничных условий на поверхности тела на течение. Показано, что несимметрия температуры и вдува газа с поверхности тела, которые могут быть обусловлены инерционностью процессов прогрева и разрушения материала при вращении тела под углом атаки, приводит к асимметрии распределения трения.

Из анализа [159], основанного на оценке порядка величин членов уравнений Навье-Стокса и численных расчетах, получено, что влияние вращения на градиент давления $\partial p/\partial n$ поперек пространственного ПС незначительно при параметре вращения порядка 1 и ниже. При параметрах вращения $\Omega \ge O(l^{0.5}/\delta^{0.5})$ эффект $\partial p/\partial n \neq 0$ необходимо учитывать.

В работе [160] представлен численный конечно-разностный метод оценки коэффициентов Магнуса для вращающихся конусов в ламинарном потоке, рассматривается вклад различных составляющих в величину сил и моментов Магнуса. Показано, что основной вклад в эффект Магнуса вносит асимметрия вязкостного вытеснения. Отмечается, что на величину силы Магнуса (боковой силы) оказывает значительное влияние температура поверхности.

Экспериментальные исследования обтекания вращающихся тел под углом атаки представлены в работах [161, 162]. В работе [161] приведено описание конструкции модели ЛА для проведения аэродинамических испытаний с использованием установки, обеспечивающей вращение в широком диапазоне угловых скоростей. Описана методика проведения эксперимента, ее особенности, связанные с вращением модели. Представлены результаты измерения АДХ, в частности, боковой силы, действующей на осесимметричный аппарат с конической головной части при его дозвуковом обтекании. Приведено сравнение полученных данных с полуэмпирической методикой.

В работе [162] представлены результаты физического эксперимента по дозвуковому обтеканию летательных аппаратов различных под углом атаки от 0 до 30° и вращающихся относительно продольной оси со скоростью от 0 до 10000 об/мин. Проанализированы зависимости аэродинамических коэффициентов для различных условий обтекания при наличии и в отсутствии хвостового стабилизатора.

Расчет поля течения маршевым методом с использованием параболизированных уравнений Навье-Стокса при гиперзвуковом обтекании ламинарным вязким потоком газа вращающихся (10000 об/мин) острых и затупленных конусов при больших углах атаки представлен в [163]. Показано, что при скоростях вращения и набегающего потока, рассмотренных в работе [163], учет вязко-невязкого взаимодействия важен для корректного определения силы Магнуса. Вращение имеет больший эффект на поле течения затупленного тела, чем для острого особенно на подветренной стороне. Большие скорости вращения предотвращают отрыв течения от поверхности тела, что делает неприменимым классический критерий отрыва поперечного течения.

В работе [164] исследовалось сверхзвуковое обтекание острого конуса потоком вязкого воздуха под углом атаки, совершающего совместное вращательное и коническое движения с угловыми скоростями 30000 об/мин и 4468 об/мин соответственно. Задача решалась с использованием параболизированных уравнений Навье-Стокса, полученных из предположения, что члены, учитывающие вязкость и включающие производные по продольной координате, малы по сравнению с аналогичными членами по нормальной и окружной координатам. Показано, что учет конического движения слабо влияет на тепловые потоки, но сильно увеличивает вклад давления в боковую силу.

В работе [165] разработан приближенный аналитический метод расчета коэффициентов силы и моментов Магнуса для вращающихся тел, составленных из гладко сопряженных цилиндра и оживала, цилиндра и конуса, а так же для острых конусов. В формулах, применимых для до- и сверхзвуковых течений, учитываются эффекты вязкостного вытеснения, центробежной силы. Показано, что сила Магнуса для рассмотренных тел пропорциональна толщине ПС, локальному радиусу тела, квадрату удлинения тела и обратно пропорциональна корню квадратному из числа Рейнольдса, определенного по длине тела. Форма коротких передних частей длинных тел слабо влияет на величину силы Магнуса. Теория, в приведенной работе, учитывает нелинейный характер влияния угла атаки и угловой скорости вращения на силу Магнуса.

В работе [166] обсуждаются теоретические и экспериментальные подходы к определению сил Магнуса, действующих на цилиндр с длинной конической оживальной частью, вращающийся с большой угловой скоростью и обтекаемый сверхзвуковым потоком воздуха под углом атаки. Численные расчеты с использованием теории трехмерного сжимаемого турбулентного ПС показали хорошее согласие с данными эксперимента.

В [167, 168] представлены экспериментальные исследования коэффициента Магнуса, вызванного асимметрией течения около острого конуса (с углом конусности 10°) и цилиндра с коническим оживалом, обтекаемых под углом атаки со сверхзвуковой скоростью (M = 2, 3, 4) и вращающихся вокруг продольной оси (10000–30000 об/мин). Отмечается, что сила Магнуса очень чувствительная к структуре ПС и особенно к разнице толщин ПС на наветренной и подветренной сторонах. Показано, что вращение задерживает ламинарно-турбулентный переход в зонах, где его направление совпадает направлением окружной скоростью, и ускоряет, где не совпадает. Так же оно приводит к асимметрии профиля ПС.

В [169] рассматривается задача движения неуправляемого летательного аппарата, близкого по форме к телам вращения и имеющего малые пространственные искажения поверхности. Анализируется эффект взаимодействия окружной волнистости и винтообразности поверхности тела с углом атаки, приводящий приращению момента крена.

39

Результаты решения задачи сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании сферически затупленного тела с углепластиковым теплозащитным покрытием, вращающегося с постоянной скоростью, представлены в работе [170]. Показано появление двух эффектов, нарушающих симметричный характер течения относительно плоскости угла атаки в ПС и прогрева тела: гидродинамического и теплового. Получено, что при малых скоростях вращения относительно скорости набегающего потока тепловой эффект по сравнению с гидродинамическим дает существенно больший вклад в момент крена и боковую силу.

В работе [171] на основе формул, полученных А. В. Лыковым [2] и И. И. Мурзиновым [172], предлагается приближенная аналитическая методика для решения задачи спуска конического вращающегося летательного аппарата под углом атаки с углепластиковым теплозащитным покрытием по баллистической траектории. Были приняты следующие допущения и модели: прямолинейность траектории движения центра масс ЛА, изотермическая атмосфера, унос обеспечивается процессами разложения ТЗП и процессами окисления углерода на поверхности, равновесная модель разложения теплозащиты. Расчеты показали, что трение с учетом поправки на асимметрию вдува может приводить к полному обнулению угловой скорости летательного аппарата относительно продольной оси.

1.5 Выводы по главе 1

1. Приведен анализ научно-технической литературы по задачам сопряженного тепломассообмена, сверх- и гиперзвукового обтекания тел, способам и методам тепловой защиты ЛА.

2. Рассмотрены вопросы влияния вращательного движения и шероховатости поверхности на течение около осесимметричного тела.

3. Отмечается необходимость учета МЭВ при проектировании систем ТЗ.

Глава 2 Исследование характеристик пространственного химически равновесного ПС при сверхзвуковом обтекании затупленного тела

2.1 Математическая постановка задачи пространственного химически равновесного ПС

Развитие авиационной и ракетно-космической техники требует решения задач сверх- и гиперзвукового обтекания тел при входе летательных аппаратов в атмосферу Земли. Подобные задачи решаются с использованием систем уравнений ПС, вязкого ударного слоя и Навье-Стокса. Наиболее затратной в вычислительном отношении и в тоже время более универсальной является модель Навье-Стокса, а наименее – модель ПС. Модель ПС первого приближения имеет достаточно хорошую точность при больших числах Рейнольдса. При малых и умеренных числах Рейнольдса и больших числах Маха в виду наличия эффектов типа вязко-невязкого взаимодействия необходимо использовать модели более высокого уровня [98]. В виду того, что в данной работе рассматриваются задачи с большими числами Рейнольдса и решение задачи гиперзвукового обтекания в сопряженной постановке с усложняющими факторами требует значительных вычислительных затрат для описания течения около тела была выбрана модель ПС. Суть методик, используемых для решения уравнений Прандтля, заключается в том, что расчетная область разбивается на две области: ПС около поверхности тела и внешнее невязкое течение. На внешней границе ПС выставляются граничные условия, определяемые из численного решения уравнений Эйлера, а на поверхности тела – условия прилипания.

Расчет обтекания гиперзвукового летательного аппарата в условиях входа в атмосферу и сильного аэродинамического нагрева требует достоверного определения термодинамических параметров, которые не могут быть определены с хорошей точностью с помощью модели совершенного газа. В случае если реализуются большие значения давления торможения, то для решения уравнений ПС следует использовать модель химически равновесного воздуха. Данная модель хорошо работает в плотных слоях атмосферы на высотах ниже 50 км [98], где происходит наиболее интенсивный аэродинамический нагрев тела. Данный диапазон высот представляет наибольший практический интерес при проектировании тепловой защиты гиперзвукового летательного аппарата. Необходимой информацией для прогнозирования теплового режима конструкции изделия является знание уровней конвективного теплового потока.

Рассмотрим пространственное обтекание осесимметричного затупленного тела под ненулевым углом атаки β . На рисунке 2.1 изображены: О – лобовая точка тела; О₁ – точка торможения (критическая) набегающего потока; v_{∞} – скорость невозмущенного набегающего потока на бесконечности (на значительном удалении от тела); (*s*, φ , *n*) – естественная система координат, нормально связанная с поверхностью затупленного тела; *s* – продольная координата на поверхности тела, отсчитываемая от передней лобовой точки; φ – окружная координата на поверхности тела.

При постановке задачи будем использовать следующие допущения:

1) число Рейнольдса Re_{∞} в набегающем потоке достаточно велико, чтобы в окрестности поверхности тела сформировался тонкий ПС ($Re_{\infty} > 10^3$);

2) толщина ПС считается малой по сравнению с характерным размером тела:

$$\frac{\delta}{l} = O\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{Re}_{\infty}}}\right);$$

3) течение в ПС является химически равновесным;

4) ламинарное и турбулентное число Льюиса равняются единице (Le = 1, $Le_t = 1$).



Рисунок 2.1 – Геометрия затупленного тела и используемая система координат.

С учетом принятых допущений система определяющих уравнений для описания осредненных характеристик пространственного турбулентного ПС при обтекании тела гиперзвуковым потоком химически равновесного газа имеет вид [11]:

1. Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\rho u \sqrt{\frac{a}{a_{11}}} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\rho w \sqrt{\frac{a}{a_{22}}} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\rho v \sqrt{\frac{a}{a_{33}}} \right) = 0.$$
(2.1)

2. Уравнения движения для продольной *и* и окружной *w* компонентов скорости потока

$$\rho \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + A_{11}^1 u^2 + A_{22}^1 w^2 + A_{12}^1 u w \right\} = B^{\alpha} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \right) - \rho v \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \right),$$

$$\rho \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + A_{11}^2 u^2 + A_{22}^2 w^2 + A_{12}^2 u w \right\} = D^{\alpha} \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + A_{11}^2 u^2 + A_{22}^2 w^2 + A_{12}^2 u w \right\} = D^{\alpha} \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + A_{11}^2 u^2 + A_{22}^2 w^2 + A_{12}^2 u w \right\} = D^{\alpha} \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + A_{11}^2 u^2 + A_{22}^2 w^2 + A_{12}^2 u w \right\} = D^{\alpha} \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + A_{11}^2 u^2 + A_{22}^2 w^2 + A_{12}^2 u w \right\} = D^{\alpha} \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{v}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{22}}} \frac{u}{\partial \psi} + \frac{v}{\sqrt{a_{22}}} \frac{u}{\partial \psi} + \frac{v}{\sqrt{a_{22}}} \frac{u}{\partial \psi} + \frac$$

$$=B^{\alpha} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \right) - \overline{\rho v \frac{w}{\sqrt{a_{22}}}} \right).$$
(2.2)

3. Уравнение энергии в энтальпийном виде

$$\rho \left\{ \frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial H}{\partial s} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial H}{\partial \varphi} + \frac{v}{\sqrt{a_{33}}} \frac{\partial H}{\partial n} \right\} = \\
= \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\mu}{\Pr} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (\Pr-1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} + \frac{a_{12}uw}{\sqrt{a_{11}a_{22}}} \right) \right] \right\} - \\
- \frac{\partial}{\partial n} \left(\overline{\rho v h} \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left(\overline{\rho v u} u + \overline{\rho v w} w \right) - \\
- \frac{\partial}{\partial n} \left(\overline{\rho v u} \frac{a_{12}w}{\sqrt{a_{11}a_{22}}} + \overline{\rho v w} \frac{a_{12}u}{\sqrt{a_{11}a_{22}}} \right).$$
(2.3)

4. Уравнение состояния высокоэнтальпийного газа:

$$p = \rho h \frac{\gamma_{ef} - 1}{\gamma_{ef}}, \quad \frac{\gamma_{ef} - 1}{\gamma_{ef}} = z(p, h).$$
(2.4)

5. Условие постоянства давления поперек ПС:

$$p = p_e(s, \varphi). \tag{2.5}$$

Здесь: *и*, *w*, *v* – продольная, окружная и нормальная компоненты скорости течения; *h* – статическая энтальпия; *T* – температура; *p_e* – давление на внешней границе ПС; ρ – плотность газа; μ – динамическая вязкость; *a*₁₁, *a*₁₂, *a*₂₂ – компоненты метрического тензора, определяющего форму поверхности тела; *a* = *a*₁₁*a*₂₂ – *a*₁₂²; **Pr** = *c_p* μ/λ – число Прандтля.

$$H = h + \frac{u^2}{2} + \frac{w^2}{2} + \frac{a_{12}uw}{2\sqrt{a_{11}a_{22}}}$$
 – полная энтальпия;

Коэффициенты уравнений движения имеют вид:

$$A^{\alpha}_{\alpha\alpha} = \frac{a_{(\alpha\beta)}}{a} \left[\frac{a_{(\alpha\beta)}}{a_{(\alpha\alpha)}} \frac{\partial \sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{1}{\sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}} \frac{\partial a_{(\alpha\beta)}}{\partial x^{\alpha}} + \frac{\partial \sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}}{\partial x_{\beta}} \right];$$
$$A^{\alpha}_{\beta\beta} = \frac{\sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}}{a} \left[\frac{\partial a_{(\alpha\beta)}}{\partial x^{\beta}} - \sqrt{a_{(\beta\beta)}} \frac{\partial \sqrt{a_{(\beta\beta)}}}{\partial x^{\alpha}} - \frac{a_{(\alpha\beta)}}{\sqrt{a_{(\beta\beta)}}} \frac{\partial \sqrt{a_{(\beta\beta)}}}{\partial x^{\beta}} \right];$$

$$A^{\alpha}_{\alpha\beta} = \frac{1}{a} \left[\sqrt{a_{(\alpha\alpha)}a_{(\beta\beta)}} \left(1 + \frac{a_{(\alpha\beta)}}{a_{(\alpha\alpha)}a_{(\beta\beta)}} \right) \frac{\partial \sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}}{\partial x^{\beta}} - 2a_{(\alpha\beta)} \frac{\partial \sqrt{a_{(\beta\beta)}}}{\partial x^{\alpha}} \right];$$
$$B^{\alpha} = -\frac{\sqrt{a_{(\alpha\alpha)}}}{a} \left(a_{(\beta\beta)} \frac{\partial p}{\partial x^{\alpha}} - a_{(\alpha\beta)} \frac{\partial p}{\partial x^{\beta}} \right), \quad x^{1} = s; \ x^{2} = \varphi; \quad \alpha \neq \beta; \ \alpha = 1,2; \ \beta = 1,2.$$

Для функции z(p,h) в уравнении состояния (2.4) используются аппроксимационные формулы из работы [173]. Связь между температурой газа T и статической энтальпией h определяется по модели равновесного воздуха.

Индекс «*e*» соответствует условиям на внешней границе ПС, «*ef*» – эффективной величине. Величины со штрихом соответствуют турбулентным пульсациям, а черта сверху означает осреднение турбулентных пульсаций.

Данная система уравнений является незамкнутой, поэтому для ее замыкания вводятся дополнительные гипотезы полуэмпирического характера. Используя допущения о том, что перенос количества движения и тепла в турбулентном движении носит градиентный характер и, вводя аналоги коэффициентов вязкости и теплопроводности, будем иметь

$$-\overline{\rho v' u'} = \mu_{T1} \frac{\partial u}{\partial n}; \quad -\overline{\rho v' w'} = \mu_{T2} \frac{\partial w}{\partial n}; \quad -\overline{\rho v' h'} = \lambda_T \frac{\partial h}{\partial n}$$

Используя предположение об изотропности коэффициентов турбулентной вязкости, имеем что $\mu_{T1} = \mu_{T2} = \mu_T$. Для определения значения μ_T используется алгебраическая двухслойная модель Себеси-Смита [90, 174]:

$$\mu_{T} = \begin{cases} (\mu_{T})_{i} = \rho l_{t}^{2} |\vec{S}(n)|, \ (\mu_{T})_{i} \leq (\mu_{T})_{0} \\ (\mu_{T})_{0} = 0.0168\rho \left[1 + 5.5 \left(\frac{n}{n_{e}} \right)^{6} \right]^{-1} \int_{0}^{\infty} \left(|\vec{U}_{e}| - |\vec{U}(n)| \right) dn, \ (\mu_{T})_{i} > (\mu_{T})_{0} \end{cases},$$
(2.6)
rge $l_{t} = 0.4n \left(1 - \exp\left(-\frac{n}{A} \right) \right);$
 $A = 26v \sqrt{\frac{\rho}{\tau_{w}}} \left\{ \frac{\overline{P}}{\overline{v}_{w}} [1 - \exp(11.8\overline{v}_{w})] + \exp(11.8\overline{v}_{w}) \right\}^{-0.5};$

$$\overline{P} = \frac{\mu u_e}{\rho(\tau_w/\rho)^{3/2}} \frac{du_e}{ds}, \quad \overline{v}_w = \frac{v_w}{(\tau_w/\rho)^{1/2}};$$

$$\overrightarrow{S} = \frac{\partial \overrightarrow{U}}{\partial n}; \qquad \left|\overrightarrow{U}\right|^2 = u^2 + w^2 + \frac{2a_{12}}{\sqrt{a_{11}a_{22}}}uw,$$

$$\tau_w = \mu_w \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n}\right)_w^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n}\right)_w^2 + \frac{2a_{12}}{\sqrt{a_{11}a_{22}}} \left(\frac{\partial u}{\partial n}\right)_w \left(\frac{\partial w}{\partial n}\right)_w \right]^{0.5},$$

 l_t – длина пути турбулентного перемешивания; τ_w – напряжение трения на поверхности тела.

При расчете течения в переходной области от ламинарного режима к турбулентному использовался коэффициент продольной перемежаемости Г, который для случая обтекания затупленных тел был предложен в работе [175]:

$$\Gamma = 1 - \exp\left\{-\Phi r_w \left(s_p \left[\int_{s_p}^{s} \frac{ds}{r_w}\right] \left[\int_{s_p}^{s} \frac{ds}{u_e}\right]\right\},\tag{2.7}$$

где
$$\Phi = \frac{3u_e^3}{(Bv_e)^2} \operatorname{Re}_p^{-1.34}; \quad B = 60 + 4.68M_p^{1.92};$$

 r_w – расстояние от продольной оси симметрии тела до поверхности тела;

 $\operatorname{Re}_{p} = \frac{u_{e} \rho_{e} \delta_{p}}{\mu_{e}}, \quad M_{p} = \frac{u_{e}}{a_{e}}$ – числа Рейнольдса и Маха, вычисленные в точке потери

устойчивости ламинарного ПС. В области ламинарного течения Г=0, в области турбулентного Г=1.

Координата точки потери устойчивости ПС определяется по критическому значению числа Рейнольдса, построенного по толщине потери импульса

$$Re^{**} = 200 \exp(0.157M_e), \tag{2.8}$$

где Re^{**} =
$$\frac{\rho_e u_e}{\mu_e} \int_0^\infty \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dn$$
, M_e – число Маха на внешней границе ПС.

Рассмотрим постановку граничных условий для системы уравнений (2.1) – (2.5), описывающей течение в ПС около тела.

На поверхности обтекаемого тела (*n* = 0) для компонент скорости выполняются условия прилипания, энтальпия считается заданной:

$$u = 0; \quad w = \omega r_w; \quad H = H_w(s, \phi) ,$$
 (2.9)

где ω – угловая скорость вращения тела.

На внешней границе ПС $(n \to \infty)$ компоненты скорости выходят на свои значения:

$$u \to u_e(s, \phi); w \to w_e(s, \phi); H \to H_e.$$
 (2.10)

Распределение поля давления на поверхности тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха, рассчитывается на основе табличных данных [176] и из решения системы уравнений Эйлера при помощи явной конечно-разностной схемы Мак-Кормака второго порядка аппроксимации [177, 178]. Значения величин u_e, w_e, H_e , определяются из решения системы уравнений:

$$\rho_e \left(\frac{u_e}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial u_e}{\partial s} + \frac{w_e}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial u_e}{\partial \varphi} + A_{11}^1 u_e^2 + A_{22}^1 w_e^2 + A_{12}^1 u_e w_e \right) = B^1,$$

$$\rho_e \left(\frac{u_e}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w_e}{\partial s} + \frac{w_e}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w_e}{\partial \varphi} + A_{11}^2 u_e^2 + A_{22}^2 w_e^2 + A_{12}^2 u_e w_e \right) = B^2,$$

 $H_e = \text{const}$ (изоэнтропическое течение),

$$p_e = \rho_e h_e \frac{\gamma_{ef} - 1}{\gamma_{ef}}.$$

Определенные выше коэффициенты $A^{i}_{\alpha\beta}$, рассчитываются по геометрии обтекаемого тела.

Таким образом, изложенная в данном параграфе математическая постановка химически равновесного ПС позволяет описывать динамику вязкого течения около тела и определять характеристики теплового взаимодействия с телом.

2.2 Система уравнений ПС в переменных Дородницына-Лиза

На практике при решении уравнений ПС наибольшее распространение получили переменные Дородницына-Лиза. Использование этих переменных позволяет исключить плотность из уравнений (2.1)-(2.5). Введение этих переменных удобно тем, что искомые физические величины, отнесенные к их характерным значениям, изменяются по поперечной координате ζ с одинаковым темпом при разных значениях продольной координаты ξ . Следовательно, решение можно рассматривать в прямоугольной области.

В общем случае пространственного течения переменные Дородницына-Лиза для системы уравнений (2.1) - (2.5) выбираются в следующем виде:

$$\xi = \frac{s}{R_N}; \quad \eta = \varphi; \qquad \zeta = u_e \sqrt{\frac{a}{a_{11}}} \frac{1}{N} \int_0^n \rho dn, \qquad (2.11)$$

где $N = \left(2R_N \int_{0}^{\xi} \rho_e \mu_e u_e a_{22} d\xi\right)^{0.5}$, R_N – радиус сферического затупления.

Для перехода системы уравнений (2.2) – (2.5) к безразмерному виду вводятся функции тока ф и *f*

$$\frac{\partial f}{\partial \zeta} = \overline{u}; \qquad (2.12)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \overline{w}, \qquad (2.13)$$

где $\overline{u} = u/u_e$, $\overline{w} = w/w_e$ – продольная и окружная компоненты скорости газа, отнесенная к своим значениям на внешней границе ПС.

Для ортогональной системы координат (*s*, *φ*, *n*) уравнения (2.2) – (2.5) в переменных Дородницына-Лиза (2.11) имеют следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l_{\Sigma} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} \right) + (f + \alpha_{3} \varphi) \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} = \alpha_{1} \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} \right) + \alpha_{2} \left(\overline{w} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \eta} - \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} \right) + \beta_{1} \left(\overline{u}^{2} - \frac{\rho_{e}}{\rho} \right) + \beta_{2} \left(\overline{w}^{2} - \frac{\rho_{e}}{\rho} \right) + \beta_{3} \left(\overline{u} \overline{w} - \frac{\rho_{e}}{\rho} \right), \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l_{\Sigma} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right) + (f + \alpha_{3} \varphi) \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} = \alpha_{1} \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right) +$$
$$+ \alpha_{2} \left(\overline{w} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \eta} - \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right) + \beta_{4} \left(\overline{w}^{2} - \frac{\rho_{e}}{\rho} \right) + \beta_{6} \left(\overline{u} \overline{w} - \frac{\rho_{e}}{\rho} \right); \qquad (2.15)$$
$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \frac{l_{\Sigma}}{\Pr_{\Sigma}} \left[\frac{\partial g}{\partial \zeta} + \frac{u_{e}^{2}}{H_{e}} (\Pr_{\Sigma} - 1) \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\overline{U}^{2}}{2} \right) \right] \right\} + (f + \alpha_{3} \varphi) \frac{\partial g}{\partial \zeta} =$$

$$= \alpha_1 \left(\overline{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \zeta} \right) + \alpha_2 \left(\overline{w} \frac{\partial g}{\partial \eta} - \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \frac{\partial g}{\partial \zeta} \right).$$
(2.16)

Здесь $l_{\Sigma} = \rho(\mu + \Gamma \mu_T) / (\rho_e \mu_e); \quad g = H/H_e -$ безразмерная полная энтальпия; $\mu_{\Sigma} = \mu + \Gamma \cdot \mu_T - эффективная вязкость газа; \quad \overline{U}^2 = \overline{u}^2 + (w_e/u_e)^2 \overline{w}^2 -$ безразмерный квадрат полной скорости; $\Pr_{\Sigma} = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) \Pr \Pr_T}{\mu \Pr_T + \Gamma \mu_T \Pr}, \quad \Pr_T = c_p \mu_T / \lambda_T - эффективное и$

турбулентное число Прандтля.

Безразмерные коэффициенты уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \alpha_{1} &= \frac{2\int_{0}^{\xi} \rho_{e} \mu_{e} u_{e} a_{22} d\xi}{\rho_{e} \mu_{e} u_{e} a_{22}}; \qquad \alpha_{2} = \frac{w_{e}}{u_{e}} \frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}}; \\ \alpha_{3} &= \frac{w_{e}}{\rho_{e} \mu_{e} a_{22} \sqrt{a_{22}} u_{e}^{2}} \int_{0}^{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} (\rho_{e} \mu_{e} u_{e} a_{22}) d\xi + \frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{w_{e}}{u_{e}} \right); \\ \beta_{1} &= \frac{\alpha_{1}}{u_{e}} \frac{\partial u_{e}}{\partial \xi}; \qquad \beta_{2} = -\frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}} \left(\frac{w_{e}}{u_{e}} \right)^{2} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial \xi}; \\ \beta_{4} &= \frac{\alpha_{2}}{w_{e}} \frac{\partial w_{e}}{\partial \eta}; \qquad \beta_{3} = \frac{\alpha_{2}}{u_{e}} \frac{\partial u_{e}}{\partial \eta}; \qquad \beta_{6} = \frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial \xi} + \frac{\alpha_{1}}{w_{e}} \frac{\partial w_{e}}{\partial \xi}. \end{aligned}$$

Граничные условия на поверхности тела (при ζ = 0) в безразмерном виде выглядят следующим образом:

$$\overline{u} = 0; \quad \overline{w} = 0; \quad g = g_w; \quad f = f_w, \quad \varphi_w = 0,$$

где
$$f = f_w = -\int_0^{\xi} \overline{G}_w \overline{r}_w d\xi / \left[2\int_0^{\xi} \frac{\rho_e}{\rho_{e0}} \frac{\mu_e}{\mu_{e0}} \frac{u_e}{v_m} d\xi \right]^{0,5}, \ \overline{G}_w = (\rho v)_w \sqrt{\text{Re}} / (v_m \rho_{e0}), \ v_m = \sqrt{2h_{e0}}$$

– характерная скорость, Re = $\frac{\rho_{e0}v_m R_N}{\mu_{e0}}$ – число Рейнольдса (по параметрам в кри-

тической точке), индексы «e0» относятся к параметрам в точке торможения.

Граничные условия на внешней границе ПС $\zeta \rightarrow \infty$:

 $\overline{u} \rightarrow 1; \ \overline{w} \rightarrow 1; \ g \rightarrow 1.$

2.3 Методика решения уравнений пространственного ПС

Решение задачи пространственного ПС на основе системы уравнений (2.14) – (2.16) делится на несколько этапов. Вначале проводится расчет данных уравнений в окрестности критической точки [179]. На основе их решения получают необходимые величины для осесимметричной задачи обтекания сферы, в рамках которой проводится расчет искомых параметров вплоть до плоскости сопряжения сферы с конусом [180]. Далее, используя полученные значения искомых переменных, решается задача пространственного ПС на конической части обтекаемого тела. При решении задачи на сферической части используется естественная система координат, связанная с критической точкой, на конической части – с передней лобовой точкой. В плоскости сопряжения «сфера-конус» пересчет поля скорости осуществлялся в соответствии с формулами:

$$V^{1} = V^{1} g^{11} (\vec{\mathfrak{z}}_{1}, \vec{\mathfrak{z}}_{1}^{0}), V^{2} = V^{1} g^{22} (\vec{\mathfrak{z}}_{2}, \vec{\mathfrak{z}}_{1}^{0}), V^{3} = V^{3}$$

где g^{11} , g^{22} – контрвариантные компоненты метрического тензора, \vec{a}_i – базисные вектора, индекс «0» отвечает системе координат, связанной с критической точкой.

Численное решение системы уравнений трехмерного течения в ПС осуществлялось посредством метода И.В. Петухова [112], который основан на использовании неявной, абсолютно устойчивой, двухточечной разностной эрмитовой схемы. Данный метод имеет повышенную точность аппроксимации – четвертого порядка – исходных уравнений в поперечном направлении и первого порядка в продольном и окружном направлениях. Он позволяет проводить вычисления уравнений ПС в переменных Дородницына – Лиза при краевых условиях общего вида.

На начальном этапе (критическая точка) уравнения сводятся к обыкновенным дифференциальным уравнениям, из решения которых определяются начальные значения искомых величин. Далее решение единообразно продолжается маршевым способом вдоль продольной координаты ξ. В случае неосесимметричных граничных условий аналогичные действия производятся для каждого шага вдоль координаты η. На конической части тела, обтекаемого под углом атаки, переход на следующий шаг по ξ осуществляется после прохода вдоль координаты η.

Рассмотрим алгоритм решения уравнений ПС методом И.В. Петухова [112].

Введем обозначения для частных производных от функции *u*(ξ, η, ζ), где *ζ* – продольная, η – окружная, *ζ* – поперечная координаты.

$$\dot{u} = \frac{\partial u}{\partial \xi}; \quad \tilde{u} = \frac{\partial u}{\partial \eta}; \quad u' = \frac{\partial u}{\partial \zeta}.$$

Уравнения (2.14) – (2.16) должны быть представлены в виде:

$$M' = K + \alpha P + \beta Q, \quad \alpha = \alpha(\xi), \qquad \beta = \beta(\eta) \tag{2.17}$$

где
$$M = m_0 + m_1 u_1 + m_2 u_2 + m_3 u_3;$$

 $K = k_0 + k_1 u_1 + k_2 u_2 + k_3 u_3;$
 $P = p_2 \dot{u}_2 + p_3 \dot{u}_3;$
 $Q = q_2 \tilde{u}_2 + q_3 \tilde{u}_3.$ (2.18)
 $u_1 = u'_2; \quad u_2 = u'_3,$

а величинами m_i , k_i , p_i , q_i :

$$m_{i} = m_{i}(\xi, \eta, \zeta, u_{1}, u_{2}, u_{3});$$

$$k_{i} = k_{i}(\xi, \eta, \zeta, u_{1}, u_{2}, u_{3});$$

$$p_{i} = p_{i}(\xi, \eta, \zeta, u_{1}, u_{2}, u_{3})$$

$$q_{i} = q_{i}(\xi, \eta, \zeta, u_{1}, u_{2}, u_{3}).$$
(2.19)

Уравнение (2.17) рассматривается в области:

$$\xi \ge 0; \quad 0^0 \le \eta \le 360^0; \quad 0 \le \zeta \le \zeta_e = \text{const}$$

при следующих граничных условиях:

$$\lambda_{30} + \lambda_{31} u_1 + \lambda_{32} u_2 + \lambda_{33} u_3 = 0 \quad \text{при } \zeta = \zeta_e.$$
(2.21)

Здесь коэффициенты граничных условий:

$$\lambda_{ij} = \lambda_{ij}(\xi, \eta, u_1, u_2, u_3). \tag{2.22}$$

Все коэффициенты m_i , k_i , p_i , λ_{ij} считаются известными и определяются из (2.19) и (2.22) по значениям u_i , вычисленным на предыдущей итерации. Выбор формы выражений (2.18) и (2.20), (2.21) должен быть произведен таким образом, чтобы обеспечить сходимость итерационного процесса.

Рассмотрим метод определения коэффициентов m_i , k_i , p_i , q_i для уравнения (2.17) на примере пространственного уравнения движения (2.14). Представим уравнение (2.14) в виде (2.17) через u_1 , u_2 , u_3

$$(lu_{1})' + (u_{3} + \alpha_{3}w_{3})u_{1} = \alpha_{1}(u_{2}\dot{u}_{2} - \dot{u}_{3}u_{1}) + \alpha_{2}(w_{2}\tilde{u}_{2} - \tilde{w}_{3}u_{1}) + \beta_{1}(u_{2}^{2} - \bar{\rho}) + \beta_{2}(w_{2}^{2} - \bar{\rho}) + \beta_{3}(u_{2}w_{2} - \bar{\rho}), \qquad (2.23)$$

где $\overline{\rho} = \rho_e / \rho$.

Отметим, что w_i здесь считаются известными величинами, определяемыми из уравнения движения для окружной компоненты (2.15). Тогда для уравнения (2.23) коэффициенты m_i , k_i , p_i , q_i с учетом линеаризации нелинейных членов уравнения будут иметь вид

Для *M*:
$$m_0 = 0$$
; $m_1 = l$; $m_2 = 0$; $m_3 = 0$.
Для *K*: $k_0 = u_1 u_3 - \beta_1 (u_2^2 + \overline{\rho}) + \beta_1 (w_2^2 - \overline{\rho}) - \beta_3 \overline{\rho}$; $k_1 = -u_3 - \alpha_3 w_3 + \alpha_2 \widetilde{w}_3$;
 $k_2 = 2\beta_2 u_2 + \beta_3 w_2$; $k_3 = -u_1$.
Для *P*: $p_2 = u_2$; $p_3 = -u_1$.
Для Q: $q_2 = w_2$; $q_3 = 0$.

После проведения аналогичных действий с уравнениями (2.15), (2.16) и приведения граничных условий к виду (2.20) – (2.21) задача ПС решается методом И.В. Петухова [112].

2.4 Сравнение результатов расчетов с экспериментальными и расчетными данными

С целью обоснования адекватности математической модели и методики решения уравнений химически равновесного ПС было проведено сравнение результатов расчетов с соответствующими экспериментальными данными. Рассматривались примеры сверх- и гиперзвукового обтекания сферически затупленных тел (см. таб. 2.1).

N⁰	M_{∞}	$\mathrm{Re}_{\infty} \cdot 10^{-6}$	Pr	T_w/T_{e0}	β°	$(\rho v)_w, \kappa r/m^2 \cdot c$
1 [129]	5	3,81	0,716	0,23	0°	0
2 [129]	5	3,94	0,716	0,26	0°	0
3 [129]	5	3,94	0,716	0,26	10°	0
4 [130]	10,6	2,71	0,716	0,3	5°	0
5 [132]	5	0,66	0,72	0,55	0°	0,415 ($\xi > 29,8^{\circ}$)
6 [132]	5	2,95	0,72	0,55	0°	$3,2908 \ (\xi > 29,8^{\circ})$

Таблица 2.1 – Экспериментальные данные

На рисунках 2.2 – 2.5 показано сравнение результатов расчетов конвективного теплового потока на поверхности сферически затупленного конуса с углом полураствора $\theta = 9^{\circ}$ и радиусом затупления $R_N = 0,0635$ м с данными экспериментальных измерений теплового потока и расчетов других авторов [129, 130, 181, 182].

В первом тестовом примере (см. рис. 2.2), приводятся результаты расчетов конвективного теплового потока $q_w = \frac{\mu_w}{\Pr} \frac{\partial H}{\partial n}\Big|_w$ (сплошная кривая) и эксперимен-

тальные данные («кружочки» – \circ), полученные при обтекании гладкого затупленного конуса под нулевым углом атаки $\beta = 0^{\circ}$ со параметрами соответствующим эксперименту № 1 из Таблицы 2.1.



Рисунок 2.2 – Распределение теплового потока на поверхности затупленного конуса вдоль продольной координаты ξ

Индекс «∞» соответствует величинам в набегающем потоке. Как видно из рисунка 2.2 около тела реализуется как ламинарный, так и турбулентный режим течения, что обуславливает немонотонность теплового потока на поверхности сферы и его значительное превышение в зоне турбулентного течения относительно теплового потока в лобовой точке (ξ =0). В целом, имеет место хорошее согласование результатов расчета теплового потока на поверхности затупленного конуса с экспериментальными данными работы [129].

На рисунке 2.3 показано распределение теплового потока на холодной поверхности передней части сферы при обтекания в условиях эксперимента №2 из Таблицы 2.1.



Рисунок 2.3 – Распределение теплового потока на полусфере, обтекаемой потоком газа

Сплошной кривой представлен расчет, который проводился с учетом ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения, при этом точка потери устойчивости ламинарного течения определялась по формуле (2.8). Штриховая кривая соответствует расчету, взятому из работы [129], «кружочки» \circ – экспериментальным данным, полученным на стенде [129]. «Треугольником» \blacktriangle обозначен максимальный турбулентный тепловой поток $q_{w,turb}$, полученный по оценочной инженерной формуле из работы [182], которая в международной системе единиц СИ имеет следующий вид:

$$\frac{q_{w,turb}}{q_{w0}} = K_1 \frac{\rho_{\infty}^{0.3} R_N^{0.5}}{s_{\max}^{0.2} \rho_{ssl}^{0.8}},$$
(2.24)

где K_1 = 6.18 – эмпирическая константа, полученная согласно работе [182]; s_{max} – значение продольной координаты максимального турбулентного теплового потока; q_{w0} – ламинарный тепловой поток в точке торможения; ρ_{ssl} – плотность воздуха на уровне моря. Отличие расчетного максимального турбулентного теплового потока от формулы (2.24) для данного примера составляет всего ~ 5,4 %. Видно, что расчетный тепловой поток также хорошо согласуется с экспериментальными данными (кружочки) и расчетом (штриховая кривая) работы [129].

На рисунке 2.4 приводится сравнение результатов расчета распределения теплового потока на поверхности конической части тела при обтекании под ненулевым угле атаке с экспериментальными данными работы [129]. Исходные параметры задачи соответствовали условиям эксперимента №3 из Таблицы 2.1. Течение около затупленного конуса является сверхзвуковым и носит турбулентный характер.



Рисунок 2.4 – Распределение теплового потока на сферически затупленном конусе, обтекаемом под углом атаки

«Треугольниками» Δ отмечены результаты эксперимента на наветренной ($\eta = 0^{\circ}$), «квадратами» \Box – на подветренной стороне ($\eta = 180^{\circ}$) обтекаемого тела, «кружочками» \circ – при $\eta = 90^{\circ}$. Сплошные кривые соответствуют расчету, штриховые – расчету, приведенному в работе [129]. Кривые *1* отвечают наветренной стороне конической части тела ($\eta = 0^{\circ}$), $2 - \eta = 90^{\circ}$, 3 – подветренной стороне ($\eta = 180^{\circ}$). Видно, что наибольший уровень теплового потока наблюдается на наветренной стороне конуса, ослабляясь по мере увеличения продольной координаты ξ. Из рисунка следует, что имеет место удовлетворительное согласование (~ 20 %) с экспериментальными данными, полученными при обтекании затупленного конуса под ненулевым углом атаки.

На рисунке 2.5 приведены экспериментальные [130] и расчетные данные для гиперзвукового пространственного обтекания при наличии ламинарного и турбулентного характера течения на конической части затупленного конуса. Эксперимент №4 (см. Таблицу 2.1) проводился при температуре поверхности $T_w = 300$ К. Результаты получены с использованием поля давления, соответствующему числу Маха $M_{\infty} = 10$.



Рисунок 2.5 – Распределение теплового потока на конической поверхности тела

Сплошная кривая *1* соответствует наветренной стороне ($\eta = 0^{\circ}$), $2 - \eta = 90^{\circ}$, *3* – подветренной ($\eta = 180^{\circ}$). На рисунке 2.5 «треугольниками» Δ обозначены экспериментальные данные при $\eta = 0^{\circ}$, «кружками» $\circ - \eta = 90^{\circ}$, «квадратами» $\Box - \eta = 180^{\circ}$. Видно, что результаты расчетов качественно и количественно находятся в полном соответствии с экспериментальными данными работы [130].

На рис. 2.6. представлены сравнения результатов расчетов (сплошная кривая) сверхзвукового обтекания полусферы радиуса 0,0508 м при ламинарноем (2.6а) и турбулетном (2.6б) режимах течения с экспериментальными данными из

работы [132], обозначенными «кружками». Эксперимент проводился в условиях вдува газа-охладителя с участка поверхности $0,52 < s/R_N < 1,48$ с расходом 0,415 и 3,2908 кг/(м² · c) для 2.6а и 2.6б соответсвенно.



Рисунок 2.6 – Распределение коэффициента теплоотдачи на поверхности сферы при вдуве газа: а) – ламинарный и б) турбулентный режимы течения

В дополнение к экспериментальным данным рассмотрим серию расчетов сверх- и гиперзвукового обтекания сферического затупления с изотермической поверхностью в широком диапазоне высот и чисел Маха. Решение каждой задачи проводилось следующим образом. При заданной высоте и скорости полета с помощью процедуры «стандартной атмосферы» определялись параметры набегающего невозмущенного потока. С их использованием находились параметры в точке торможения, затем решались уравнения ПС. Численное решение задачи ПС слоя тестировалось по плотности теплового потока в точке торможения и по максимальному значению в области турбулентного течения, которые рассчитывались с помощью инженерных формул из работ [181, 182].

Пример 1. Рассматривается обтекание сферы гиперзвуковым потоком воздуха на высотах полета Z = 10, 20, 40 км. Исходные параметры задачи следующие: $T_w = 293$ К (приближение "холодной" стенки), $R_N = 0,05$ м, скорость набегающего потока изменялась от 1500 до 6300 м/с с шагом 100 м/с. На рис. 2.7 сплошными, штриховыми и пунктирными кривыми представлены результаты численных расчетов конвективного теплового потока q_w в точке торможения на поверхности сферы ($\xi = 0$) для высот 10, 20, 40 км соответственно.



Рисунок 2.7 – Плотность теплового потока в критической точке (ξ = 0) на поверхности сферы

Течение при данных исходных параметрах является ламинарным в окрестности критической точки. «Кружочками» на рисунке обозначен тепловой поток в критической точке, вычисленный с помощью формулы Фэй-Риддела [181], имеющей вид:

$$q_{w} = 0.76 \sqrt{\frac{\rho_{e0}\mu_{e0}}{R_{N}} \frac{\partial u_{e}}{\partial \xi}}_{\xi=0}} \operatorname{Pr}^{-0.6} l_{w0}^{0.1} (h_{e0} - h_{w}).$$
(2.25)

С помощью программы [180] было проведено 147 расчетов (см. рис. 2.7), которые показали, что отличие теплового потока в точке торможения, полученного по формуле (2.25), от расчетного значения варьируется от 1.06 % до 5,71 %. Как видно из рис. 2.7, значения теплового потока в точке торможения при полете в плотных слоях атмосферы на высоте Z = 10 км (сплошная кривая) могут быть значи-

тельно выше, чем при полете на высоте Z = 40 км (штриховая кривая) несмотря на меньшую скорость полета. Это объяснятся тем, что скорость полета влияет на значение теплового потока слабее, чем плотность воздуха, которая различается в 103 раза для этих высот. Отметим, что с учетом влияния турбулентности на тепловой поток на поверхности тела это отличие становится еще более сильным.

Пример 2. Рассматривается гиперзвуковое обтекание сферического затупления при высотах полета Z = 10 и 20 км. Исходные параметры задачи следующие: $T_w = 293$ K, $R_N = 0.05$ м. На рис. 2.8 представлена зависимость конвективного теплового потока в точке торможения q_w от скорости набегающего потока V_{∞} , изменяющегося от от 1500 до 6300 м/с. Расчет проводился с шагом 100 м/с.

При данных параметрах имеют место ламинарный, смешанный и турбулентный режимы течения, что приводит к локальному росту теплового потока q_w на некотором удалении от критической точки на поверхности сферического затупления. Соответственно, как показано на рис. 2.3, распределение теплового потока на сферической поверхности должно иметь два максимума, один из которых обусловлен турбулентным характером течения.



Рисунок 2.8 – Максимум теплового потока в области турбулентного течения (а) и относительная погрешность є (б)

Из рис. 2.8б видно, что формула (2.24) хорошо аппроксимирует максимум теплового потока $q_{w,turb}$ в области турбулентного течения для высоты Z = 10 км ($\varepsilon = 0.9 - 7,79$ %), но для высоты Z = 15 км погрешность достигает до 44,8 %. Как показывают расчеты, проведенные с помощью программы [179], это обусловлено тем, что коэффициент продольной перемежаемости Г, характеризующий развитость турбулентного течения, не достигает значения равного 1,0. Следовательно, в область применения формулы (2.24) не входит переходной режим течения. При изменении параметров, способствующих более интенсивному распаду ламинарного режима течения, например, при увеличении радиуса сферического затупления R_N до 0.2 м точность формулы для высоты Z = 15 км значительно повышается (см. рис. 2.9).



Рисунок 2.9 – Максимум плотности теплового потока в области турбулентного течения (а) и погрешность формулы (2.24) (б)

Пример 3. Рассматривается гиперзвуковое обтекание сферического затупленного конуса при высоте полета Z = 21 км. Исходные параметры соответствуют задаче, рассматриваемой в параграфе 4.3: $V_{\infty} = 6900$ м/с, $T_w = 293$ K, $R_N = 0.2$ м, $\text{Re}_{\infty} = 7.3 \cdot 10^6$.

Для проверки программы численного расчета в ПС использовалась последовательность сгущающихся равномерных сеток по координате нормальной к поверхности тела ζ : $h_{\zeta} = 0,4$; 0,2; 0,1; 0,05. Рис. 2.10 и 2.11 иллюстрируют сеточную сходимость решения задачи при $h_{\zeta} \rightarrow 0$ для безразмерной продольной скорости u/u_e и поперечного градиента полной энтальпии $\partial g/\partial \zeta$ в точке $s/R_N = 5.02$ и $\eta = 180^{\circ}$ (наветренная сторона). Из рис. 2.10 и 2.11 видно, что для u/u_e и $\partial g/\partial \zeta$ сходимость к решению достигается при $h_{\zeta} = 0,1$, что позволяет с высокой точностью (менее 0.5 %) определять характеристики пограничного слоя и тепловые потоки на поверхности тела ($\zeta = 0$). Также проведено тестирование программы на последовательности сгущающихся равномерных сеток по окружной координате η : $h_{\eta} = 0,0873$; 0.1745; 0.3491, которое показало отличие в ($\partial g/\partial \zeta$)_w в точке $s/R_N = 5.02$ и $\eta = 80^{\circ}$ при $h_{\zeta} = 0,1$ менее 0,03 %.



Рисунок 2.10 – Профиль безразмерной продольной скорости и/ие



Рисунок 2.11 – Профиль градиента безразмерной энтальпии ∂g/∂ζ поперек пограничного слоя

Проведенные тестовые расчеты показывают, что представленная методика расчета позволяет с достаточной степенью точности определять плотность теплового потока на поверхности затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком газа, что позволяет ее применять в решении задач теплового проектирования летательных аппаратов.

2.5 Выводы по главе 2

1. Приведена математическая постановка и методика решения уравнений пространственного химически равновесного ПС.

2. Численно решена задача сверх- и гиперзвукового обтекания сферически затупленного конуса в рамках теории ПС. Результаты расчетов по плотности теплового потока на поверхности тела показали удовлетворительное согласование с известными экспериментальными и расчетными данными.

Глава 3 Расчет характеристик тепломассообмена при исследовании систем активной и пассивной тепловой защиты

3.1 Влияние состава теплозащитного материала на характеристики сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании

Влияние состава теплозащитного материала на характеристики сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании затупленного тела

В данном параграфе, материалы которого опубликованы в [183, 184], проводится численное исследование трех модификаций УП, которые используются в качестве ТЗП на теле, движущемся в атмосфере земли. Оценивается массовый унос и температура поверхности теплозащитных материалов при различных условиях внешнего обтекания. Исследуется влияние теплофизических и термокинетических параметров УП на прогрев тела и массовый расход продуктов пиролиза, а также эффективность снижения теплового потока по сравнению с инертным материалом с аналогичными теплофизическими характеристиками.

Для расчета течения в газовой фазе используется теория стационарного пространственного ламинарного ПС. Внутри теплозащитной оболочки тела рассматриваются процессы термического разложения материала, фильтрации газообразных продуктов пиролиза. Перенос тепла описывается нестационарным уравнением теплопроводности в одномерном приближении. Решения в обеих фазах сопрягаются посредством использования граничных условий 4-го рода.

Рассмотрим систему уравнений ламинарного пространственного ПС для описания течения совершенного газа около сферически затупленного конуса [11]:

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) = 0; \qquad (3.1)$$

$$\rho \left\{ u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{1}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} w^2 \right\} = -\frac{\partial p_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial n} \right); \tag{3.2}$$

$$\rho \left\{ u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{1}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} u w \right\} = -\frac{1}{r_w} \frac{\partial p_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial n} \right);$$
(3.3)

$$\rho\left(u\frac{\partial H}{\partial s} + v\frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_{w}}\frac{\partial H}{\partial \eta}\right) = \frac{\partial}{\partial n}\left\{\frac{\mu}{\Pr}\left[\frac{\partial H}{\partial n} + \frac{(\Pr-1)}{2}\frac{\partial(u^{2} + w^{2})}{\partial n}\right]\right\};$$
(3.4)

$$p_e = \rho h \frac{\gamma - 1}{\gamma} \tag{3.5}$$

Здесь: *s*, η , *n* – продольная (отсчитываемая от передней лобовой точки), окружная и нормальная к поверхности координаты; *u*, *w*, *v* – физические компоненты скорости; $H = h + (u^2 + w^2)/2$; *h* – статическая энтальпия; ρ – плотность газа; *p* – давление; γ – показатель адиабаты ($\gamma = 1,4$); $\Pr = c_p \mu / \lambda$ – число Прандтля; λ – коэффициент теплопроводности; *r_w* – расстояние от поверхности тела до оси тела.

Коэффициент динамической вязкости µ определяется по формуле Сатерлэнда:

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_* + C}{T + C},$$
(3.6)

где С – константа Сатерлэнда; Т – температура.

Индексы *, *w* и *e* относятся к характерным величинам, поверхности тела и внешней границе ПС.

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом. На поверхности обтекаемого тела (*n* = 0):

$$u = 0; \quad w = 0; \quad v = v_w; \quad T = T_w(s, \eta).$$
 (3.7)

На внешней границе ПС $(n \rightarrow \infty)$:

$$u \to u_e(s,\eta); \quad w \to w_e(s,\eta); \quad H \to H_e.$$
 (3.8)

Система уравнений сохранения массы и энергии для реагирующей оболочки тела (твердая фаза) имеет следующий вид [185, 186]:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -W \quad , \tag{3.9}$$

$$\frac{\partial(\rho_s + \rho_g)}{\partial t} + \frac{\partial G_g}{\partial n_1} = 0 , \qquad (3.10)$$

$$\left(\rho_{s}c_{ps}+\rho_{g}c_{pg}\right)\frac{\partial T_{s}}{\partial t}+c_{pg}G_{g}\frac{\partial T_{s}}{\partial n_{1}}=\frac{\partial}{\partial n_{1}}\left(\lambda_{s}\frac{\partial T_{s}}{\partial n}\right)-QW.$$
(3.11)

При записи (3.9–3.11) используются следующие обозначения: t – время; $\rho_s = \rho_s^{0.} \phi_s$ и $\rho_g = \rho_g^{0.} \phi_g$ – плотности твердой и газовой фаз; ϕ_s , ϕ_g – объемные доли твердой, газовой фаз; $\rho_s^{0.}$, $\rho_g^{0.}$ – плотность материала ТЗП в исходном состоянии, плотность газа внутри пор, λ_s – коэффициент теплопроводности; T_s – температура среды; G_g – массовый расход фильтрующихся газов; c_{ps} , c_{pg} – теплоемкости твердой фазы и газа; $W = (\rho_s - \rho_k)k_0 \cdot \exp(-E/RT_s)$ – скорость реакции термического разложения, определяемая законом Аррениуса; E, k_0 , Q – энергия активации, предэкспоненциальный множитель и тепловой эффект реакции термического разложения; ρ_k – плотность коксового остатка материала после завершения термического разложения, поверхности, в глубине тела $n_1 < 0$.

Решения в обеих фазах связываются посредством граничных условий 4-го рода при $n = n_1 = 0$

$$-\lambda_s \frac{\partial T_{sw}}{\partial n_1} = \left(\frac{\mu}{\Pr} \frac{\partial h}{\partial n}\right)_w - \varepsilon \sigma T_w^4,$$

$$T_w = T_s, \quad (\rho v)_w = G_g \equiv G_w.$$

Начальные условия для теплозащитного покрытия (при t = 0):

$$\rho_s(y,0) = \rho_s^0, \quad T_s(n,0) = T^0.$$

Граничные условия внутри материала покрытия:

$$\rho_s(-\infty,t) = \rho_s^0, \quad G_g(-\infty,t) = 0, \quad \partial T_s(-\infty,t)/\partial n_1 = 0.$$

Здесь: $T_w = T_s(0,t)$; индекс 0 «вверху» соответствует начальному моменту времени t = 0; индекс w – поверхности тела.

При проведении расчетов в качестве материалов для твердой фазы использовались теплозащитные покрытия, параметры которых приведены в таб. 3.1 (теплофизические свойства приведены для начального состояния). Для материала \mathbb{N} 3 плотность коксового остатка принималось постоянной $\rho_k = \text{const}$; для материалов № 1 и № 2 эта величина в соответствии с результатами работы [187] считалась заданной функцией температуры.

	Материалы					
	№ 1	№ 2	Nº 3			
ρ _s , кг/м ³	1350	1380	1400			
<i>с_{ps}</i> , Дж/(кг·м ³)	850	986	950			
$\lambda_{s}, BT/(M \cdot K)$	0,48	0,9	0,448			
k_0, c^{-1}	$3,15\cdot10^4$	$3,15\cdot10^4$	$3,15 \cdot 10^4$			
<i>Q</i> , Дж/кг	$3,35 \cdot 10^5$	$3,35 \cdot 10^5$	$1,26 \cdot 10^{6}$			
Е, кДж/моль	$8,3 \cdot 10^4$	$8,3 \cdot 10^4$	$7,54 \cdot 10^4$			
Массовая доля	42	34,76	7,14			
смолы, %						

Таблица 3.1 – Теплофизические и термокинетические параметры УП

Теплофизические коэффициенты для материалов № 1 (УФК-1) и № 2 (УФК-2) брались в виде аппроксимационных зависимостей, построенных на основе табличных данных из работы [187], для материала № 3 – на основе работ [25, 185].

Для численного решения систем уравнений (3.1)-(3.4) использовался метод Петухова [112]. Распределение давления на внешней границе ПС в приведенных ниже расчетах определяется из решения задачи невязкого обтекания тела [177, 178].

Задача пространственного ламинарного ПС решалась в системе координат, которая на сфере связана с критической точкой, а на конусе – с передней точкой тела. В плоскости сопряжения «сфера-конус» осуществлялся пересчет компонент скорости. Для решения задачи использовался алгоритм расчета, основанный на сопряженном подходе и описанный в Приложении А.

Расчеты обтекания затупленного конуса проводились при следующих параметрах: $M_{\infty} = 5$; $R_N = 0,0508$ м; угол полураствора конуса $\theta = 9^{\circ}$, угол атаки $\beta = 10^{\circ}$; толщина оболочки L = 0,01 м; начальная температура $T^0 = 293$ K; $\varepsilon = 0,9$.

На рис. 3.1–3.6 кривые 1 соответствуют высоте полета Z = 20 км, 2 – Z = 40 км, сплошные кривые отвечают теплозащитному покрытию № 1, штриховые – № 2, пунктирные – № 3. На рис. 3.5, 3.6 кривые 1 соответствуют моменту времени t = 9 сек, 2 – t = 50 с.

Временные зависимости температуры и массового расхода в критической точке на поверхности тела представлены на рис. 3.1, 3.2.

Как видно из рис. 3.1, при полете на высоте 20 км температура поверхности в критической точке выше, чем на высоте 40 км. Температура поверхности для материала № 1 достигает более высоких значений, чем для материалов № 2, № 3. На протяжении всего рассматриваемого периода времени (t < 50 с) самые высокие значения массового расхода продуктов пиролиза на высоте Z = 40 км (кривые 2 на рис. 3.2) реализуются для материала № 3, а самые низкие – для материала № 2. Однако для кривых 1, отвечающих Z = 20 км, аналогичное превышение значений массового расхода продуктов разложения сохраняется только для материалов № 1 и № 2, по крайней мере при t < 20 с.



Рисунок 3.1 – Зависимость температуры поверхности в точке $s/R_N = 0$ от времени



Рисунок 3.2 – Зависимость скорости массового уноса продуктов пиролиза в критической точке ($s/R_N = 0$) от времени

При более поздних моментах времени наблюдается превышение этой величины для материала \mathbb{N} 2. Для ТЗП \mathbb{N} 3 скорость массового уноса продуктов пиролиза в начальные моменты времени (t < 5 с) близка к соответствующим значениям материала \mathbb{N} 1, однако в последующие моменты времени она имеет меньшие значения. Это обусловлено тем, что материал \mathbb{N} 3 под действием более сильного аэродинамического нагрева в первые секунды теряет большую часть полимерного связующего в теплозащитном покрытии.

На рис. 3.3 приведена зависимость от времени величины $\Delta T_w = T_{iw} - T_w$, где температура T_{iw} получена без учета термического разложения материала.



Рисунок 3.3 – Влияние массового расхода продуктов пиролиза на температуру поверхности тела в критической точке при *Z* = 40 км

Видно, что пиролиз оказывает более сильное влияние на температуру поверхности для материала № 2, чем для материалов № 1 (при t > 35 сек) и № 3 (при t > 25 сек). Проведенный численный анализ для критической точки показал, что теплозащитные покрытия с меньшей долей смолы при одинаковых термокинетических параметрах ввиду большей температуропроводности прогреваются сильнее и более равномерно по глубине тела. В силу этого температура поверхности и массовый расход продуктов пиролиза у этих материалов оказывается ниже в начальные моменты времени. Поэтому материал № 2 с меньшей долей пиролиза, чем материал № 1.

Значительную роль в процессах прогрева, происходящих в ТЗП, играют термокинетические параметры. На примере материала № 3 видно, что ТЗП с меньшей энергией активации *E* сильнее разлагаются при меньших температурах. Использование теплозащитного материала № 3 с малой долей связующего (7 %) в начальные моменты времени дает более высокие значения массового расхода продуктов разложения, чем для материалов № 1 (42 %) и № 2 (34,76 %). Тепловой эффект *Q* материала № 3 на порядок выше, чем у ТЗП № 1 и № 2. В силу этого, он

прогревается слабее (рис. 3.1) и его температура поверхности ниже соответствующей температуры материала № 1.

ТЗМ № 2 имеет наименьшую температуру поверхности и скорость массового уноса продуктов разложения из всех рассмотренных материалов в указанном диапазоне времени и условиях обтекания. Более высокое по сравнению с другими рассматриваемыми ТЗМ значение теплопроводности (см. таб. 3.1) приводит к более быстрому и равномерному распространению тепла вглубь тела, чем в других ТЗП. Ввиду этого тепло не концентрируется около поверхности, а распределяется по глубине. Поэтому позднее достигается критический уровень температур, при котором происходит разложение материала. По этой причине температура поверхности и массовый расход продуктов пиролиза у материалов, подобным ТЗП № 2, будут выше в поздние моменты времени.

На рис. 3.4–3.6 показаны распределения характеристик тепломассообмена (теплового потока q_w , температуры T_w , скорости массового уноса газообразных компонентов G_w) вдоль плоскости симметрии тела, вычисленных для высот 20 км (кривая 1) и 40 км (кривая 2). Распределения температуры и массового расхода продуктов пиролиза (рис. 3.5, 3.6) представлены в те моменты времени, когда массовый унос в критической точке максимален для материала № 1 (рис. 3.2).

В целом, результаты расчетов, полученные для критической точки, согласуются с результатами в других точках по обводу тела. В силу более высоких значений теплового потока (рис. 3.4) боковая поверхность тела быстрее прогревается на высоте 20 км, чем на 40 км. Можно заметить, что материал № 2 лучше других материалов экранирует тепловой поток как на высоте 20 км, так и на высоте 40 км (рис. 3.5). Наибольшая температура поверхности достигается при использовании материала № 1.



Рисунок 3.4 – Распределение теплового потока на поверхности при t = 0 с



Рисунок 3.5 – Зависимость температуры поверхности от продольной координаты s/R_N . Кривая 1 отвечает t = 7 с, 2 - t = 50 с

Распределения G_w (рис. 3.6) для ТЗМ № 3 несколько отличаются по своему виду от остальных. Это объясняется выбором момента времени и тем обстоятельством, что в окрестности критической точки массовый расход продуктов пиролиза к данному моменту времени имеет убывающий характер.


Рисунок 3.6 – Распределение массового расхода продуктов пиролиза от продольной координаты s/R_N . Кривая 1 соответствует t = 7 с; 2 - t = 50 с

Рассмотрено влияние трех модификаций УП с различными теплофизическими и термокинетическими параметрами на характеристики тепломассообмена и разрушения обтекаемого тела в условиях аэродинамического нагрева. Численными расчетами показано, что материалы, имеющие в исходном состоянии меньшую долю смолы и одинаковые термокинетические параметры, при коротком периоде аэродинамического нагрева имеют меньшую скорость массового уноса газообразных компонентов, а при длительном нагреве – большую.

3.2 Численное исследование процесса теплообмена системы транспирационного охлаждения при влиянии МЭВ

Вибрационные и колебательные процессы сопровождают некоторые явления природы и могут быть как вредны, так и полезны. Колебательное движение газа и жидкости служит причиной интенсификации широкого круга процессов тепломассообмена и приводит к усилению теплообмена тел, сушки, диффузии, электроосаждения и т.д. [75, 188–190]. Системы пористого охлаждения находят широкое применение в технике: испарительные системы, фильтры, элементы тепловой защиты летательных аппаратов [25, 28, 50, 191, 192, 193]. Эксплуатация таких систем может сопровождаться возмущениями – акустическими колебаниями, вибрациями стенок, пульсациями давлений, турбулентными шумами. В зависимости от типа возмущений, амплитуды и частоты колебаний тепловые и фильтрационные характеристики пористых материалов могут искажаться [28].

В данном параграфе в отличие от [69] в рамках двухтемпературной проницаемой инертной среды проведено теоретическое исследование системы транспирационного охлаждения при влиянии МЭВ. Результаты численного решения краевой задачи сравниваются с известными экспериментальными данными.

Постановка задачи. Рассмотрим формулу для определения теплового потока на проницаемой пластине [194], обтекаемой турбулентным потоком газа, полученную на основе аппроксимационных расчетных зависимостей, полученных в [195]:

$$\frac{\mathrm{St}}{\mathrm{St}_{0}} = \frac{\gamma \exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)}{1+\frac{2\gamma}{\mathrm{Pr}}\exp\left(\frac{\gamma}{1+\mathrm{Pr}}\right)-\exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)},\tag{3.12}$$

где $\operatorname{St} = \frac{q_w}{(\rho v)_e (h_e - h_w)}, \ \gamma = \frac{(\rho v)_w}{(\rho v)_e \operatorname{St}_0}, \ \operatorname{St}_0 = \frac{(\alpha / c_p)_0}{(\rho v)_e}, \ \operatorname{Pr} = \left(\frac{c_p \mu}{\lambda}\right)_e, \ \operatorname{St} -$ число Стан-

тона, Pr – число Прандтля.

Считается, что в зоне 1 (рис. 3.7) задан переменный (пульсирующий) конвективный тепловой поток $q_w(v,t)$, действующий на ТЗМ определенное время, тогда согласно (3.12) имеем

$$q_{w}^{(1)} = \frac{(\rho v)_{w}(h_{e} - h_{w}^{(1)}) \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)}{1 + \frac{2b}{\Pr} \exp\left(\frac{b}{1 + \Pr}\right) - \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)},$$
(3.13)

где
$$b = \frac{(\rho v)_w}{(\alpha/c_p)_0};$$
 $\left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_{\mathrm{H}} \left[1 + \frac{A\cos(ft)}{(\alpha/c_p)_{\mathrm{H}}}\right],$ $f = 2\pi v,$ $h_w^{(1)} = c_{p2}T_{1w},$

 $c_{p2} = a_1 + 2a_2 T_{2w}.$

В завесной зоне 2 (для задания граничных условий) воспользуемся формулой из [196], в которой учитывается влияние вдува на тепловой поток в виде модификации В. П. Мугалева [25]

$$q_{w}^{(2)} = \left(\frac{\alpha}{c_{p}}\right)_{\mathrm{H}} (1 - k_{1}b^{k_{2}})(h_{e} - h_{w}^{(2)}), \ h_{w}^{(2)} = c_{p2}T_{w},$$

где $b = \frac{(\rho v)_w (y=0)}{(\alpha/c_p)_H (y_m)}, y_m, k_1, k_2 -$ постоянные.



Рисунок 3.7 – Схема обтекаемого тела

Считается, что коэффициент теплопроводности (λ₁) каркаса ТЗМ известен из [28, 69]

$$\lambda_1 = \lambda_1(T_1) + \lambda', \ \lambda' = \frac{\pi c_{p2} \rho_2 \varphi B^2 \nu}{\sqrt{2}}.$$
 (3.14)

Выражение для эффективной вязкости µ_{ef} в законе Дарси возьмем в виде модификации Эйнштейна [197]

$$\mu_{ef} = \mu [1 + C\cos(tf)], \qquad (3.15)$$

где C – безразмерный коэффициент ($0 < C \le 0,2$).

Величину частоты колебаний *f* можно получить по формуле из [198]

$$f = \frac{1}{B} \left(\frac{2I}{\rho_2 a}\right)^{0.5},$$

Для упрощения анализа примем следующее:

 около поверхности тела, обтекаемого высокоэнтальпийным потоком воздуха, сформировался ПС (число Рейнольдса в набегающем потоке Re_∞>> 1);

2) среда двухтемпературная (различаются температуры газовой и конденсированной фаз);

3) величина потока массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины (рис. 3.7, $L_1 >> L_3$);

4) разрушение тела при взаимодействии с набегающим потоком газа не учитывается, а внутри и на его поверхности отсутствуют гетерогенные и гомогенные химические реакции и фазовые переходы;

5) плотность газовой фазы определяется из уравнения состояния идеального газа;

6) фильтрующийся газ предполагается однородным со значением молекулярной массы, близкой к воздушной смеси;

7) состав вдуваемого газа и газа в набегающем внешнем потоке одинаков.

8) процесс распространения тепла теплопроводностью считается двумерным.

Расход газа-охладителя определяется из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [25, 199], так как при больших массовых скоростях (ρv)_w (Re > 10) наблюдается турбулентный режим фильтрации [199], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Задача расчета характеристик теплообмена сводится к решению системы уравнений сохранения:

в области 1 (см. рис. 3.7) -

$$\frac{\partial(\rho_2 v \phi)}{\partial x} = 0, \qquad (3.16)$$

$$\rho_1 c_{p1} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] - A_v (T_1 - T_2), \quad (3.17)$$

$$c_{p2}\left(\rho_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial t}+\rho_{2}\nu\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial y}\right)+A_{\nu}(T_{1}-T_{2}),\qquad(3.18)$$

$$\alpha \mu_{ef} v + \beta \rho_2 \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{\partial x}, \qquad (3.19)$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \ \lambda_2 = \lambda_{2_{\rm H}} \sqrt{\frac{T_2}{T_{\rm H}}}, \ \mu = \mu_{\rm H} \sqrt{\frac{T_2}{T_{\rm H}}}, \tag{3.20}$$

в области 2 (сплошная стальная окантовка на рис. 3.7) –

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right).$$
(3.21)

Система уравнений (3.16)–(3.19), (3.21) решается со следующими начальными и граничными условиями:

$$T_i\Big|_{t=0} = T\Big|_{t=0} = T_{\rm H}, i = 1, 2;$$
 (3.22)

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины 0*A* (область *1* на рис. 3.7) имеют место балансовые граничные условия [200]

$$(q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \,\sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi) = -\lambda_1 (1 - \varphi) \left(\frac{\partial T_1}{\partial x}\right) \bigg|_{\Gamma_1}, \qquad (3.23)$$

$$q_{w}^{(1)}\phi = -\lambda_{2}\phi\left(\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_{1}};$$
(3.24)

на оси симметрии 0F

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_7} = 0, \ i = 1, 2; \qquad (3.25)$$

на поверхности сплошной стальной оболочки *BCD* задаются условия тепловой изоляции

$$\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_3} = 0, \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_4} = 0; \qquad (3.26)$$

на внутренней поверхности DEF [200]

$$\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_{5}} = \delta(T\Big|_{\Gamma_{5}} - T_{H}), \left(-\lambda_{1}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_{6}} = \delta(T_{1}\Big|_{\Gamma_{6}} - T_{H}), \quad (3.27)$$

$$T_{2}|_{\Gamma_{6}} = \frac{\delta}{c_{p2}(\rho \nu)_{w}} (T_{1}|_{\Gamma_{6}} - T_{H}) + T_{H}; \qquad (3.28)$$

на линии сопряжения АЕ областей 1 и 2 условие идеального контакта

$$\lambda_{1}(1-\varphi)\left(\frac{\partial T_{1}}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_{-}} = \lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_{+}}, \ T_{1}\Big|_{\Gamma_{-}} = T\Big|_{\Gamma_{+}}, \ T_{1}\Big|_{\Gamma} = T_{2}\Big|_{\Gamma}; \quad (3.29)$$

на внешней нагреваемой поверхности окантовки 2

$$q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \,\sigma T_w^4 = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_2} \tag{3.30}$$

на внешней и внутренней поверхностях области 1 имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$P_{w}|_{\Gamma_{1}} = P_{e}, P|_{\Gamma_{6}} = P_{L_{1}}.$$
 (3.31)

Методика расчета и исходные данные. Распределение давления от продольной координаты y на внешней нагреваемой поверхности проницаемого тела бралось из эксперимента [69]. Давление на внутренней «холодной» поверхности пластины (L_1) задавалось в виде

$$P_{L_1} = k P_{e0}, (3.32)$$

что обеспечивало необходимый расход охладителя и температуру тела ниже температуры плавления стали 1600 К [25, 201] в промежуток времени, в течение которого осуществлялось тепловое воздействие.

Краевая задача (3.17), (3.18), (3.21)–(3.30) решалась численно с использованием локально-одномерного метода расщепления [202]. Применялась неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_x^2 + H_y^2)$. Для опорного варианта проведено тестирование численного метода.

Расчет осуществлен при прочих равных входных данных для разных шагов по пространству $H_x = 0.5 \cdot 10^{-4}$ м, $H_y = 2.4 \cdot 10^{-4}$ м, $h_{x1} = 2 \cdot H_x$, $h_{x2} = H_x$, $h_{x3} = H_x/2$, $h_{x4} = H_x/4$, $h_{y1} = 2 \cdot H_y$, $h_{y2} = H_y$, $h_{y3} = H_y/2$, $h_{y4} = H_y/4$. Температура каркаса и газа фиксировалась по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие $\Delta = \max[\Delta_{T_1}, \Delta_{T_2}]$ относительной погрешности по температуре падало и к конечному моменту времени t = 10 с составляло: $\Delta_1 = 10.3$ %, $\Delta_2 = 5.4$ %, $\Delta_3 = 2.6$ %. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $h_{x3} = H_x/2$, $h_{y3} = H_y/2$.

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала для образца из спеченного порошка нержавеющей стали приведены в [64, 203], для воздуха – в [204]. Теплофизические коэффициенты сплошной стали (окантовки) $\lambda(T)$, $c_p(T)$ в зависимости от температуры взяты из [205], а величины α и β – из [64, 69]. Приводимые ниже результаты получены при $T_{\rm H} = 293$ K, $(\alpha/c_p)_{\rm H} = 0,2$ кг/(с·м²), A = 0,03 кг/(с·м²), $\mu_{\rm H} = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $T_e = 3600$ K, $\lambda_e = 0,782$ Bт/(м·K), $c_{pe} = 4024$ Дж/(кг·К), $h_e = 1,449 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\rho_e = 0,088$ кг/ м³, $\mu_e = 1,747 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с), R = 8,314 Дж/(моль·К), $B = 10^{-3}$ м, M = 29 кг/кмоль, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Bт/(м²·K⁴), $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $L_3 = 9,5 \cdot 10^{-3}$ м, $L_4 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\lambda_1 = 2,92 + 4,5 \cdot 10^{-3} \cdot T_1$ Bт/(м·К), $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0,544 \cdot T_1) \cdot 10^3$ Дж/(К·м³), $\delta = 100$ BT/(K·м²), $\lambda_{2\rm H} = 0,0257$ BT/(м·K), $\rho = 7800$ кг/м³, I = 0 - 0,5 кг/с³, $t_k = 10$ с, a = 340 м/с, $\phi = 0,36 - 0,67$, $a_1 = 965,5$, $a_2 = 0,0735$, $\varepsilon^{(1)} = 0,8$, $\varepsilon^{(2)} = 0,82$, C = 0,2, $v_1 = 0,015$, $v_2 = 1$.

В табл. 3.2 приведена зависимость экспериментальной $T_w(0)$ [69] и расчетной T_{1w} (0) температур внешней поверхности проницаемой стали от величины расхода газа-охладителя, параметра k в формуле (3.32) и пористости $\varphi = 0,36$ в отсутствие периодических возмущений газа-охладителя (I = 0). Как видно из табл. 3.2, отличие относительной погрешности (Δ) расчетной температуры поверхности от экспериментальной составляет не более 11,9 %.

Таблица 3.2 – Зависимость относительной погрешности температуры поверхности от расхода газа-охладителя и параметра *k*

k	$(\rho v)_w(0),$	$T_w(0), K$	$T_{1w}(0), K$	Δ, %
	$\kappa \Gamma / (M^2 \cdot c)$			
1.072	0,2	1224	1370	11,9
1.092	0,4	1044	968	7,2
1.105	0,6	792	763	3,7
1.122	0,8	648	589	9,1

На рис. 3.8 и 3.9 представлены зависимости внешней температуры поверхности каркаса T_{1w} и расхода газа-охладителя $(\rho v)_w$ от продольной координаты *у* при $\phi = 0,67$ в момент окончания теплового воздействия t = 10 с.

Кривые 1–4 на рис. 3.8 и 3.9 отвечают величине интенсивности пульсаций: I = 0, 0, 1, 0, 3, 0, 5, что соответствует случаю отсутствия или наличия пульсаций для характеристик теплообмена в формулах (3.13)–(3.14). Из анализа кривых 1–4 (рис.3.8 и 3.9) следует, что учет периодических возмущений может, как усиливать, так и ослаблять интенсивность процесса теплообмена. Это свидетельствует о восприимчивости систем пористого охлаждения к пульсациям потока газа-охладителя и возможности управления процессом теплообмена в T3M.



Рисунок 3.8 – Зависимость внешней температуры поверхности каркаса

от продольной координаты у, м в момент времени



Рисунок 3.9 – Зависимость расхода газа-охладителя $(\rho v)_w$, кг/(с·м²) от продольной координаты *y*, м в момент времени t = 10 с: 1 - I = 0, 2 - 0, 1, 3 - 0, 3, 4 - 0, 5

На рис. 3.10 дано распределение температуры каркаса T_1 (сплошные кривые) и газа T_2 (штриховые кривые) на глубине слоя x при y = 0 и $\varphi = 0,67$ в момент времени t = 10 с.



Рисунок 3.10 – Распределение температуры каркаса, газа по глубине слоя x, м при y = 0 в момент t = 10 с: 1 - I = 0, 2 - 0.1, 3 - 0.3, 4 - 0.5

Из рис. 3.10 видно, что для балансовых граничных условий (3.23), (3.24) [200], имеющих смысл законов сохранения, $T_{2w} > T_{1w}$. Однако по мере продвижения вглубь материала величина T_1 становится выше T_2 . Это связано с резким ростом температуры воздуха на поверхности и в некоторой ее окрестности из-за теплообмена с внешней средой и каркасом и большей температуропроводностью воздуха, чем у каркаса из пористой стали. Затем по мере установления процесса теплообмена конденсированная фаза прогревается быстрее, поскольку теплопроводность водность проницаемой стали на два порядка выше теплопроводности газа.

В табл. 3.3 приведены зависимости внешней поверхности каркаса пористой стали T_{1w} от расхода газа-охладителя при $\phi = 0,4$, $\nu = 0$ и $\nu = 5,2$ с⁻¹. Расчету отве-

чают значения $T_{1w}(0)$ при x = y = 0, экспериментальному результату $T_w(0)$, взятые из [67]. Отличие относительной погрешности численного решения от эксперимента составляет не более 18,2 % при v = 0 и 17,1 % при v = 5,2 с⁻¹.

Таблица 3.3 – Относительная погрешность расчетной температуры внешней оверхности каркаса в зависимости от расхода газа-охладителя при отсутствии и влиянии пульсаций

v, c^{-1}			0			5,2		
$(\rho v)_{w}(0), \kappa r/(m^{2} \cdot c)$	0,4	0,8	1,2	1,4	0,4	0,8	1,2	1,4
$T_{w}(0), \mathrm{K}$	1080	666	504	450	900	594	450	360
$T_{1w}(0), K$	933	578	412	373	752	492	375	339
Δ, %	13,6	13,2	18,2	17,1	16,4	17,1	16,6	5,8

Разработана математическая модель для расчета характеристик теплообмена в системах пористого охлаждения при наличии периодических возмущений газа-охладителя. Учет пульсаций потока газа-охладителя неоднозначно влияет на интенсивность процесса теплообмена в системах пористого охлаждения. Получено количественное и качественное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными [67, 69].

3.3 Математическое моделирование процесса теплообмена в теплозащитном материале

Металлические пористые материалы имеют широкое применение в различных отраслях промышленности, в том числе в авиакосмической отрасли, которое обусловлено такими свойствами пористых металлических материалов как большая термостойкость, высокая степень очистки (фильтры) при хорошей проницаемости, способность противостоять высоким давлениям, коррозии и так далее [28, 51, 191, 192]. При использовании пористых металлов в качестве T3M [28, 51, 191, 192] с целью организации пористого охлаждения одной из важных характеристик является равномерное распределение проницаемости по поверхности [28]. В данном параграфе исследуется влияние пористости и теплофизических свойств некоторых проницаемых металлов на теплообмен в системах транспирационного охлаждения.

Для упрощения анализа будем считать, что:

1) величина потока массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины (рис. 3.7, $L_1 \ll L_3$);

2) тело при взаимодействии с потоком газа не разрушается, а внутри и на его поверхности отсутствуют гетерогенные и гомогенные химические реакции и фазовые переходы;

 плотность газовой фазы определяется из уравнения Менделеева-Клапейрона;

4) фильтрующийся газ берется однородным со значением молекулярной массы, близкой к воздушной смеси;

5) состав вдуваемого газа и газа в набегающем внешнем потоке одинаков;

6) среда двухтемпературная (газовая и конденсированная фазы имеют различные температуры);

7) процесс распространения тепла теплопроводностью считается двумерным.

В работе [194] на основе аппроксимационных расчетных зависимостей, полученных в [195], приведена формула для определения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой потоком газа при турбулентном режиме течения ($\text{Re} > 10^5$) в ПС:

$$\frac{\mathrm{St}}{\mathrm{St}_{0}} = \frac{\gamma \exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)}{1+\frac{2\gamma}{\mathrm{Pr}}\exp\left(\frac{\gamma}{1+\mathrm{Pr}}\right) - \exp\left(\frac{1-\mathrm{Pr}}{1+\mathrm{Pr}}\gamma\right)},\tag{3.33}$$

где $St = \frac{q_w}{(\rho v)_e (h_e - h_w)}; \ \gamma = \frac{(\rho v)_w}{(\rho v)_e St_0}; \ St_0 = \frac{(\alpha/c_p)_0}{(\rho v)_e}; \ Pr = \left(\frac{c_p \mu}{\lambda}\right)_e; \ St -$ число Стан-

тона; Pr – число Прандтля; $(\rho v)_w$ – расход газа-охладителя в порах теплозащитного материала; c_p –удельная теплоемкость; μ – динамическая вязкость; h – энтальпия;

λ –коэффициент теплопроводности; α – коэффициент теплообмена; индексы *e* – внешняя граница ПС; *w* – внешняя нагреваемая поверхность обтекаемого тела; 0 – отсутствие вдува с поверхности.

Будем считать, что задан конвективный тепловой поток из газовой фазы $q_w(t)$ (рис. 3.7), действующий на ТЗМ определенное время, тогда согласно (3.33) имеем

$$q_{w}^{(1)} = \frac{(\rho v)_{w}(h_{e} - h_{w}^{(1)}) \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)}{1 + \frac{2b}{\Pr} \exp\left(\frac{b}{1 + \Pr}\right) - \exp\left(\frac{1 - \Pr}{1 + \Pr}b\right)},$$
(3.34)

где $b = \frac{(\rho v)_w}{(\alpha / c_p)_0}$, $h_w^{(1)} = c_{p2} T_{1w}$; $c_{p2} = a_1 + 2a_2 T_{2w}$; $c_{p2} -$ удельная теплоемкость газа-

охладителя при постоянном давлении; t – время; T – температура; a_1 , a_2 – постоянные; индексы 1 и 2 внизу – каркас и газ в области 1; (1) и (2) вверху – область 1 и 2 на рис. 3.7.

В завесной зоне 2 (для задания граничных условий) используем формулу из [196], в которой учтено влияние вдува на тепловой поток в виде модификации В. П. Мугалева [25]

$$q_{w}^{(2)} = \left(\frac{\alpha}{c_{p}}\right)_{0} (1 - k_{1}b^{k_{2}})(h_{e} - h_{w}^{(2)}), \ h_{w}^{(2)} = c_{p2}T_{w},$$

где $b = \frac{(\rho v)_w (y=0)}{(\alpha/c_p)_0 (y_m)}, y_m, k_1, k_2 -$ постоянные.

Расход газа-охладителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [25, 51], так как при больших массовых скоростях (ρv)_w (Re > 10) имеет место турбулентный режим фильтрации [51], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Задача расчета характеристик теплообмена приводит к решению системы уравнений сохранения [28]:

в области *1* (см. рис. 3.7)

$$\frac{\partial(\rho_2 v \phi)}{\partial x} = 0, \qquad (3.35)$$

$$\rho_1 c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) - A_v (T_1 - T_2), \qquad (3.36)$$

$$c_{p2}\left(\rho_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial t}+\rho_{2}\nu\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial y}\right)+A_{\nu}(T_{1}-T_{2}),\qquad(3.37)$$

$$A\mu v + B\rho_2 \varphi v |v| = -\frac{\partial P}{\partial x}, \qquad (3.38)$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \ \lambda_2 = \lambda_{2,in} \sqrt{\frac{T_2}{T_{in}}}, \ \mu = \mu_{in} \sqrt{\frac{T_2}{T_{in}}},$$
$$c_{p1} = c_p(T_1)(1 - \varphi), \ \lambda_1 = \lambda(T_1)(1 - r\varphi);$$
(3.39)

в области 2 – уравнение теплопроводности для сплошной стальной окантовки

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_s \frac{\partial T}{\partial y} \right).$$
(3.40)

Систему уравнений (3.35)–(3.38), (3.40) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_i\Big|_{t=0} = T\Big|_{t=0} = T_{in}, i = 1, 2;$$
 (3.41)

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины 0*A* (область *1* на рис. 3.7) имеют место балансовые граничные условия [200]

$$(q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi) = -\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_1}, \qquad (3.42)$$

$$q_{w}^{(1)}\phi = -\lambda_{2}\phi\left(\frac{\partial T_{2}}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_{1}};$$
(3.43)

на линии сопряжения АЕ областей 1 и 2 условие идеального контакта

$$\lambda_{1} \left(\frac{\partial T_{1}}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_{-}} = \lambda_{s} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_{+}}, \ T_{1} \Big|_{\Gamma_{-}} = T \Big|_{\Gamma_{+}}, \ T_{1} \Big|_{\Gamma} = T_{2} \Big|_{\Gamma};$$
(3.44)

на внешней нагреваемой поверхности окантовки 2

$$q_{w}^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_{w}^{4} = -\lambda_{s} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{\Gamma_{2}}; \qquad (3.45)$$

на оси симметрии 0F

$$\left. \left(\frac{\partial T_i}{\partial y} \right) \right|_{\Gamma_7} = 0, \quad i = 1, 2; \qquad (3.46)$$

на поверхности сплошной стальной оболочки *BCD* заданы условия тепловой изоляции

$$\left. \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \right|_{\Gamma_3} = 0, \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \right|_{\Gamma_4} = 0; \qquad (3.47)$$

на внутренней поверхности DEF использованы формулы из [200]

$$\left(-\lambda_s \frac{\partial T}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_5} = \delta(T\Big|_{\Gamma_5} - T_{in}), \left(-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}\right)\Big|_{\Gamma_6} = \delta(T_1\Big|_{\Gamma_6} - T_{in}), \quad (3.48)$$

$$T_{2}|_{\Gamma_{6}} = \frac{\delta}{c_{p2}(\rho v)_{w}} (T_{1}|_{\Gamma_{6}} - T_{in}) + T_{in}; \qquad (3.49)$$

на внешней и внутренней поверхностях области 1 имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$P_{w}|_{\Gamma_{1}} = P_{e}, P|_{\Gamma_{6}} = P_{L_{1}}.$$
 (3.50)

В приведенных уравнениях и в дальнейшем использованы следующие обозначения: x и y – поперечная и продольная пространственные координаты; P – давление; v – скорость фильтрация газа в области 1; ρ – плотность; δ – коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности пластины; A_v – коэффициент объемного теплообмена между газом и каркасом; R – универсальная газовая постоянная; A и B – вязкостный и инерционный коэффициенты в законе Дарси; σ – постоянная Стефана–Больцмана; ε – излучательная способность поверхности T3M; M – молекулярный масса воздуха; L_i , $i = \overline{1, 4}$ – толщины и длины оболочек I и 2 на рис. 3.7; Ре – число Пекле; Nu – число Нуссельта; индексы: *in* – начальное значение; k – момент окончания теплового воздействия; v – объемная величина; L_1 – внутренняя сторона обтекаемого тела; s – сталь; m – молибден; t – вольфрам; * – характерное значение. *Методика расчета и исходные данные*. Давление на внешней нагреваемой поверхности проницаемого тела было известно из эксперимента [28, 69]. Давление на внутренней «холодной» поверхности пластины (L_1) задано в виде

$$P_{L_{i}} = kP_{e0}, \tag{3.51}$$

где *k* – некоторая постоянная. Это обеспечивало необходимый расход охладителя и температуру тела ниже температуры плавления стали 1600 К [25, 201] в промежуток времени, в течение которого осуществлялось тепловое воздействие.

Теплофизические коэффициенты для сплошной стали, молибдена и вольфрама в зависимости от температуры известны [201] и приведены в табл. 3.4.

металл,	<i>Т</i> , К	293	473	673	873	1073
плотность						
молибден	<i>с_{рт}, Дж/(кг</i> ·К)	256	260	267	280	290
12300, кг/м ³	$\lambda_m, BT/(M \cdot K)$	140	135	130	125	117
сталь	<i>с_{ps}</i> , Дж/(кг·К)	503	510	520	550	600
7800, кг/ м ³	$\lambda_s, BT/(M \cdot K)$	13	14	16	18	21
вольфрам	<i>с_{pt},</i> Дж/(кг·К)	132	136	140	144	148
19350, кг/ м ³	λ_t , BT/(M·K)	163	156	137	124	116

Таблица 3.4 – Теплофизические характеристики металлов от температуры

Используем формулу В. И. Оделевского [51]. Тогда в последнем уравнение из соотношений (3.39) для λ_1 пористого металла имеем r = 1,5. В статье ниже величина пористости имеет ограничение ($\phi \le 0.44$).

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \varphi v = -(\rho v)_w$ (знак минус обусловлен тем, что нормальная координата *x* направлена вглубь тела (см. рис. 3.7), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с первым выражением (3.39), нелинейным законом Дарси (3.38) и граничными условиями (3.50) можно проинтегрировать и найти расход газа и давление в области *1* [200]:

$$(\rho v)_w(y) = \frac{\left[2B(P_{L_1}^2 - P_w^2)\phi MD_{L_1}/R + E_{L_1}^2\right]^{0.5} - E_{L_1}}{2BD_{L_1}},$$

$$P(x, y) = \{P_w^2 + 2R(\rho v)_w[B(\rho v)_w D + E]/M\phi\}^{0.5},$$
где $D(x, y) = \int_0^x T_2(s, y)ds, E(x, y) = A\int_0^x \mu T_2(s, y)ds.$

Коэффициент объемного теплообмена *A*_v между газом и каркасом определен из формул [205]

$$Nu_v = v_1 Pe^{v_2}$$
, 0,5 < Pe < 80, $v_2 = 1-1,3$,

где $\operatorname{Nu}_{v} = A_{v} l^{2} / \lambda_{2}$, $\operatorname{Pe} = (\rho v)_{w} lc_{p2} / \lambda_{2}$, l = B/A.

Краевая задача (3.36), (3.37), (3.40)–(3.49) решена численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [202]. Использована неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_x^2 + H_y^2)$, где H_x – шаг по пространству вдоль координаты x, H_y – шаг по пространству вдоль координаты y, τ – шаг по времени. Для опорного варианта проведено тестирование численного метода.

Расчет осуществлен при прочих равных входных данных для разных шагов по пространству $H_x = 0.5 \cdot 10^{-4}$ м, $H_y = 2.4 \cdot 10^{-4}$ м, $h_{x1} = 2 \cdot H_x$, $h_{x2} = H_x$, $h_{x3} = H_x/2$, $h_{x4} = H_x/4$, $h_{y1} = 2 \cdot H_y$, $h_{y2} = H_y$, $h_{y3} = H_y/2$, $h_{y4} = H_y/4$. Температура каркаса и газа фиксировали по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решена с переменным шагом по времени, который выбирали из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие $\Delta = \max[\Delta_{T_1}, \Delta_{T_2}]$ относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени t = 10 с составляло: $\Delta_1 = 8,3$ %, $\Delta_2 = 4,1$ %, $\Delta_3 = 2,3$ %. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $h_{x3} = H_x/2$, $h_{y3} = H_y/2$.

Теплофизические характеристики для воздуха взяты из [204], а величины A и B -из [28, 69]. Приводимые ниже результаты получены при T_{in} = 293 K, $(\alpha/c_p)_0 = 0,2$ кг/(с·м²), $\mu_{in} = 1,81 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $T_e = 3600$ K, $\lambda_e = 0,782$ Вт/(м·К), $c_{pe} = 4024$ Дж/(кг·К), $h_e = 1,449 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\mu_e = 1,747 \cdot 10^{-4}$ кг/ (м·с), R = 8,314 Дж/(моль·К), M =

29 кг/кмоль, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Bt/(м²·K⁴), $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $L_3 = 9,5 \cdot 10^{-3}$ м, $L_4 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\lambda_{2,in} = 0,0257$ Bt/(м·K), $\delta = 100$ Bt/(K·M²), $\lambda_s = 23$ Bt/(м·K), $c_{ps} = 600$ Дж/(кг K), $\rho_s = 7800$ кг/м³, $A = 7 \cdot 10^{10}$ м⁻², $B = 10^{6}$ м⁻¹, $P_{in} = 10^{5}$ H/м², $t_k = 10$ с, $a_1 = 965,5, a_2 = 0,0735, \varepsilon_s^{(1)} = 0,65, \varepsilon_m^{(1)} = 0,28, \varepsilon_t^{(1)} = 0,39, \varepsilon^{(1)} = 0,6, v_1 = 0,015, v_2 = 1, k_1 = 0,285, k_2 = 0,165, \varphi = 0,36 - 0,44, k = 1,04 - 1,062.$

Обоснование допущения об отсутствии перетекания охладителя в продольном направлении. В эксперименте [28] использовалась пористая пластинка, укрепленная в державке с двух сторон (см. рис. 4.3.1 на стр. 256 [28]) по толщине $L_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ м и сечением (диаметром) $2 \cdot L_3 = 1,9 \cdot 10^{-2}$ м. Термопара была зачеканена в середине пластинки на нагреваемой внешней поверхности, а отношение толщины и длины пластинки практически различаются на порядок. Кроме того, пористая пластина упирается в сплошную окантовку с двух сторон по длине, поэтому протекание газа в зону 2 державки будет отсутствовать $v|_{\Gamma} = 0$ снизу и сверху.

Предположим, что есть фильтрационное течение газа из-за изменения температуры пористого тела вдоль оси *у* и используем, например, линейный закон Дарси

$$v_{y} = -\frac{\xi}{\mu} \frac{\partial P}{\partial y}.$$
(3.52)

При $v|_{\Gamma} = 0$ давление на границе области постоянно: $P|_{\Gamma} = P_{in} = \text{const}$ и одинаково, а коэффициент проницаемости ξ пористой среды задается [51]. Тогда будет мала скорость течения газа вдоль пластины, несмотря на неравномерное распределение температуры вдоль оси *у*.

Для проверки утверждения добавим конвективное слагаемое в левую часть уравнения сохранения энергии газовой фазы (3.37): $c_{p2}\rho_2\varphi v_y\partial T_2/\partial y$, чтобы оценить его влияние на теплообмен

$$c_{p2}\left[\rho_{2}\varphi\frac{\partial T_{2}}{\partial t}+\rho_{2}\varphi\left(v_{x}\frac{\partial T_{2}}{\partial x}+v_{y}\frac{\partial T_{2}}{\partial y}\right)\right]=$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) + A_v (T_1 - T_2), \qquad (3.53)$$

где v_x , v_y – составляющие скорости движения охладителя по осям x, y соответственно, а плотность ρ_2 по оси y находится из первой формулы соотношений (3.39).

Уравнение сохранения массы (3.35) оставим неизменным

$$\frac{\partial(\rho_2 v_x \phi)}{\partial x} = 0, \qquad (3.54)$$

так как в (3.54) пренебрегаем слагаемым $\partial \rho_2 \varphi v_y / \partial y$, если v_y находится согласно линейному закону Дарси (3.52). Известно [25, 51], что линейный закон Дарси (3.52) описывает ламинарное движение газа, жидкости в пористой среде, скорости течений которых на порядки меньше скоростей движения при турбулентном режиме течения. Тогда, если переобозначить $v_x = v$, то мы приходим к решению той же самой краевой задачи (3.35)–(3.38), (3.40)–(3.50), где вместо уравнения (3.37) надо использовать уравнение (3.53). Для вычисления проницаемости (ξ) в уравнении (3.52) берется формула Кармана–Козени [51]

$$\xi = \frac{\xi_* \varphi^3}{(1 - \varphi)^2}.$$
 (3.55)

Результаты численного решения и их анализ. Рассмотрим обтекание стенки из вольфрама для $\varphi=0,36$ при $v_y = 0$ ($\xi_*=0$ в формуле (3.55)) – отсутствие течения охладителя вдоль оси *y* и при $v_y \neq 0$, $5 \cdot 10^{-12} \le \xi_* \le 5 \cdot 10^{-10}$ м² – наличие этого течения. Ранее для $\xi_* = 5 \cdot 10^{-11}$ м² были получены ламинарные режимы фильтрации газа при моделировании процесса тепломассообмена в проницаемых T3M [28, 193].

В результате численного расчета найдено, что в широком диапазоне изменения ξ_* в (3.55) температура внешней нагреваемой поверхности каркаса изменялась не более чем на 1,2 % по отношению к температуре поверхности пористой стенки при $\xi_* = 0$ по всей длине оси *у*. По глубине образца *х* это отличие еще меньше.

В табл. 3.5 приведена зависимость экспериментальной $T_w(0)$ [28] и расчетной $T_{1w}(0)$ температур внешней поверхности ТЗМ от величины расхода газаохладителя (ρv)_w(0), параметра *k* в формуле (3.51) и пористости $\varphi = 0,36$ для проницаемого молибдена. Как видно из табл. 3.5, отличие относительной погрешности (Δ) расчетной температуры поверхности от экспериментальной составляет не более 16,2 %.

Таблица 3.5 – Относительная погрешность расчетной температуры внешней поверхности каркаса из молибдена в зависимости от расхода газа-охладителя

$(\rho v)_w(0),$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
$\kappa \Gamma / (M^2 \cdot c)$					
$T_w(0), \mathrm{K}$	720	522	396	354	301
$T_{1w}(0), K$	603	471	417	373	318
Δ, %	16,2	9,8	5,3	5,4	5,6

В табл. 3.6 представлены зависимости $T_{1w}(0)$ температуры внешней поверхности ТЗМ от $(\rho v)_w(0)$ для пористой стали и проницаемого молибдена при $\varphi = 0,36$. Такая разница в температурах стенок образуется из-за различной интенсивности внутреннего теплообмена, обусловленная теплофизическими свойствами этих металлов, по-видимому, высокой величиной коэффициента теплопроводности молибдена.

Таблица 3.6 – Зависимость расчетной температуры внешней поверхности ТЗМ от расхода газа-охладителя

пористый	$(\rho v)_w(0),$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
материал	$\kappa \Gamma / (M^2 \cdot c)$					
сталь	$T_{1w}(0), K$	795	566	468	408	365
молибден	$T_{1w}(0), K$	603	471	417	373	318

Кроме того, сделанный структурный анализ поверхностей показал [28], что у молибдена количество выходов пор на единицу площади больше, чем у стали. Пористый молибден обладает более мелкозернистой структурой, у него более развитая, чем у стали удельная внутренняя поверхность при одинаковой пористо-

сти. Уменьшение диаметра частиц приводит к увеличению числа выходов пор по всей поверхности и, тем самым, к более равномерному распределению подаваемого охладителя.

Рассмотрим влияние пористости на теплообмен. На рис. 3.11–3.12 приведена зависимость температуры каркаса T_{1w} стенки из вольфрама, расхода газаохладителя (ρv)_w с поверхности ТЗМ и конвективного теплового потока q_w из газовой фазы от продольной координаты y в момент окончания теплового воздействия $t = t_k$. Кривые 1–3 на рис. 3.11–3.13 отвечают пористости: $\varphi = 0,36, 0,4, 0,44$. Из анализа кривых 1–3 видно, что увеличение пористости материала ведет к снижению температуры защищаемой стенки. Этот результат качественно согласуется с экспериментальными данными [28]. Увеличение пористости приводит к увеличению расхода газа-охладителя с поверхности и как следствие этого к снижению тепловых потоков (см. рис. 3.13).



Рисунок 3.11 – Зависимость внешней температуры поверхности каркаса от продольной координаты *y* в момент времени *t* = 10 с для пористости φ: *1* – 0,36, *2* – 0,4, *3* – 0,44



Рисунок 3.12 – Зависимость расхода газа-охладителя от продольной координаты y в момент времени t = 10 с. Обозначения те же, что и на рис. 3.11



Рисунок 3.13 – Зависимость конвективного теплового потока из газовой фазы от продольной координаты *у* в момент времени *t* = 10 с. Обозначения те же, что и на рис. 3.11

На рис. 3.14 представлено распределение температуры каркаса из пористой стали T_1 (сплошные кривые) и газа T_2 (штриховые кривые) по глубине слоя x при y = 0 и $\varphi = 0,4$ в различные моменты времени.



Рисунок 3.14 – Распределение температуры каркаса, газа по глубине слоя *x* при *y* = 0 в моменты времени, с: *1* – 6, *2* – 8, *3* – 10

Из рис. 3.14 видно, что для балансовых граничных условий (3.42), (3.43) [200], имеющих смысл законов сохранения, $T_{2w} > T_{1w}$. Однако по мере продвижения вглубь материала величина T_1 становится выше T_2 . Это связано с резким ростом температуры воздуха на поверхности и в некоторой ее окрестности из-за теплообмена с внешней средой и каркасом и большей температуропроводностью воздуха, чем у каркаса из пористой стали. Затем по мере установления процесса теплообмена конденсированная фаза прогревается быстрее, поскольку теплопроводность проницаемой стали на два порядка выше теплопроводности газа.

Разработана математическая модель для идентификации данных эксперимента в системах пористого охлаждения из проницаемых металлов. Найдено, что рост теплопроводности материала ведет к снижению температуры ТЗМ, а увеличение пористости приводит к увеличению расхода газа-охладителя с поверхности и как следствие к снижению тепловых нагрузок к защищаемой конструкции. Получено количественное и качественное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными [28].

3.4 Выводы по главе 3

1. Численно изучено влияние содержания связующего в УП на характеристики сопряженного ТМО при сверхзвуковом пространственном обтекании сферически затупленного тела с учетом термического разложения ТЗМ. Показано, что материалы с меньшей долей смолы и одинаковыми термокинетическими параметрами, при кратковременном аэродинамическом нагреве имеют меньшую скорость массового уноса газообразных компонентов, а при длительном нагреве – большую. Установлено, что максимальная разница температур поверхности по сравнению с аналогичными инертными ТЗМ зависит от состава УП и находится в диапазоне от 12,5 до 22,6 К.

2. В рамках двухтемпературной модели численно исследовано тепловое состояние нагреваемых материалов в зависимости от значений пористости и теплопроводности. Показано, что температура газа-охладителя на поверхности имеет большую температуру, чем материала. Установлено, что увеличение пористости ведет к повышению расхода газа-охладителя, обеспечивая более эффективное снижение температуры. Показано, что более теплопроводный материал имеет меньшую температуру поверхности за счет более интенсивного теплообмена.

3. С использованием двухтемпературной модели численно исследовано влияние МЭВ на характеристики тепломассообмена. Установлено, что пульсации газа-охладителя неоднозначно влияют на интенсивность процесса теплообмена в системах пористого охлаждения. Увеличение интенсивности пульсации до некоторого значения приводит к увеличению расхода газа-охладителя, что в свою очередь обеспечивает более низкие температуры. При I = 0.5 расход газаохладителя по сравнению с отсутствием пульсаций снижается, а нагрев материала соответственно усиливается.

Глава 4 Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена при сверхзвуковом обтекании вращающегося тела

Данная глава посвящена вопросам сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом осесимметричном и пространственном обтекании в рамках теории ПС с учетом термохимического разрушения тела. Приводятся численные исследования влияния угловой скорости вращения летательного аппарата на характеристики сопряженного тепломассообмена.

4.1 Результаты расчетов сверхзвукового осесимметричного обтекания вращающегося затупленного тела

На практике часто применяется способ стабилизации снаряда путем его закрутки вокруг продольной оси. Вращение тела при обтекании под нулевым углом атаки приводит к перекосу профиля скорости из-за появления окружной компоненты скорости нормальной к течению, которое становится трехмерным в отличие от случая невращающегося тела [145, 150]. Вращение приводит к изменению силового и теплового воздействия набегающего газового потока на материал ЛА.

В данном параграфе, материалы которого опубликованы в [206], рассматривается сверхзвуковое осесимметричное обтекание вращающегося тела. В рамках теории турбулентного пространственного ПС анализируется влияние малой скорости вращения на распределение теплового потока, продольной и окружной компонент трения.

Используя допущение [139, 159] о слабом влиянии вращения на градиент давления поперек ПС и учитывая, что ввиду осесимметричности обтекания все искомые функции не зависят от окружной координаты η, система уравнений для осредненных характеристик турбулентного ПС в переменных Дородницына-Лиза примет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l_{\Sigma} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} \right) + f \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} = \alpha_1 \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \zeta} \right) + \beta_1 \left(\overline{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right) + \beta_2 \overline{w}^2$$
(4.1)

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l_{\Sigma} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right) + f \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} = \alpha_{1} \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right) + \beta_{6} \overline{u} \overline{w}$$
(4.2)

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \frac{l_{\Sigma}}{\Pr_{\Sigma}} \left[\frac{\partial g}{\partial \zeta} + \frac{u_e^2}{H_e} (\Pr_{\Sigma} - 1) \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{\overline{U}^2}{2} \right) \right] \right\} + f \frac{\partial g}{\partial \zeta} = = \alpha_1 \left(\overline{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \zeta} \right); \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \zeta} = \overline{u}; \qquad (4.4)$$

$$\frac{\rho_e}{\rho} = \frac{H_e g - u_e^2 \overline{U}^2 / 2}{H_e - u_e^2}; \quad \overline{U}^2 = \overline{u}^2 + \overline{w}^2 \left(\frac{w_w}{u_e}\right)^2$$

$$2 \int_{0}^{\xi} \rho \parallel \mu r^2 d\xi$$

$$\alpha_{1} = \frac{\frac{2}{0} \rho_{e} \mu_{e} u_{e} r_{w}^{2}}{\rho_{e} \mu_{e} u_{e} r_{w}^{2}}; \beta_{1} = \frac{\alpha_{1}}{u_{e}} \frac{\partial u_{e}}{\partial \xi}; \beta_{2} = -\frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}} \left(\frac{w_{w}}{u_{e}}\right)^{2} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial \xi}; \beta_{6} = \frac{\alpha_{1}}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial \xi} + \frac{\alpha_{1}}{w_{w}[2]} \frac{\partial w_{w}[2]}{\partial \xi}; l_{\Sigma} = \frac{\rho(\mu + \Gamma \mu_{T})}{\rho_{e} \mu_{e}};$$

Здесь: $g = H/H_e$ – полная энтальпия, отнесенная к своему значению на внешней границе ПС; $\bar{u} = u/u_e$ – продольная скорость газа, отнесенная к своему значению на внешней границе ПС; $\bar{w} = w/w_*$ – окружная скорость, отнесенная к характерному значению скорости; $w_* = w_w = \Omega r_w$; $\Omega = \omega R_N / v_m$.

Граничные условия на поверхности тела ζ=0:

$$\overline{u} = 0; \ \overline{w} = 1; \ g = g_{w0} + w_w^2 / 2H_e; \ f = f_w;$$

$$f = f_w = -\int_0^{\xi} \overline{G}_w \overline{r}_w d\xi / \left[2\int_0^{\xi} \frac{\rho_e}{\rho_{e0}} \frac{\mu_e}{\mu_{e0}} \frac{u_e}{v_m} d\xi \right]^{0,5},$$
(4.5)

где $v_m = \sqrt{2H_e}$, $\overline{G}_w = (\rho v)_w \sqrt{\text{Re}} / (v_m \rho_{e0})$. На внешней границе ПС $\zeta \rightarrow \infty$:

The bitemiter (pullinge free g + so.

$$u = 1; w = 0; g = 1;$$
 (4.6)

Здесь и далее индекс *e*0 соответствует значениям при $\xi = 0$.

Для численного решения уравнений ПС (4.1)-(4.4) с граничными условиями (4.5), (4.6) использовалась модификация метода И. В. Петухова [112], имеющая четвертый порядок аппроксимации по координате нормальной к поверхности тела

и первый порядок по продольной и окружной координатам. Распределение давления на внешней границе ПС определялось из решения задачи невязкого обтекания с помощью методов, описанных в [177, 178], с учетом допущения [139, 159] о слабом влиянии вращения на градиент давления поперек ПС.

Считается, что поверхность тела изотермическая. Само тело представляет собой конус, затупленный по сфере, который вращается с постоянной угловой скоростью и обтекается под нулевым углом атаки.

Рассмотрим влияние параметра вращения на характеристики трения и теплообмена. Расчеты проводились при следующих исходных параметрах задачи: M_{∞} = 5; $R_N = 0,0508$ м; Re = $3,78 \cdot 10^6$; $T_w = 293$; Pr = 0,72; $\theta = 5^\circ$; Pr_T = 1; $h_{e0} = 1,35 \cdot 10^6$ Дж/кг; $p_{e0} = 8,656 \cdot 10^5$ H/м², $\overline{G}_w = 0$. Безразмерный параметр вращения Ω варьировался от 0 до 0,01.

На рис. 4.1 представлено распределение теплового потока $\overline{q}_{w}^{(0)}$ и величины $(q^{(\Omega)} - q^{(0)})/q^{(0)}$. Здесь и далее индекс (Ω) соответствует значениям при параметре вращения равном Ω ; индекс (0) – при $\Omega = 0$; величина безразмерного теплового потока \overline{q}_{w} определяется по формуле:

$$\overline{q}_{w} = k_{e} \frac{l_{w}}{\Pr_{w}} \left(\frac{\partial g}{\partial \zeta} - \frac{w_{w}^{2}}{H_{e}} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta} \right)_{w}, \text{ где } k_{e} = \sqrt{\frac{\rho_{e}}{\rho_{e0}} \frac{\mu_{e}}{\mu_{e0}} \frac{u_{e}}{\sqrt{2H_{e}}} \frac{1}{\alpha_{1}}}.$$

В силу дополнительного вклада вращения в диссипативный разогрев газа тепловой поток увеличивается во всех точках. Величина $(q^{(\Omega)} - q^{(0)})/q^{(0)}$ характеризует прирост теплового потока за счет вращения по сравнению со случаем невращающегося тела (штрихпунктирная кривая с двумя точками). При этом прослеживается зависимость степени увеличения $(q^{(\Omega)} - q^{(0)})/q^{(0)}$ от продольной координаты ξ . Отметим, что изменение теплового потока, обусловленного вращением тела, меньше значения теплового потока $\overline{q}_w^{(0)}$ в 10³ раз кроме случая, отвечающего $\Omega = 0,01$ (сплошная кривая).



Рисунок 4.1 – Зависимость распределения теплового потока по продольной координате ξ от параметра вращения Ω

На основе данных расчетов и вида системы уравнений ПС (4.1)-(4.4) получена аппроксимационная формула:

$$\frac{q^{(\Omega)} - q^{(0)}}{q^{(0)}} \frac{\left(1 - \overline{T}_{w}\right)}{\Omega^{2} r_{w}} = 2\left(1 - \overline{T}_{w}\right)^{0.1} \overline{\xi} + 1,25; \qquad (4.7)$$

где $\overline{\xi} = (\xi - \pi/2 + \theta + 0.6(1 - \overline{T}_w))\sin\theta; \ \overline{T}_w = T_w/T_{e0}.$

Формула (4.7) позволяет оценивать влияние вращения на распределение теплового потока на конической части тела. Она хорошо аппроксимирует расчетное распределение теплового потока на вращающемся теле, когда \overline{T}_w находится в диапазоне от 0,2 до 0,6, Re – от 5·10⁶ до 5·10⁷, θ – от 0 до 15°. Погрешность формулы (4.7) в указанном диапазоне параметров не превышает 5 %.

На рис. 4.2 показано распределение безразмерной продольной компоненты трения $\overline{\tau}_{w}^{(0)}[1]$ на поверхности невращающегося тела (штрихпунктирная кривая с двумя точками), определяемое по формуле

$$\bar{\tau}_{w}[1] = k_{e} \frac{u_{e}}{\sqrt{2H_{e}}} l_{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \zeta}\Big|_{w}$$



Рисунок 4.2 – Зависимость распределения продольной компоненты трения по координате ξ от параметра вращения Ω

Также на рис. 4.2 представлено изменение безразмерной продольной компоненты трения, обусловленное вращательным движением $\Delta \bar{\tau}_w [1] = \bar{\tau}_w^{(\Omega)} [1] - \bar{\tau}_w^{(0)} [1]$. Видно, что увеличение скорости вращения приводит к слабому уменьшению продольной компоненты трения на боковой поверхности конической части тела.

На рис. 4.3 представлено распределение безразмерной окружной компоненты трения:

$$\bar{\tau}_{w}[2] = k_{e} \frac{W_{w}}{\sqrt{2H_{e}}} l_{w} \frac{\partial \overline{w}}{\partial \zeta}\Big|_{w}$$

Увеличение параметра вращения приводит к существенному росту абсолютной величины окружной компоненты трения на всей поверхности тела.

Результаты расчетов показали, что с ростом скорости вращения тела происходит увеличение величины теплового потока и окружной компоненты трения в рассматриваемом диапазоне значений параметра вращения Ω . При достаточно малых параметрах вращения Ω тепловой поток на поверхности тела можно определять из предположения $\Omega = 0$. Отметим, что при этом невозможно с хорошей точностью спрогнозировать влияние закрутки на окружную компоненту трения на поверхности тела.



Рисунок 4.3 – Распределение окружной компоненты трения по координате ξ при различных значениях параметра вращения Ω

4.2 Аэродинамика и сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом обтекании вращающегося сферически затупленного конуса под углом атаки

В условиях сверх- и гиперзвукового обтекания вращение при наличии угла атаки существенно меняет картину течения в пограничном слое, которое даже около осесимметричных тел теряет симметрию относительно плоскости угла атаки. Данное обстоятельство обусловлено двумя факторами: гидродинамическим и тепловым. Гидродинамический эффект (см. рис. 4.4) вызван наличием вязкого течения воздуха, которое с одной стороны тела (точка А') совпадает с направлением вращения, а с другой (точка А) – нет. Данное явление получило название эффекта Магнуса.



Рисунок 4.4 – Схема обтекания вращающегося тела. Вид в поперечном сечении

Тепловой эффект обусловлен инерционностью тепловых процессов внутри вращающегося тела и возникает при наличии существенного аэродинамического нагрева и термохимического разрушения ТЗМ. В рамках данного эффекта вращение приводит к асимметрии относительно плоскости угла атаки поля температур в ТЗП и массового расхода газообразных продуктов термохимического разрушения ТЗМ. Асимметрия в граничных условиях на поверхности тела соответственно порождает асимметрию течения в ПС. Процессы, вызванные двумя эффектами, изменяют аэродинамические характеристики и обуславливают появление боковой силы, момента крена и рыскания [171].

В данном параграфе, материалы которого опубликованы в [170], рассматривается сопряженная задача тепломассообмена при аэродинамическом нагреве вращающегося сферически затупленного конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха под углом атаки. Определяются значения аэродинамических сил и моментов, возникающих вследствие асимметрии течения в пограничном слое и теплового поля внутри тела относительно плоскости угла атаки.

Влияние вращения определяется параметрами:

$$\Omega = \frac{\omega R_N}{V_*}, \quad K = \omega t_*, \quad t_* = (\rho c \lambda)_s \left(\frac{T_{e0} - T_0}{q_*}\right)^2,$$

где ω – угловая скорость вращения; t – время; R_N – радиус затупления; ρ , λ , c – плотность, теплопроводность и теплоемкость ТЗП; T, q – температура, тепловой поток. Индексы s, *, e0, 0 отвечают твердому телу, характерным величинам, величинам в точке торможения невязкого потока и значениям в начальный момент времени соответственно.

В данном параграфе предполагается, что $\Omega << 1$, K=O(1) и в уравнениях ПС сохраняются только члены порядка Ω , Ω sin α .

Задача ламинарного пространственного ПС решается в системе координат, нормально связанной с поверхностью тела, причем на сфере она связана с точкой торможения на невращающемся теле, а на конусе – с передней точкой тела; в плоскости сопряжения «сфера–конус» осуществляется пересчет компонент скорости. При этом предполагается, что вращение не оказывает влияния на распределение давления вдоль тела.

Для ПС на сфере решение ищется в виде

$$u = u_e U_0 - \omega R_N \sin\beta\sin\varphi U_1,$$

$$w = \omega R_N [W_1 \cos\beta\sin\xi - (U_1 - W_0 \sin\xi)\sin\beta\cos\eta]$$

где *и*, *w* – продольная и окружная компоненты скорости; β – угол атаки; $\xi = s/R_N$; *s* – координата на поверхности тела, отсчитываемая от начала системы координат; ϕ – окружная координата; U_0 , U_1 , W_0 , W_1 – неизвестные функции; индекс *e* относится к величинам на внешней границе ПС.

При этих предположениях система уравнений ПС (2.12)-(2.16) для определения U_0 , U_1 , W_0 , W_1 в переменных Дородницына–Лиза (2.11) после отбрасывания членов порядка $O(\Omega^2)$ примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial U_0}{\partial \zeta} \right) = D^1 U_0 + \Phi_1 \left(\frac{\rho_e}{\rho}, U_0 \right); \tag{4.8}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial U_1}{\partial \zeta} \right) = DU_1 + \Phi_2(U_0)U_1; \tag{4.9}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial W_0}{\partial \zeta} \right) = DW_0 + \Phi_3 (U_0) W_0 + \Phi_4 (U_0) U_1; \qquad (4.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial W_1}{\partial \zeta} \right) = DW_1 + \Phi_3 (U_0) W_1, \qquad (4.11)$$

где, $l = \mu \rho / \mu_e \rho_e$, n - координата, отсчитываемая по нормали к поверхности тела; $<math>\rho$, $\mu -$ плотность и вязкость газа; r_w – расстояние от поверхности тела до оси симметрии; D, D^1 – дифференциальные операторы, содержащие первые производные только по ξ , ζ ; $\Phi_1 - \Phi_4 - \phi$ ункции, зависящие от геометрии тела, ρ_e / ρ и U_0 .

Граничные условия для новых неизвестных:

$$\zeta = 0: U_0 = 0, \quad U_1 = 1, \quad W_0 = \frac{1 - \cos \xi}{\sin \xi}, \quad W_1 = 1;$$

 $\zeta \to \infty: \quad U_0 \to 1, \quad U_1 \to 0, \quad W_0 \to 0, \quad W_1 \to 0.$

В ПС на конусе решение ищется в виде

$$u = u_e U_0, \qquad w = w_e W_0 + \omega r_w W_1,$$

где U₀, W₀, W₁ удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial U_0}{\partial \zeta} \right) = \overline{D}^1 U_0 + \Psi_1 \left(\frac{\rho_e}{\rho}, U_0, W_0 \right); \tag{4.12}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial W_0}{\partial \zeta} \right) = \overline{D}^1 W_0 + \Psi_2 \left(\frac{\rho_e}{\rho}, U_0, W_0 \right); \tag{4.13}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(l \frac{\partial W_1}{\partial \zeta} \right) = D W_1 + \Psi_3 (U_0, W_0) W_1$$
(4.14)

и граничным условиям:

$$\zeta = 0: \qquad U_0 = 0, \qquad W_0 = 0, \qquad W_1 = 1;$$

$$\zeta \to \infty: \qquad U_0 \to 1, \qquad W_0 \to 1, \qquad W_1 \to 0.$$

Здесь $\overline{D}, \overline{D}^1$ – дифференциальные операторы, содержащие первые производные по $\xi, \zeta; \Psi_1 - \Psi_3 - функции геометрии тела, <math>\rho_e / \rho, U_0, W_0$.

Уравнение энергии в ПС имеет вид (2.16), в который подставлены указанные выше представления компонент скорости.

Внутри ТЗП решается система уравнений, описывающая распространение тепла, термическое разложение материала и фильтрацию газообразных продуктов его разложения [187]:

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -W, \qquad \frac{\partial (\rho_s + \rho_g)}{\partial t} + \frac{\partial G_g}{\partial n} = 0, \qquad (4.15)$$

$$\left(\rho c_{p}\right)_{eff} \frac{\partial T_{s}}{\partial t} + c_{pg} G_{g} \frac{\partial T_{s}}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T_{s}}{\partial n}\right) - QW, \qquad (4.16)$$
$$W = \left[\rho_{s} - \rho_{k}(T_{s})\right] k_{0} \exp\left(-E/RT_{s}\right).$$

Здесь координата n отсчитывается по нормали к поверхности тела (n = 0 соответствует разрушающейся поверхности, в глубине тела n < 0); t – время;

 T_s – температура среды; G_g – массовый расход фильтрующихся газов; W – скорость реакции термического разложения; E, k_0 , Q – энергия активации, предэкспоненциальный множитель и тепловой эффект реакции термического разложения; ρ_k – конечная плотность разложившегося материала. Индексы *eff*, *p*, *s*, *g* соответствуют эффективным и изобарическим величинам, твердой и газовой фазе.

Решения в ПС и ТЗП связываются условиями сопряжения на поверхности тела:

$$(\rho v)_w = G_g, \quad T_w = T_s, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial n} - \varepsilon_s \sigma T^4 = \lambda_{eff} \frac{\partial T_s}{\partial n}$$

В условиях сопряжения учитывается, что системы координат в теле и в ПС движутся относительно друг друга. Это приводит к тому, что как тепловая нагрузка в точке на теле, так и температура на нижней границе ПС периодически меняются со временем.

В качестве начальных условий для ТЗП задаются начальное значение температуры и плотность материала в исходном состоянии.

Таким образом, задача в пограничном слое сводится к решению системы уравнений (4.8)-(4.11) на сферической части поверхности тела, системы уравнений (4.12)-(4.14) на конической его части с соответствующими граничными условиями. Для численного решения в ПС (4.8)-(4.14) и ТЗП (4.15)-(4.16) используется модификация метода И.В. Петухова [112].

Задача решается со следующими параметрами: радиус затупления $R_N = 0,05$ м, угол конусности $\theta = 9^\circ$, угол атаки $\beta = 10^\circ$, высота полета Z = 20 км, число Маха $M_\infty = 6$, число Рейнольдса Re = $8 \cdot 10^5$, $\Omega = 7,9 \cdot 10^{-6}$, K = 0,25. В качестве теплозащитного материала рассматривался углепластик с теплофизическими и термокинетическими параметрами, определенными в работе [187].

На рис. 4.5 приведены распределения температуры поверхности тела T_w , на рис. 4.6 – скорость массового уноса G_g вдоль окружной координаты в момент времени t = 40 с. Кривые 1 соответствуют сечению $z/R_N = 0.02$; $2 - z/R_N = 0.3$; 3 -плоскости сопряжения «сфера–конус», $4 - z/R_N = 3.8$ (z – расстояние вдоль оси вращения от передней точки тела). Как видно из рис. 4.5–4.6, обе характеристики не являются симметричными относительно плоскости угла атаки ($\varphi = \pi$) и их асимметрия на конической части тела больше, чем на сферической.



Рисунок 4.5 – Распределение температуры поверхности тела по окружной координате η

Это приводит к асимметрии компонент трения и следовательно к появлению боковой силы, момента рыскания и момента крена, действующих на обтекаемое тело. Соответствующие аэродинамические коэффициенты можно представить в виде $f = f^{(0)} + f^{(1)}$, где $f^{(0)}$ обусловлено тепловой асимметрий, а $f^{(1)}$ – асимметрией поля течения в ПС.



Рисунок 4.6 – Распределение массового расхода продуктов разложения по окружной координате η

На рис. 4.7 эти величины представлены в зависимости от продольной координаты. Здесь кривая 1 соответствует коэффициенту боковой силы, 2 – коэффициенту момента рыскания, 3 – коэффициенту момента крена.



Рисунок 4.7 – Аэродинамические коэффициенты, обусловленные асимметрией прогрева (а) и асимметрией течения (б)

Как видно из рис. 4.7, тепловая асимметрия оказывает более существенное влияние на значения аэродинамических коэффициентов, чем асимметрия течения в ПС. В связи с этим, представляет интерес более детальное исследование влияния скорости вращательного движения ЛА на характеристики тепловой асимметрии.
4.3 Гиперзвуковое пространственное обтекание вращающегося сферически затупленного конуса с учетом термохимического разрушения ТЗМ

Летательные аппараты, движущиеся с гиперзвуковыми скоростями, подвергаются сильному тепловому воздействию атмосферы, которое может изменить их форму и оказать влияние на АДХ. При обтекании тела под углом атаки разница в тепловых потоках на подветренной и наветренной сторонах может быть весьма значительной, что приводит к неравномерному прогреву. В целях снижения влияния этого эффекта гиперзвуковым летательным аппаратам придают вращательное движение вокруг продольной оси.

В предыдущих исследованиях изучалось обтекание вращающихся тел с изотермической поверхностью, как под нулевыми [137, 138, 141–143, 154], так и под ненулевыми углами атаки [160, 163, 168]. В данном параграфе рассматривается решение нестационарной задачи сопряженного тепломассообмена с учетом термохимического разрушения композиционных материалов, вращения и влияния пространственного характера обтекания сферически затупленного конуса.

Движение газового потока описывается уравнениями пограничного слоя с учетом ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения. Для описания теплового состояния тела выписывается система уравнений сохранения для пористой среды. Учитываются различные процессы разрушения на конической части поверхности обтекаемого тела и фильтрация охлаждающего газа в порах на сферическом затуплении. Такой характер протекания процессов приводит к необходимости решения задачи аэродинамики в сопряженной постановке, так как это позволяет существенно повысить точность определения аэродинамических и тепловых характеристик по сравнению с раздельными оценками аэродинамики, термохимического разрушения, параметров движения тела.

Постановка задачи. В работе [9] проведены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазах. На основании этих оценок характеристики сопряженного тепломассообмена находятся из решения квазистационарных

уравнений пространственного пограничного слоя при различных режимах течения. Тепловое состояние сферического затупления определяется из решения нестационарного уравнения сохранения энергии для пористого сферического затупления и квазистационарного уравнения для скорости фильтрации охлаждающего газа в порах в рамках однотемпературной модели.

Для модели химически равновесного воздуха, используя гипотезы "пассивности" и равенства чисел Льюиса для всех компонентов равными единице, система уравнений пространственного пограничного слоя (2.1)–(2.4) в естественной системе координат (см. рис. 2.1 и 4.8), связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) = 0, \qquad (4.17)$$

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial s}+v\frac{\partial u}{\partial n}+\frac{w}{r_{w}}\frac{\partial u}{\partial \eta}-\frac{w^{2}}{r_{w}}\frac{\partial r_{w}}{\partial s}\right)=-\frac{\partial P_{e}}{\partial s}+\frac{\partial}{\partial n}\left(\mu_{\Sigma}\frac{\partial u}{\partial n}\right),$$
(4.18)

$$\rho\left(u\frac{\partial w}{\partial s} + v\frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w}\frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w}\frac{\partial r_w}{\partial s}\right) = -\frac{1}{r_w}\frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n}\left(\mu_{\Sigma}\frac{\partial w}{\partial n}\right)$$
(4.19)

$$\rho\left(u\frac{\partial H}{\partial s} + v\frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_{w}}\frac{\partial H}{\partial \eta}\right) = \frac{\partial}{\partial n}\left\{\frac{\mu_{\Sigma}}{\Pr_{\Sigma}}\left[\frac{\partial H}{\partial n} + \left(\Pr_{\Sigma} - 1\right)\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{u^{2} + w^{2}}{2}\right)\right]\right\}$$
(4.20)

$$P = \rho h(\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \eta), \quad H = h + (u^2 + w^2) / 2, \quad (4.21)$$

$$\mu_{\Sigma} = \mu + \Gamma \mu_{T}, \quad \Pr_{\Sigma} = \frac{(\mu + \Gamma \mu_{T}) \Pr \Pr_{T}}{\mu \Pr_{T} + \Gamma \mu_{T} \Pr}.$$

где *u*, *v*, *w* – компоненты линейной скорости в естественной системе координат (*s*, *n*, η); ρ – плотность; *h* – энтальпия; Γ – коэффициент перемежаемости; *P* – давление; *r*_w – расстояние от оси до поверхности тела, *H* – полная энтальпия; µ – коэффициент динамической вязкости; γ_{ef} – эффективное значение адиабаты; Pr – число Прандтля. Здесь и далее индексы *e*, *e*0 и *w* – соответствуют значениям на границе пограничного слоя, в точке торможения и на поверхности обтекаемого телом тела; нижние индексы 1, 2 – характеристикам сферы и конуса в конденсированной фазе; *g* – газовая фаза на сферической и конической части тела; ∞ – значение ве-

личин газового потока на бесконечности; *T*, 0 – турбулентный перенос и начальное условие.



Рисунок 4.8 – Схема обтекания тела: *1* – пористое сферическое затупление, 2 – коническая часть тела из композиционного материала

Для пористой сферической оболочки (0 < *s* < *s*₁) при одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, имеем [9, 200]

$$\frac{\partial(\rho_2 \varphi v r_1 H_1)}{\partial n_1} = 0, \qquad (4.22)$$

$$(\rho c_p)_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] +$$
(4.23)

$$+\frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{r_{1}\lambda_{1}}{H_{1}}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial s}\right]+\frac{\partial}{\partial \eta}\left[\frac{H_{1}\lambda_{1}}{r_{1}}(1-\varphi)\frac{\partial T_{1}}{\partial \eta}\right]\right\}+c_{p2}(\rho v)_{w}^{(1)}\frac{r_{1w}}{r_{1}H_{1}}\frac{\partial T_{1}}{\partial n_{1}},$$

$$A\mu v+B\rho_{2}\varphi v|v|=-\frac{\partial P}{\partial n_{1}},$$
(4.24)

$$P = \frac{\rho_2 R T_1}{M}, H_1 = \frac{R_N - n_1}{R_N}, \ \overline{s} = \frac{s}{R_N},$$

$$r_1 = (R_N - n_1)\sin(\overline{s}), \ \mu \sim \sqrt{T_1}, \ \lambda_1 \sim \sqrt{T_1}, \ \phi = \text{const.}$$
(4.25)

Для конической части тела (*s*₁ < *s* < *s*_{*k*}) уравнения сохранения энергии и массы в подвижной системе координат записывается по математическим моделям [25, 185]

$$\rho_{c}c_{p}\left(\frac{\partial T}{\partial t}-\psi\frac{\partial T}{\partial n_{1}}\right)+c_{p2}G\frac{\partial T}{\partial n_{1}}=\frac{\partial}{\partial n_{1}}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial n_{1}}\right)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial s}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial s}\right)+\frac{1}{r_{2}^{2}}\frac{\partial}{\partial \eta}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial \eta}\right)-Q_{c}\frac{d\rho_{c}}{dt},$$

$$\frac{d\rho_{c}}{dt}=\left(\frac{\partial\rho_{c}}{\partial t}-\psi\frac{\partial\rho_{c}}{\partial n_{1}}\right)=\begin{cases}-k_{c}\rho_{c0}\left(\frac{\rho_{c}-\rho_{c^{*}}}{\rho_{c0}}\right)\exp\left(-\frac{E_{c}}{RT}\right),\rho_{c}>\rho_{c^{*}},\\ 0, \qquad \rho_{c}\leq\rho_{c^{*}},\end{cases}$$

$$G=\int_{0}^{l_{1}}\frac{d\rho_{c}}{dt}dn_{1}, r_{2}=(R_{N}-n_{1})\cos\theta+(s-s_{1})\sin\theta,$$

$$(4.26)$$

$$l = L - x(t), \ x(t) = \int_{0}^{\infty} \psi d\tau, \ (\rho v)_{1w} = G_{w},$$
$$(\rho v)_{w}^{(2)} = (\rho v)_{1w} + (\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}, \ \psi = \sum_{i=2}^{3} \frac{(\rho v)_{iw}}{\rho_{cw}}.$$
(4.28)

Здесь T – температура; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; $(\rho v)_w^{(1)}$ – расход газа-охладителя с поверхности сферического затупления; $(\rho v)_w^{(2)}$ – полный массовый унос с поверхности конической части тела; λ – коэффициент теплопроводности; G – массовый унос продуктов пиролиза углепластика; $\rho_c \psi$ – массовая скорость движения поверхности разрушения; R_N – радиус сферического притупления; r_i , i = 1,2 и H_1 – коэффициенты Ламе, φ – пористость сферического притупления; L – начальная толщина оболочки, l – толщина оболочки (4.28), θ – угол конусности, градус; β – угол атаки; n_1 – нормальная составляющая есте-

t

ственной системы координат, направленная вглубь тела м; ψ – линейная скорость движения поверхности раздела, x(t) – граница раздела газообразных и конденсированных фаз (глубина выгорания); E_{iw} , k_{iw} – энергия активации и предэкспоненциальный коэффициент *i*-й гетерогенной реакции на конической части тела; t – время. Индексы: *ef* – эффективная величина; c – углепластик; * – характерное время релаксации газовой фазы, Σ – суммарная величина.

Дополнительно берется следующее допущение: характерная линейная скорость вращения тела много меньше скорости набегающего потока

$$\Omega = \frac{\omega R_N}{V_{\infty}} <<1.$$
(4.29)

Данное допущение позволяет считать прирост теплового потока, обусловленный вращением, пренебрежимо малой величиной и ограничиться рассмотрением теплового эффекта, описанного в параграфе 4.2.

Начальные условия:

$$T_1\big|_{t=0} = T\big|_{t=0} = T_0, \quad \rho_c\big|_{t=0} = \rho_{c0}.$$
(4.30)

Граничные условия в газовой фазе записываются следующим образом: на внешней границе пограничного слоя при $n \to \infty$

$$u \to u_e(s,\eta), w \to w_e(s,\eta), h \to h_e(s,\eta),$$
 (4.31)

где *P_e*, *u_e*, *w_e*, *h_e* определяются из решения системы уравнений Эйлера;

на поверхности обтекаемого тела при n = 0

$$u(s,\eta) = 0, \ w(s,\eta) = \omega r_w.$$
 (4.32)

На обтекаемой внешней поверхности оболочки ($n = n_1 = 0$) имеют место условия при $0 \le \eta < 2\pi$

$$\frac{\mu}{\Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_{w} - (1 - \varphi) \varepsilon_{1} \sigma T_{1w}^{4} = -\lambda_{1} \left(1 - \varphi \right) \left(\frac{\partial T_{1}}{\partial n_{1}} \right) \Big|_{w},$$

$$T(s, \eta) \Big|_{-0} = \left| T_{1}(s, \eta) \right|_{+0}, \quad \left(\rho v \right)_{w}^{(1)} \Big|_{-0} = \left(\rho v \right)_{w}^{(1)} \Big|_{+0}, \quad 0 \le s < s_{1}; \quad (4.33)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n_1}\Big|_{n_1=0-x(t)} = \frac{\mu}{\Pr} \left(\frac{\partial h}{\partial n}\right)\Big|_{w} - (h_w - h_c) \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} - (\rho v)_{1w} (h_w - h_g) - \varepsilon \sigma T_w^4,$$

$$T(s,\eta)|_{-0} = T_2(s,\eta)|_{+0}, \ \left(\rho v\right)_w^{(2)}|_{-0} = \left(\rho v\right)_w^{(2)}|_{+0} \ s_1 \le s \le s_k.$$
(4.34)

На внутренней поверхности полусферы и конической части выписываются соотношения [185, 200]:

$$\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \bigg|_{n_1 = L} = \delta (T_{1,L} - T_0), \ 0 \le s < s_1,$$
(4.35)

$$\rho_c \bigg|_{n_1 = l} = \rho_{c0}, \ \lambda \frac{\partial T}{\partial n_1} \bigg|_{n_1 = \ell} = 0, \ s_1 \le s \le s_k.$$
(4.36)

На кольце сопряжения сфера-конус $s = s_1$ используются условия идеального контакта, а при $s = s_k$ – адиабатическое условие:

$$\frac{\lambda_1 (1-\phi)}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s} \bigg|_{s=s_1-0} = \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \bigg|_{s=s_1+0}, \qquad (4.37)$$
$$T_1 \bigg|_{s=s_1-0} = T \bigg|_{s=s_1+0}, \quad \frac{\partial T}{\partial s} \bigg|_{s=s_k} = 0.$$

На внешней и внутренней поверхностях области сферического затупления имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$P_{w}\big|_{n_{1}=0} = P_{e}(s,\eta), \ P\big|_{n_{1}=L} = P_{L}.$$
(4.38)

При отсутствии плоскости симметрии течения имеют место условия периодичности

$$T_{1}(t, n_{1}, s, \eta) = T_{1}(t, n_{1}, s, \eta + 2\pi),$$

$$T(t, n_{1}, s, \eta) = T(t, n_{1}, s, \eta + 2\pi).$$
(4.39)

На границе раздела сред при $s \ge s_1$ рассматривалась следующая кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций ($T_w = 4000$ K) [185, 207, 208]:

$$C+O_2 \rightarrow CO_2, 2C+O_2 \rightarrow 2CO, C+O \rightarrow CO, C+CO_2 \rightarrow 2CO,$$

$$2O+C \rightarrow O_2+C, 2N+C \rightarrow N_2+C, C \rightarrow C_1, C \rightarrow C_3.$$
(4.40)

Молярные и массовые скорости протекания данных химических реакций (4.40) подробно описаны в [207], а выражение для массовой скорости уноса имеет вид [185]:

$$(\rho v)_{2w} = \rho_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right], \\ (\rho v)_{3w} = \sum_{i=7}^8 \frac{m_i A_{ci} (P_{ci}^* - P_{ci})}{(2\pi R T_w m_i)^{0.5}}, i = 7, 8, \\ P_{ci}^* = 10^5 \cdot \exp(D_i - E_i / T_w), \qquad (4.41)$$
$$B_i = k_{iw} \exp\left(-E_{iw} / R T_w\right), i = \overline{1,4}, \ P_{ci} = P_e c_{iw} m_w / m_i, i = 7, 8,$$

$$\rho_{w} = P_{e} m_{w} / (RT_{w}), \ h_{w} = \sum_{i=1}^{8} h_{i} c_{iw}, \ m_{w} = \sum_{i=1}^{8} c_{iw} / m_{i},$$
$$c_{p2} = b_{1} + b_{2}T, \ h_{g} = \int_{0}^{T} c_{p2} dT.$$

Здесь порядковый номер компонентов соответствует следующему порядку их перечисления: O, O₂, N, N₂, CO, CO₂, C₁, C₃. C – обозначение твердофазного углерода, который принадлежит материалу теплозащитного покрытия. В пограничном слое имеются четыре компонента: O, O₂, N, N₂, которые участвуют в двух равновесных химических реакциях: O₂ \leftrightarrow 2O, N₂ \leftrightarrow 2N. На границе конденсированной и газовой фаз присутствуют четыре компонента: CO, CO₂, C₁, C₃, которые возникают в шести гетерогенных реакциях горения и сублимации из (4.40). Там же учитываются две реакции каталитической рекомбинации компонентов O₂, N₂.

Балансовые соотношения для массовых концентраций компонент (*c_{iw}*) запишем, используя закон Фика для диффузионных потоков и аналогию процессов тепло- и массообмена [9, 25]:

$$J_{iw} + (\rho v)_w^{(2)} c_{iw} = R_{iw}, \quad i = \overline{1, 8},$$

$$J_{iw} = \beta_i (c_{iw} - c_{ie}), \quad \beta_i = \alpha/c_p,$$

Считалось, что продукты разрушения слабо разбавляют воздушную смесь в пограничном слое. Это позволяет использовать принятую выше постановку для уравнений в пограничном слое.

Метод расчета и исходные данные. Система уравнений (4.17), (4.20), (4.22), (4.24), (4.26), (4.27) с начальными и граничными условиями (4.30)- (4.39) решена численно. Система уравнений пространственного пограничного слоя решалась в переменных типа Дородницына (2.11) с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения. Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [127], которая учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, описываемой формулой Ван-Дрийста-Себечи, и внешней области, в которой используется формула Сполдинга. Точка перехода назначалась исходя из положения о том, что при заданных величинах давления и энтальпии торможения максимум теплового потока находится в районе звуковой линии сферического затупления. Коэффициент перемежаемости и переход от ламинарного к турбулентному режиму течения описывался с помощью формулы Дхваны-Нарасимхи [209]. При численном интегрировании Pr = 0,72, Pr = 1.

Численное решение трехмерных уравнений (4.23), (4.26) проводилось методом расщепления [202]. Использована неявная, абсолютно устойчивая, монотонная разностная схема с суммарной погрешностью аппроксимации O($\tau + H_{n_1}^2 + H_{s_1}^2$ + H_{η}^2). Для проверки программы численного расчета в пористом теле использовалась последовательность сгущающихся сеток по пространству: $h_1 = h_{n_1} = 10^{-3}$ м, $h_2 = h_{s_1 1} = 0.925 \cdot 10^{-2}$ (на сфере), $h_3 = h_{s_1 2} = 10^{-2}$ (на конусе), $h_4 = h_{\eta} = 0.087$ и бралось $H_{1,i} = 2h_i$, $H_{2,i} = h_i$, $H_{3,i} = h_i/2$, $H_{4,i} = h_i/4$, i = 1, 2, 3, 4. Температура каркаса фиксировалась по глубине тела в различные моменты времени. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности, одинаковой для всех шагов по пространству. Различие относительной погрешности по температуре падало и к моменту времени $t = t_i$ составляло: $\Delta_1 = 11,2$ %, $\Delta_2 = 6,3$ %, $\Delta_3 = 3,1$ %. Ниже результаты расчета получены для шагов по пространству $H_{3,i} = h_i/2$, i = 1, 2, 3, 4.

Для тестирования процессов взаимодействия высокоэнтальпийных потоков воздуха с графитовыми поверхностями использовались результаты теоретических [210] и обобщенных экспериментальных исследований [211].

Квазистационарное уравнение неразрывности (ρv)_w $r_{1w}/(H_1r_1) = -\rho_2 \varphi v$ (знак минус обусловлен тем, что нормальная координата n_1 направлена вглубь тела (см. рис. 4.8), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с первым выражением (4.25), нелинейным законом Дарси (4.24) и граничными условиями (4.38) можно проинтегрировать, и найти расход газа в области *1* [200]:

$$(\rho v)_{w}^{(1)}(s_{1},\eta_{1}) = \frac{\left[2B(P_{L}^{2}-P_{w}^{2})\phi MD_{L}/R + E_{L}^{2}\right]^{0.5} - E_{L}}{2BD_{L}},$$

где $D(n_1, s_1, \eta_1) = \int_0^{n_1} T_1 \left(\frac{r_{1w}}{r_1 H_1}\right)^2 dy, E(n_1, s_1, \eta_1) = A \int_0^{n_1} \mu T_1 \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} dy.$

Давление на внутренней «холодной» поверхности затупления (L) задано в виде

$$P_L = k P_{e0}, \tag{4.42}$$

где k — некоторая постоянная. Это обеспечивало необходимый расход охладителя (в частности, не была достигнута температура плавления каркаса из пористых металлов [25, 199]) на участке теплового воздействия для моментов времени t от 0 до 40 с.

Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора $\theta = 10^{\circ}$ потоком химически равновесного воздуха под углом атаки $\beta = 5^{\circ}$ проводились для условий, которые соответствуют параметрам $V_{\infty} = 6900$ м/с, $H_{\infty} = 21$ км, $T_{e0} = 8187$ К, $P_{e0} = 3,469 \cdot 10^{6}$ Н/м², $R_N = 0,2$ м, $L_0 = 0,02$ м, Re $_{\infty} = 7,3 \cdot 10^{6}$. Для УП берется k = 1,06 в (4.42), для графита – k = 1,1. Кинетические константы (4.41) гетерогенных реакций (4.40) известны из [9], энтальпия графита h_c рассчитывалась по формуле [212]. Эффективный показатель адиабаты γ_{ef} в первой

формуле (4.21) определялся согласно работе [176]. Для углеродного материала конической оболочки теплофизические коэффициенты известны из [185], для пористой стали – из [203]. Для графита конической части тела решается уравнение (4.26) при $Q_c = 0$, G = 0.

Приводимые ниже результаты получены при $h_{e0} = 2,402 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\varphi = 0,34$, $T_0 = 300$ K, $b_1 = 965,5$, $b_2 = 0,147$, M = 29 кг/кмоль, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ BT/(K⁴ м²), $\varepsilon = 0,9$, $P_0 = 10^5$ H/ м², $\rho_{c0} = 1400$ кг/ м³, $\rho_{c*} = 1300$ кг/ м³, $\rho = 1900$ кг/м³, $k_c = 3,15 \cdot 10^6$ с⁻¹, E_c $= 8,38 \cdot 10^4$ Дж/ моль, $Q_c = 1,26 \cdot 10^6$ Дж/кг. Теплофизические характеристики пористого затупления соответствовали пористой стали: $\varepsilon_1 = 0,8$, $\lambda_1 = 2,92 + 4.5 \cdot 10^{-3}$ $^3 \cdot T_1$ BT/(м K), $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0,544 \cdot T_1) \cdot 10^3$ Дж/(К м³), [203], $A = 2,3 \cdot 10^{11}$ 1/ м², $B = 5,7 \cdot 10^5$ 1/м. Теплофизические характеристики конической части тела отвечают УП [185] или сплошному графиту B-1 [213].

Оценка влияния скорости вращения на граничные условия на поверхности тела. В целях обоснования используемой методики решения сопряженной задачи, учитывая, что температура поверхности тела изменяется вследствие аэродинамического нагрева и вращения, приведем оценки характерных времен в газовой и конденсированной фазах и влияния скорости вращения на граничные условия (4.33), (4.34).

Согласно [9] определим время релаксации газовой фазы

$$t_a = R_N / V_\infty = 0.2 \text{ m/6900 m/c} \approx 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ c}.$$

Характерное время тепловой релаксации твердого тела на поверхности [9]:

$$t_w = \left(\rho c_p \lambda\right)_i \left(\frac{T_{e0} - T_0}{q_*}\right)^2, i = 1, 2,$$

где q_* — характерный конвективный тепловой поток на поверхности тела. Для пористой стали [203] имеем при $q_* = 10^7$ Вт/м², $T_{e0} - T_0 = 7887$ К: $(\rho c_p \lambda)_1 = 3,66 \cdot 10^6 \text{ Дж}^2/(\text{м}^4 \cdot \text{K}^2 \cdot \text{c}), t_{w1} = 2,45$ с. Для сплошного графита В-1 на конической поверхности при $(\rho c_p \lambda)_2 = 2,26 \cdot 10^8 \text{ Дж}^2/(\text{m}^4 \cdot \text{K}^2 \cdot \text{c})$ [213] получаем $t_{w2} = 157$ с, а для УП [185] при $\rho_c c_{p2} \lambda_2 = 6,05 \cdot 10^6 \text{ Дж}^2/(\text{m}^4 \cdot \text{K}^2 \cdot \text{c})$ имеем $t_{w3} = 3,77$ с. Оценим изменение температуры поверхности, вызванное вращательным движением тела. Пусть в момент время *t* в точке (*s*, η) в системе координат, связанной с газовой фазой, имеем температуру поверхности $T_w(s_1, \eta_1)$. Через промежуток времени Δt за счет вращения тела в точку (*s*, η) «придет» температура T_w ($s_1, \eta_1 + \Delta \eta_1$). Тогда

$$|T_w(s_1, \eta_1 + \Delta \eta_1) - T_w(s_1, \eta_1)| = \left| \frac{\partial T_w}{\partial \eta_1} \cdot \Delta \eta_1 \right|.$$

Учитывая, что $|\Delta \eta_1| = |\omega \cdot \Delta t|$ имеем

$$|T_w(s_1,\eta_1+\Delta\eta_1)-T_w(s_1,\eta_1)|=\left|\frac{\partial T_w}{\partial\eta_1}\cdot\omega\Delta t\right|.$$

Для оценки сверху величины $|\partial T_w / \partial \eta_1|$ возьмем распределение $T_w(\eta)$ из решения задачи обтекания тела при $\omega = 0$ рад/с. Согласно результатам расчета перепад температур между точками на поверхности тела $\eta = 0$ (подветренной стороне) и $\eta = \pi$ (наветренной) в момент времени t = 40 с достигает значения 1000 К. Принимая во внимание, что с ростом ω перепад температур уменьшается, оценим значение $|\partial T_w / \partial \eta_1|$ величиной 1000/ π K/рад ≈ 318 K/рад. Учитывая, что в данной работе используются угловые скорости вращения до 8.73 рад/с и подставляя вместо Δt характерное время для газовой фазы t_a , получим

$$\left| \frac{\partial T_w}{\partial \eta_1} \cdot \omega t_a \right| \approx 0,08 \text{ K}$$
 при $\omega = 8,73 \text{ рад/с.}$

Из приведенных оценок видно, что характерное время релаксации газовой фазы много меньше характерного времени тепловой релаксации твердого тела на поверхности $t_a \ll t_w$; за время t_a изменение в температуре поверхности (граничном условии для газовой фазы) за счет вращательного движения очень мало по сравнению с самой температурой поверхности ($T_w \approx 2400-3500$ K). Характерное время колебательных процессов $t_{\omega} >> t_a$ ($t_{\omega} = 2\pi/\omega > 0,0125$ с). Следовательно, течение в пограничном слое в рамках данной математической постановки задачи можно считать квазистационарным.

В силу $t_{\omega} >> t_a$ и результатов, полученных в параграфах 4.1 и 4.2, используется допущение о малости влияния вращения на величину теплового потока и соответственно граничное условие (4.32) для безразмерной окружной компоненты скорости берется в виде $\overline{w} = 0$.

Результаты численного решения и их анализ. На рис. 4.9, 4.10 показано изменение температуры поверхности тела в сечении $s/R_N = 10,04$ при $\eta_1 = 0^\circ$, 90° , 180° в системе координат (n_1 , s_1 , η_1), связанной с вращающимся телом $\omega = 100$ градус/с ($\Omega = 5,06 \cdot 10^{-5}$) для композиционных материалов: пористая стальуглепластик (рис. 4.9), пористая сталь-графит В-1 (рис. 4.10). В силу вращения тела условия на внешней границе пограничного слоя зависят от времени, поэтому температура поверхности вращающегося тела в системе координат (n_1 , s_1 , η_1) зависит от времени немонотонно (см. рис. 4.9, 4.10).



Рисунок 4.9 – Зависимость температуры поверхности тела от времени в сечении $s/R_N = 10,04$ (графит В-1)



Рисунок 4.10 – Зависимость температуры поверхности тела от времени в сечении $s/R_N = 10,04$ (углепластик)

На рис. 4.11 показано распределение температуры поверхности для случая $\omega = 0^{\circ}/c$, на рис. 4.12 – для $\omega = 100^{\circ}/c$. Наличие вращательного движения приводит к изменению распределения температуры поверхности. С одной стороны температур $(T_{wmax} - T_{wmin})$ уменьшается перепад вследствие снижения поверхности на наветренной стороне и увеличению температуры на подветренной. С другой стороны в распределении Т_w возникает несимметрия относительно плоскости угла атаки (см. рис. 4.12), т.е. положения максимума и минимума температуры поверхности смешаются из полуплоскостей $\eta = 0$ и η = 180 соответственно в направлении вращения.



Рисунок 4.11 – Распределение температуры на конической поверхности в момент времени *t* = 40 с и ω = 0 градус/с (графит B-1)



Рисунок 4.12 – Распределение температуры на конической поверхности в момент времени *t* = 40 с и ω = 100 градус/с (графит B-1)

На рис. 4.13, 4.14 показано влияние скорости вращения на величины $\Phi_w = T_w$ ($\omega = 0$) – T_w ($\omega = 500$) на подветренной ($\eta = 0^\circ$) и наветренной сторонах ($\eta = 180^\circ$) в моменты времени *t* = 1, 5, 40 с для композиционных материалов: пористая стальуглепластик (рис. 4.13) и пористая сталь-графит.



Рисунок 4.13 – Влияние вращения на распределение температуры поверхности тела в плоскости угла атаки η = 0–180° для «пористая сталь-углепластик»



Рисунок 4.14 – Влияние вращения на распределение температуры поверхности тела в плоскости угла атаки $\eta = 0-180^{\circ}$ для «пористая сталь–графит B-1»

Штриховым кривым, пунктирным, штрихпунктирным с одной точкой, штрихпунктирным с двумя точками, сплошным отвечают скорости вращения

равные 0, 25, 100, 250 и 500 градус/с соответственно. Как видно из рис. 4.13, 4.14 на подветренной стороне вращающегося тела температура поверхности выше в силу перетекания тепла, чем на невращающемся теле, а на наветренной — наоборот.

Рассмотрим подробнее сечение $s/R_N = 10,04$ в момент времени t = 40 с. На рис. 4.15 показано влияние вращения на перепад температур на поверхности тела в сечении продольной координаты $s/R_N = 10,04$.



Рисунок 4.15 — Зависимость температуры поверхности тела на конической части тела от скорости вращения в сечении $s/R_N = 10.04$

Графиту В-1 соответствуют сплошные кривые, углепластику – штриховые. Кривым $1-1^{'}$ отвечают максимумы температуры поверхности, кривым $2-2^{'}$ – минимумы температуры поверхности. Как видно из рисунков, с ростом скорости вращения перепад температур уменьшается. Причем изменение скорости вращения по разному сказывается на перепад температур на поверхности графита и на углепластике: при увеличении значений скорости вращения с 0 до 50 градус/с (0,873 рад/с) перепад температур на графите уменьшается с 1004,4 К до 327 К, на углепластике с 688 К до 526,9 К. Последнее, по-видимому, связано с перетеканием тепла, обусловленного значительным превышением теплопроводности графита над углепластиком [185, 213]. Влияние скорости вращения на перепад температур на поверхности тела, характеризуемый кривыми *1*, *2* (графит) и *1*', *2*' (углепластик), уменьшает свой эффект с ростом скорости вращения.

На рис. 4.16 представлена зависимость координаты η_{max} , соответствующей максимальному значению температуры поверхности тела в сечении *s*/*R*_N = 10,04, от скорости вращения тела. Эта координата характеризует асимметрию теплового поля на поверхности теплозащитного материала и указывает на наличие фазового сдвига $\Delta \eta = \eta_{max} - 180^{\circ}$ между изменяющимися во времени температурой и давлением в точке на поверхности вращающегося тела. Это приводит к несимметричности течения около вращающегося тела относительно плоскости угла атаки. Как следствие, вызывает появление отрицательного момента крена, тормозящего вращательное движение тела, и боковой силы, отклоняющей тело от заданной траектории [170, 214]. При этом значение η_{max} для углепластика (штриховая кривая) меньше, чем для графита (сплошная кривая) во всем рассматриваемом диапазоне скоростей вращения.



Рисунок 4.16 – Зависимость координаты максимальной температуры поверхности тела от скорости вращения ($s/R_N = 10,04$)

Из рис. 4.17 видно, что η_{max} так же зависит от продольной координаты *s*.



Рисунок 4.17 – Зависимость η_{max} от продольной координаты *s*/ R_N

Асимметрия теплового поля характеризуется не только положением точки максимума T_w , но так же величиной тепловой асимметрии, которая вычисляется через разность температур в точках симметричных относительно плоскости угла атаки ($\eta = 0^\circ$ и $\eta = 180^\circ$):

$$I(s) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\pi} \Psi(s, \eta) d\eta,$$

где $\Psi(s,\eta) = |T_w(s,\eta) - T_w(s, 2\pi - \eta)|.$

Стоит отметить, что величина *I* равняется нулю при $\omega = 0$ градус/с или угле атаки $\beta = 0^{\circ}$, а так же в условиях изотермической поверхности тела ($T_w = \text{const}$) или при $\omega \to \infty$.

На рис. 4.18, 4.19 показано распределение величины $\Psi(\eta)$ для $s/R_N = 10,4$, характеризующей тепловую асимметрию, при различных скоростях вращения ω . Штриховым кривым, пунктирным, штрихпунктирным с одной точкой, штрихпунктирным с двумя точками, сплошным отвечают скорости вращения равные 0, 25, 100, 250 и 500 градус/с соответственно. Как следует из рис. 4.18 (УП), с ростом скорости вращения увеличивается величина тепловой асимметрии I(s) в сечении $s/R_N = 10,04$. Из рис. 4.19 (графит В-1) видно, что величина тепловой асимметрии так же равна нулю при нулевой скорости вращения, но для ненулевых значений скорости вращения она уменьшается с ростом ω .



Рисунок 4.18 – Зависимость величины $\Psi(\eta)$ от окружной координаты в сечении *s*/*R*_N = 10,04 (углепластик)



Рисунок 4.19 – Зависимость величины $\Psi(\eta)$ от окружной координаты в сечении *s*/*R*_N = 10,04 (графит В-1)

В данной параграфе параметры в сечении $s/R_N = 10,04$ ($T_w < 3500$ K, $P_e = 0,5-2,0$ атм) соответствуют преимущественно диффузионному режиму [208]. При этих условиях вклад сублимации в унос материала с поверхности незначителен.

Согласно формулами из работы [208] скорость массового уноса при диффузионном режиме не зависит от температуры поверхности, но зависит от давления.

В соответствии с принятыми допущениями вращение тела в нашей задаче не оказывает влияние на распределение давления, поэтому сохраняется его симметрия относительно плоскости угла атаки. Так как положение максимума давления находится на наветренной ($\eta = 180^{\circ}$), а положение минимума на подветренной стороне ($\varphi = 0^{\circ}$) положение максимума скорости уноса материала, обусловленного термохимическим разрушением поверхности ТЗП, близко к максимуму давления, не зависит от скорости вращения и не следует за максимумом температуры поверхности. Введем величину $\Lambda_w = (\rho v)_w (s/R_N, \eta) - (\rho v)_w (s/R_N, 360^{\circ} - \eta)$. Видно, что Λ_w (см. рис. 4.20) аналогично Ψ_w является положительной функцией. Рис. 4.18–4.20 показывают, что температура поверхности и скорость уноса материала за счет абляции имеют более высокие значения при 180° < η < 360°, чем при 0° < η < 180°.



Рисунок 4.20 – Зависимость Λ_w от окружной координаты в сечении *s*/*R*_N = 10,04 (графит B-1)

При вращении тела, обтекаемого под углом атаки, с одной стороны минимум и максимум температуры поверхности смещаются из плоскости

симметрии ($\eta = 0^{\circ}$, $\eta = 180^{\circ}$) (рис. 4.16), с другой стороны, с ростом ω уменьшается перепад температур (см. рис. 4.15). Результаты проведенных расчетов показали, что величина *I* зависит немонотонно от скорости вращения ω (см. рис. 4.21). Для каждого теплозащитного материала существует свое значение скорости вращения ω_{max} , при котором величина тепловой асимметрии *I* достигает максимального значения (для графита B-1 $\omega_{max} \approx 25$ градус/с). Данный факт стоит учитывать при выборе приемлемой скорости вращения.



Рисунок 4.21 — Зависимость величины тепловой асимметрии I от скорости вращения в сечении $s/R_N = 10,04$

Вращение летательного аппарата, обтекаемого под углом атаки, приводит к уменьшению перепада температуры поверхности и несимметричности распределения температуры поверхности. Показано, что положение максимума температуры поверхности смещается из плоскости угла атаки. Величина тепловой асимметрии и положение максимума температуры зависит как от материала, так и от скорости вращения. Скорость вращения, при которой достигается максимум величины тепловой асимметрии, зависит от теплофизических характеристик теплозащитного материала.

4.4 Выводы по главе 4

1. Для задачи сверхзвукового осесимметричного обтекания сферически затупленного конуса проанализировано влияние скорости вращения на распределение теплового потока и трения на изотермической поверхности тела. Получена аппроксимационная формула для оценки теплового потока в зависимости от скорости вращения и температуры поверхности.

2. В результате численного решения сопряженной задачи тепломассообмена при гиперзвуковом пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного конуса с учетом термохимического разрушения установлено уменьшение перепада температур на графите B-1 с 1004,4 К до 327 К, на углепластике – с 688 К до 526,9 К при увеличении скорости вращения ω с 0 до 50 градус/с.

3. Численно установлено, что вращение ЛА, движущегося под углом атаки в плотных слоях атмосферы, приводит к асимметрии температуры поверхности и скорости массового уноса. В диапазоне угловых скоростей вращения от 0 до 500 градус/с наибольший фазовый сдвиг между давлением и температурой поверхности наблюдается при использовании графита.

4. Установлено, что тепловая асимметрия, выражающаяся в разнице температур в симметричных точках относительно плоскости угла атаки вращающегося тела, сильно зависит от используемого материала и скорости вращения. Показано, что для графита B-1 максимум величины тепловой асимметрии достигается при ω = 25 градус/с. При ω < 100 градус/с величина тепловой асимметрии для графита больше, чем для углепластика.

5. В результате численного решения сопряженной задачи тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного конуса с учетом термического разложения углепластика показано, что при $\Omega = 7,9 \cdot 10^{-6}$ асимметрия температуры и скорости массового уноса с поверхности влияет на боковую силу, моменты крена и рыскания существенно сильнее, чем асимметрия течения в ПС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе выполнения диссертационного исследования получены следующие выводы и результаты:

1. Разработан и протестирован комплекс программ сопряженного ТМО для случая гиперзвукового пространственного обтекания вращающегося затупленного тела.

2. Для задачи сверхзвукового осесимметричного обтекания сферически затупленного конуса проанализировано влияние скорости вращения на распределение теплового потока и трения на изотермической поверхности тела. Получена аппроксимационная формула для оценки теплового потока в зависимости от скорости вращения и температуры поверхности.

3. Решена задача аэродинамического нагрева сферически затупленного конуса при гиперзвуковом пространственном обтекании потоком химически равновесного воздуха с учетом термохимического разрушения ТЗП при скоростях вращения тела от 0 до 500 градус/с. Получено, что при вращении с угловой скоростью 50 градус/с перепад температур на графите B-1 уменьшается с 1004,4 К до 327 К, на УП – с 688 К до 526,9 К.

4. Численно установлено, что вращение сферически затупленного конуса, обтекаемого гиперзвуковым потоком газа под углом атаки, приводит к асимметрии распределения температуры поверхности и скорости уноса материала. В диапазоне скоростей вращения от 0 до 500 градус/с фазовый сдвиг между давлением и температурой поверхности монотонно зависит от ω. Показано, что для графита В-1 он больше, чем для УП.

5. Численно определена зависимость величины тепловой асимметрии от скорости вращения. Установлено, что величина тепловой асимметрии зависит от скорости вращения нелинейно и немонотонно. Получено, что максимум величины тепловой асимметрии для графита В-1 достигается при меньшей скорости вращения (25 градус/с), чем для углепластика. Величина тепловой асимметрии при скоростях вращения до 100 градус/с для графита больше, чем для УП.

6. В результате численного решения сопряженной задачи тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании вращающегося сферически затупленного конуса с учетом термического разложения углепластика показано, что при $\Omega = 7,9 \cdot 10^{-6}$ асимметрия температуры и скорости массового уноса с поверхности влияет на боковую силу, моменты крена и рыскания существенно сильнее, чем асимметрия течения в пограничном слое.

7. В рамках двухтемпературной модели численно исследовано тепловое состояние нагреваемых материалов в зависимости от значений пористости и теплопроводности. Показано, что газ-охладитель на поверхности имеет большую температуру, чем материал. Установлено, что увеличение пористости ведет к повышению расхода газа-охладителя, обеспечивая более эффективное снижение температуры. Получено количественное и качественное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными [28].

8. Численно изучено влияние состава ТЗМ на основе УП на характеристики сопряженного ТМО при сверхзвуковом пространственном обтекании сферически затупленного тела с учетом термического разложения ТЗМ. Показано, что УП с меньшей долей смолы и одинаковыми термокинетическими параметрами при кратковременном аэродинамическом нагреве имеют меньшую скорость массового уноса газообразных компонентов, а при длительном нагреве – большую. Установлено, что максимальная разница температур поверхности по сравнению с аналогичными инертными ТЗМ зависит от состава УП и находится в диапазоне от 12,5 до 22,6 К.

9. С использованием двухтемпературной модели численно исследовано влияние МЭВ на характеристики тепломассообмена. Установлено, что увеличение интенсивности пульсации до некоторого значения приводит к увеличению расхода газа-охладителя, что, в свою очередь, обеспечивает более низкие температуры. Получено количественное и качественное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными.

Результаты диссертационной работы могут послужить для проектирования, создания и оценки эффективности различных способов тепловой защиты перспек-

тивных ГЛА. Перспективы дальнейшей разработки темы связаны с решением задачи полета ЛА по заданной траектории с учетом изменения угла атаки, скорости вращательного движения и исходной формы тела вследствие термохимического разрушения ТЗМ. Для этого потребуется разработка комплексной физикоматематической модели, учитывающей сопряженность динамических и тепломассообменных процессов в газовой и конденсированной фазах, методов расчета и программного обеспечения на их основе.

Список сокращений

- АДХ аэродинамические характеристики
- ГЛА гиперзвуковой летательный аппарат
- к-фаза конденсированная фаза
- ЛА летательный аппарат
- ЛТП ламинарно-турбулентный переход
- МЭВ малые энергетические возмущения
- ПС пограничный слой
- ТЗ тепловая защита
- ТМО тепломассообмен
- ТЗМ теплозащитный материал
- ТЗП теплозащитное покрытие
- УП углепластик

Список литературы

1. Полежаев Ю. В. О взаимном влиянии процессов испарения, горения, коксования при разрушении в высокотемпературном газовом потоке / Ю. В. Полежаев // Теплофизика высоких температур. – 1965. – № 5. – С. 731–739.

2. Лыков А. В. Тепломассообмен. Справочник / А. В. Лыков. – М.: «Энергия», 1972. – 560 с.

3. Дорфман А. Ш. Теплообмен при обтекании неизотермических тел / А.Ш. Дорфман. – М.: Машиностроение, 1982. – 191 с.

4. Chapman D. R. Temperature and velocity profiles in the compressible, laminar boundary layer with arbitrary distribution of surface temperature / D. R. Chapman, M. W. Rubesin // J. of the Aeronautical Sciences. – 1949. – Vol. 16, № 9. – P. 547–565.

5. Лыков А. В. Сопряженные задачи конвективного теплообмена / А. В. Лыков, А. А. Алексашенко, В. А. Алексашенко. – Минск: Наука и техника, 1971. – 346 с.

6. Schlichting H. Der Wärmeübergang an einer längsangeströmten ebenen Platte mit veränderlicher Wandtemperatur / H. Schlichting // Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A. – 1951. – Vol. 17, № 1. – P. 1–8.

7. Dorfman A. Conjugate Problems in Convective Heat Transfer: Review /
A. Dorfman, Z. Renner // Mathematical Problems in Engineering. – 2009. – № 927350.
– P. 1–27

8. Гришин А. М. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений / А. М. Гришин. – Томск: Изд-во ТГУ, 1973. – 282 с.

9. Гришин А. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред / А.М. Гришин, В.М. Фомин. – Новосибирск: Наука, 1984. – 318 с.

10. Зинченко В. И. Влияние неравновесных химических реакций на сопряженный тепломассообмен между твердым телом и многокомпонентным газовым потоком / В. И. Зинченко, А. М. Гришин // ИФЖ. – 1975. – Т. 29, № 3. – С. 513– 521. 11. Зинченко В. И. Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена / В.И. Зинченко. – Томск: Изд-во ТГУ, 1985. – 224 с.

12. Зинченко В. И. Исследование сопряженного тепломассообмена при обтекании затупленных тел гиперзвуковым потоком газа при наличии неравновесных химических реакций и вдуве / В. И. Зинченко, С. И. Пырх // Тепломассообмен. VII. – Минск, 1984. – Т. 3. – С. 91–97.

13. Зинченко В. И. Неравновесный вязкий ударный слой в окрестности критической точки с учетом сопряженного теплообмена / В. И. Зинченко, С. И. Пырх // ПМТФ. – 1979. – № 3. – С. 108–114.

14. Зинченко В. И. Расчет неравновесного вязкого ударного слоя с учетом сопряженного теплообмена / В. И. Зинченко, С. И. Пырх // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1984. – № 2. – С. 146–153.

15. Зинченко В. И. Численное исследование пространственного ламинарного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена / В. И. Зинченко, О. П. Федорова // ПМТФ. – 1988. – № 2. – С. 34–42.

16. Зинченко В. И. Исследование характеристик тепломассообмена в плоскостях симметрии тел различной формы / В. И. Зинченко, Е. Н. Путятина // ИФЖ. – 1986. – Т. 50, № 1. – С. 5–14.

17. Зинченко В. И. Исследование характеристик сопряженного теплообмена в окрестности симметрии тел различной формы / В. И. Зинченко, Е. Н. Путятина // ИФЖ. – 1988. – Т. 54, № 3. – С. 499–507.

18. Зинченко В. И. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учетом сопряженного теплообмена / В. И. Зинченко, О. П. Федорова // ПМТФ. – 1989. – № 3. – С. 118–124.

19. Зинченко В. И. Исследование температурных режимов обтекаемых тел при вдуве газа с поверхности / В. И. Зинченко, А. Г. Катаев, А. С. Якимов // ПМТФ. – 1992. – № 6. – С. 57–64.

20. Зинченко В. И. Расчет характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении в завесной зоне / В. И. Зинченко, А. Г. Катаев, А. С. Якимов // ПМТФ. – 1995. – Т. 36, № 2. – С. 126–135. 21. Башкин В. А. Решение стационарной задачи сопряженного теплообмена для плоской пластины / В. А. Башкин, В. В. Пафнутьев, Е. Н. Смотрина // Ученые записки ЦАГИ. – 2007. – Т. 38, № 1. – С. 82–94.

22. D'Ambrosioy D. A. Numerical Method For Conjugate Heat Transfer Problems in Hypersonic Flows / D. A. D'Ambrosioy, P. Ferrero // AIAA Paper. – 2008. – № 4247. – 24 p.

23. Димитриенко Ю. И. Моделирование сопряженных процессов аэрогазодинамики и теплообмена на поверхности теплозащиты перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов / Ю. И. Димитриенко, А. А. Захаров, М. Н. Коряков, Е. К. Сыздыков // Известия высших учебных заведений. Машиностроение. – 2014. – № 3. – С. 23–34.

24. Архипов В. А. Разрушение углепластиков высокотемпературной струей плазмы / В. А. Архипов, Г. В. Кузнецов, Т. Н. Немова, Г. В. Притворов, В. П. Рудзинский // Известия ТПУ. – Т. 312, № 2. – С. 102–105.

 Полежаев Ю. В. Тепловая защита / Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юревич. – под ред. А. В. Лыкова. – М.: Энергия, 1976. – 392 с.

26. Панкратов Б. М. Взаимодействие материалов с газовыми потоками / Б. М. Панкратов, Ю. В. Полежаев, А. К. Рудько. – М.: Машиностроение, 1976. – 224 с.

27. Полежаев Ю. В. Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее / Ю. В. Полежаев, С. В. Резник: В 3-х томах. – Том 3. Экспериментальные исследования, монография. – 2002. – 264 с.

28. Гришин А. М. Математическое и физическое моделирование тепловой защиты / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, В. И. Зинченко, К. Н. Ефимов, А. С. Якимов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. – 358 с.

29. Михатулин Д. С. Тепломассообмен. Термохимическое и термоэрозионное разрушение тепловой защиты / Д. С. Михатулин, Ю. В. Полежаев, Д. Л. Ревизников. – М.: Янус-К, 2011. – 516 с.

30. Шашков А. Г. Тепло- и массообмен в потоке нагретого газа / А. Г. Шашков. – Минск: Изд-во «Наука и техника», 1974. – 101 с. 31. Репухов В. М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа / В. М. Репухов. – Киев: Наукова думка, 1980. – 296 с.

32. Волчков Э. П. Пристенные газовые завесы / Э. П. Волчков. – Новосибирск: Наука, 1983. – 239 с.

33. Абалтусов В. Е. Теплообмен плазменной струи с проницаемой стенкой / А. Н. Голованов, А. С. Холкин // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981. – С. 67–70.

34. Голованов А. Н. О гидродинамических, тепловых и теплофизических характеристиках некоторых пористых материалов в высокотемпературных потоках и вдуве газа-охладителя / А. Н. Голованов // Сиб. физ.-техн. журн. – 1992. – Вып. 3. – С. 21–29.

35. Голованов А. Н. Теплообмен плазменной струи и полусферической стенки при наличии вдува газа-охладителя через круглые отверстия / А. Н. Голованов // ПМТФ. – 1988. – № 2. – С. 18–23.

36. Голованов А. Н. О физической модели течения газа и теплообмена в окрестности затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным потоком при вдуве газа-охладителя через круглые отверстия / А. Н. Голованов // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1987. – Вып. 3, № 18. – С. 6–52.

37. Тирский Г. А. Гиперзвуковая аэродинамика и тепломассообмен спускаемых космических аппаратов и планетных зондов / Г. А. Тирский, В. И. Сахаров,
В. Л. Ковалев, В. И. Власов, А. Б. Горшков, Р. В. Ковалев, В. Я. Боровой,
И. В. Егоров, А. В. Белошицкий, В. В. Горский, И. Г. Брыкина, Н. Е. Афонина,
В. Г. Громов, Б. А. Кирютин, В. В. Лунев, А. С. Скуратов, В. А. Алексин, Б. В. Рогов, А. А. Дядькин, С. В. Журин. – М.: Изд-во Физматлит, 2011. – 546 с.

38. Горский В. В. Исследование процесса уноса массы углеродного материала в рамках полной термохимической модели его разрушения для случая равновесного протекания химических реакций в пограничном слое / В. В. Горский, В. А. Забарко, А. А. Оленичева // ТВТ. – 2012. – Т. 50, № 2. – С. 307–314. З9. Лукашов В. В. Пристенные течения химически реагирующих веществ.
Обзор современного состояния. Проблемы / В. В. Лукашов, В. В. Терехов,
В. И. Терехов // ФГВ. – 2015. – Т. 51, № 2. – С. 23–37.

40. Кутателадзе С. С. Аэродинамика и тепломассообмен в ограниченных вихревых потоках / С. С. Кутателадзе, Э. П. Волчков, В. И. Терехов. – Новосибирск: Наука СО, 1987. – 290 с.

41. Лукашов В. В. О проявлении многокомпонентной диффузии в ламинарном пограничном слое с инородным вдувом / В. В. Лукашов, С. В. Жиливостова // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, № 3. – С. 505–511.

42. Авдуевский В. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике / В. С. Авдуевский, Б. М. Галицейский, Б. А. Глебов. – М: Энергия, 1975. – 623 с.

43. Основы теории полета космических аппаратов / под ред. Г. С. Нариманова, М. К. Тихонравова. – М.: Машиностроение, 1972. – 608 с.

44. Голованов А. Н. Тепломассообмен стенки и высокотемпературного потока газа при наличии вдува газа-охладителя через пористые материалы / А. Н. Голованов, Е. В. Рулева // Вестник ТГУ. Математика и механика. – 2010. – № 2(10). – С. 88–93.

45. Авдуевский В. С. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике / В. С. Авдуевский, Ю. И. Данилов, В. К. Кошкин. – М.: Оборонгиз, 1960. – 390 с.

46. Болгарский А. В. Термодинамика и теплопередача / А. В. Болгарский, Г. А. Мухачев, В. К. Щукин. – М.: Высшая школа, 1964. – 496 с.

47. Вукалович М.П Термодинамика: учебное пособие для вузов / М. П. Вукалович, И. И. Новиков. – М.: Машиностроение, 1972. – 672 с.

48. Авдуевский В. С. Ламинарный пограничный слоя на пористой пластине при наличии химических реакций на поверхности / В. С. Авдуевский, Е. И. Оброскова // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. – 1962. – № 5. – С. 3–12.

49. Дыбан Е. П. К вопросу о гидравлическом сопротивлении при течении воздуха через пористые металлические среды / Е. П. Дыбан, В. Г. Прокопов, В. М. Старадомский, И. Т. Швец // Течения жидкостей и газов. – Киев: Наукова думка, 1965. – С 12–18.

50. Поляев В. М. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов / В. М. Поляев, В. А. Майоров, Л. А. Васильев. – М.: Машиностроение, 1988. – 168 с.

51. Пористые проницаемые материалы: Справочник / Под ред. С. В. Белова. –М.: Металлургия, 1987. – 335 с.

52. Огнеупорная керамика в высокотемпературном газовом потоке / Под ред. А. Жукаускаса. – Вильнюс: Мокслас, 1975. – 180 с.

53. Липтуга А. И. Радиационное охлаждение в условиях магнитоконцентрационного эффекта / А. И. Липтуга, В. К. Малютенко, В. И. Пипа, Л. В. Леваш // Физика и техника полупроводников. – 1997. – Т. 31, № 4. – С. 498–503.

54. Roberts L. Radiation and ablation cooling for manned re-entry vehicles / L. Roberts // Advanced in Aeronautic Sci. – 1962. – Vol. 4. – P. 1019–1028.

55. Sutton G. W. The initial development of ablation heat protection, an historical perspective / G. W. Sutton // J. Spacecraft. – 1982. – Vol. 19, № 1. – P. 3–11.

56. Скала Э. В. Характеристики коксующихся аблирующих материалов в процессе горения на поверхности в диффузионном режиме / Э. В. Скала // Исследования при высоких температурах. – М.: ИЛ, 1962. – С. 155–165.

57. Полежаев Ю. В. Расчет нестационарного направления вязкого стеклообразного материала / Ю. В. Полежаев // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. ОТН. – 1963. – № 3. – С. 9–16.

58. Полежаев Ю. В. Об использовании экспериментов по нестационарному уносу массы для определения теплопроводности и других теплофизических свойств стеклообразных теплозащитных материалов / Ю. В. Полежаев // ТВТ. – 1963. – № 1. – С. 33–38.

59. Mathieu R. D. Mechanical spallation of charring ablators in hyperthermal environments / R. D. Mathieu// AIAA Journal. – 1964. – Vol. 2, № 9. – P. 1621–1627.

60. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение / Б. В. Раушенбах. – М.: Гос. изд-во физико-математической литературы, 1961. – 500 с.

61. Накоряков В. Е. Тепло- и массообмен в звуковом поле / В. Е. Накоряков, А. П. Бурдуков, А. М. Болдырев, П. А. Терлеев. – Новосибирск: Изд-во ИТФ СО АН СССР, 1970. – 254 с.

62. Борисов Ю.Я Физические основы ультразвуковой технологии / Ю. Я. Борисов, Н. М. Гынкина // Акустическая сушка. – М.: Наука, 1970. – С. 16–27.

63. Степанова Е.В Математическое моделирование процесса теплообмена в теплозащитном покрытии при пульсациях газового потока / Е. В. Степанова, А. С. Якимов // ТВТ. – 2015. – Т. 53. – № 2. – С. 236–242

64. Голованов А. Н. Гидродинамические и тепловые характеристики систем пористого охлаждения при наличии малых периодических возмущений /
 А. Н. Голованов // ИФЖ. – 1994. – Т. 66. – № 6. – С. 695–701.

65. Голованов А. Н. О влиянии вибраций на процесс горения некоторых углеграфитовых материалов / А. Н. Голованов // ФГВ. – 1988. – Т. 24. – № 4. – С. 69–71.

66. Голованов А. Н. О влиянии периодических возмущений на процессы разрушения некоторых композиционных материалов / А. Н. Голованов // ФГВ. – 1999. – Т. 35. – № 3. – С. 67–73.

67. Голованов А. Н. О влиянии периодических пульсаций газа-охладителя на характеристики теплообмена в системах пористого охлаждения / А. Н. Голованов, Е. В. Рулева // Вестник ТГУ. Математика и механика. – 2010. – № 2 (14). – С. 85–90.

68. Голованов А. Н. Малые энергетические возмущения в некоторых задачах механики реагирующих сред / А. Н. Голованов. – Томск: ТМЛ-Пресс, 2010. – 118 с.

69. Голованов А. Н. Моделирование процесса теплообмена в системах пористого охлаждения при пульсациях газового потока / А. Н. Голованов, Е. В. Рулева, А. С. Якимов // ТВТ. – 2011. – Т. 49. – № 6. – С. 914–921. 70. Третьяков П. К. Организация пульсирующего режима горения в высокотемпературном ПВРО / П. К. Третьяков // ФГВ. – 2012. – Т. 48. – № 6. – С. 21–27.

71. Челомей В. М. Парадоксы в механике, вызванные вибрациями /
В. М. Челомей // ДАН СССР. – 1983. – Т. 270. – № 1. – С. 62–67.

72. Зарембо Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. – М.: Наука, 1966. – 519 с.

73. Галиуллин Р. Г. Течение вязкой жидкости и теплообмен тел в звуковом поле / Р. Г. Галиуллин, В. Б. Репин, Н. Х. Халитов. – Казань: Изд-во Казанского ун-та, 1978. – 128 с.

74. Крокко Л. Теория неустойчивости горения в жидкостных реактивных двигателях / Л. Крокко. – М.: ИЛ, 1958. – 371 с.

75. Константинов Б. П. Гидродинамическое звуковое распространение звука в ограниченной среде / Б. П. Константинов. Л. – М.: Энергия, 1974. – 233 с.

76. Пахомов М. А. Влияние частоты импульсов на теплообмен в точке торможения импактной турбулентной струи / М. А. Пахомов, В. И. Терехов // ТВТ. – 2013. – Т. 51. – № 2. – С. 287–293.

77. Tretyakov P. K. Ignition and stabilization of burning hydrocarbonic fuels in a supersonic stream pulse-periodic laser radiation / V. N. Zudov, P. K. Tretyakov,
A. V. Tupikin // AIAA Paper. -2012. - № 5949. - 10 p.

78. Фомин В. М. Взаимодействие ударной волны с контактным разрывом при локальном тепловыделении в потоке / В. М. Фомин, П. К. Третьяков, В.Н Зудов // Доклады Академии наук. – 2010. – Т. 435, № 1. – С. 46–48.

79. Ажищев Н. Л. Об интенсификации переноса тепла в пористых средах при пульсации давления / Н. Л. Ажищев, В. И. Быков // Известия СО АН СССР. Сер. техн. наук. – 1987. – Вып. 6, № 21. – С. 27–30.

80. Боресков Г. К. Осуществление гетерогенного каталитического процесса
в нестационарном режиме / Г. К. Боресков, Ю. Ш. Матрос, О. В. Киселев,
Г. А. Бунимович // Докл. АН СССР. – 1977. – Т. 237, № 1. – С. 160–163.

81. Капица П. Л. Теплопроводность и диффузия в жидкой среде при периодическом течении. 1. Определение величины коэффициента волнового переноса в трубе, в щели и в канале / П. Л. Капица // ЖЭТФ. – 1951. – Т. 21, № 9. – С. 964– 978.

82. Голованов А. Н. Моделирование процесса тепломассопереноса систем пористого охлаждения при наличии малых периодических возмущений / А. Н. Голованов, А. С. Якимов // ИФЖ. – 2011. – Т. 84, № 4. – С. 657–663.

83. Prandtl L. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung / L. Prandtl // Verhandlungen des dritten Internationalen Mathematiker-Kongress. Heidelberg, 08–13 August, 1904. – Leipzig, 1905. – S. 71–75.

84. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости / М. Ван-Дайк. – М.: Мир, 1967.

85. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой / Л. Г. Лойцянский. – М.:Физматгиз, 1962. – 479 с.

86. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 712 с.

87. Лапин Ю. В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа (2 изд.) / Лапин Ю. В. – М.: Наука, 1982. – 312 с.

88. Лапин Ю. В. Динамика вязких жидкостей и газов, теория ламинарных и турбулентных пограничных слоев / Ю. В. Лапин, Л. Г. Лойцянский, Ю. П. Лунькин, В. Я. Нейланд, В. В. Сычев, Г. А. Тирский // Механика в СССР за 50 лет. – М.: Наука, 1970. – Т. 2. – С. 507–559.

89. Гиневский А. С. Методы расчета турбулентного пограничного слоя / А. С. Гиневский, В. А. Иоселевич, А. В. Колесников, Ю. В. Лапин, В. Н. Пилипенко, А. Н. Секундов. – М.: ВИНИТИ, 1978. – Т. 11. — С. 155–304.

90. Турбулентность / под ред. П.Брэдшоу. – М.: Машиностроение, 1983. – 343 с.

91. Шевелев Ю. Д. Трехмерные задачи теории ламинарного пограничного слоя / Ю. Д. Шевелев. – М.: Наука, 1977. – 224 с.

92. Blottner F. G. Investigation of some finite-difference techniques for solving the boundary layer equations / F. G. Blottner // Computer methods in applied mechanics and engineering. – N_{2} 6. – 1975. – P. 24–30.

93. Некоторые применения метода сеток в газовой динамике: Течения в пограничном слое /под ред. Г. С. Рослякова, Л. А. Чудова. – М.: Изд-во МГУ, 1971. – 210 с.

94. Шевелев Ю. Д. Разностные методы расчета пространственного ламинарного пограничного слоя / Ю. Д. Шевелев // Новые применения метода сеток в газовой динамике, под ред. Г. С. Рослякова и Л. А. Чудова. – М.: МГУ, 1971. – № 1. – С. 100–195.

95. Пасконов В. М. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена / В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. – М.: Наука, 1984. –288 с.

96. Себечи Т. Расчет сжимаемого адиабатического турбулентного пограничного слоя / Т. Себечи, А. Смит, Г. Мосинскис // РТК. – 1970. – Т. 8, № 11. – С.66–75.

97. Себечи Т. Расчет сжимаемого турбулентного пограничного слоя при наличии тепло- и массообмена / Т. Себечи // РТК. – 1971. – Т. 9, № 6. – С. 121– 129.

98. Лунев В. В. Течение реальных газов с большими скоростями / В. В. Лунев. – М.: Физмалит. – 2007. – 760 с.

99. Kao H. C. Hypersonic Viscous Flow Near the Stagnation Streamline of a Blunt Body: II. Third-Order Boundary-Layer Theory and Comparison with Other Methods / H. C. Kao // AIAA Journal. – 1964. – Vol. 2, № 11. – P. 1898–1906.

100. Хейз У. Д. Теория гиперзвуковых течений / У. Д. Хейз, Р. Ф. Пробстин. – М: Изд-во иностранной литературы, 1962. – 608 с.

101. Дородницын А. А. Об одном методе решения уравнений пограничного слоя / А. А. Дородницын // ПМТФ. – 1960. – № 3. – С. 111–118.

102. Лойцянский Л. Г. Универсальные уравнения в параметрическом приближении в теории ламинарного пограничного слоя / Л. Г. Лойцянский // ПММ. – 1965. – Вып. 1, Т. 29. – С. 70–87.

103. Ковач Э. А. Применение метода последовательный приближений к интегрированию уравнений пограничного слоя / Э. А. Ковач, Г. А. Тирский // Доклады АН СССР. – 1970. – Т. 190, № 1. – С. 61–65.
104. Авдуевский В. С. Приближенный метод расчета трехмерного ламинарного пограничного слоя / В. С. Авдуевский // Изв. АН СССР. ОТН. – 1962. – № 2. – С. 11–16.

105. Землянский Б. А. Метод локального подобия для трехмерного ламинарного пограничного слоя с градиентом давления / Б. А. Землянский // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1966. – № 4. – С. 70–75.

106. Валио-Лорен М. Трехмерные ламинарные погариные слои с интенсивным вторичным течением / М. Валио-Лорен // РКТ. – 1970. – Т. 8, № 10. – С. 103– 113.

107. Уонг К. Эффективный метод расчета пространственного ламинарного пограничного слоя / К. Уонг // РКТ. – 1971. – Т. 9, № 8. – С. 276–278.

108. Fannelop T. K. A method of solving the three-dimensional laminar boundary-layer equations with application to a lifting re-entry body / T. K. Fannelop // AIAA Journal. – 1968. – Vol. 6, N_{0} 6. – P. 1075–1084.

109. DeJarnette F. R. Approximate Method for Computing Convective Heating on Hypersonic Vehicles Using Unstructured Grids / H. H. Hamilton, K. J. Weilmuenster, and F. R. DeJarnette //J. of Spacecraft and Rockets. – 2014. – Vol. 51, № 4. – P. 1288–1305.

110. Cheatwood F. M. A review of some approximate methods used in aerodynamic heating analyses / F. R. Dejarnette, F. M. Cheatwood, H. H. Hamilton, K. J. Weilmuenster // J. of Thermophysics and Heat Transfer. – 1987. – Vol. 1, N_{2} 1. – P. 5–12.

111. Струминский В. В. Уравнения трехмерного пограничного слоя в сжимаемом газе для произвольной поверхности / В. В. Струминский // Доклады АН СССР. – 1957. – Т. 114, № 2. – С. 271–274.

112. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое / И. В. Петухов // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. – М.: Наука, 1964. – С. 304–325. 113. Алексин В. А. Пространственные турбулентные пограничные слои на биэллиптических телах, обтекаемых потоком сжимаемого газа под углом атаки / В. А. Алексин, Ю. Д. Шевелев // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1983. – № 2. – С. 39–47.

114. Алексин В. А. Пространственный турбулентный пограничный слой на теле сложной формы / В. А. Алексин, Ю. Д. Шевелев // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1986. – № 5. – С. 25–35.

115. Пейгин С. В. Метод высокого порядка аппроксимации для уравнений пограничного слоя / С. В. Пейгин, С. В. Тимченко // Матем. моделирование. – 1998. – Т. 10, № 4. – С. 70–82

116. Marvin J. G. Turbulence modeling for computational aerodynamics /
J. G. Marvin // AIAA Journal. – 1983. – Vol. 21, № 7. – P. 941–955.

117. Трехмерные турбулентные пограничные слои / под ред. Х. Ференхольца, Е. Краузе. – М.: Мир, 1985. – 384 с.

118. Белов И. А. Моделирование турбулентных течений: Учебное пособие / Белов И. А., Исаев С. А. – СПб.: БГТУ, 2001. – 107 с.

119. Бойко А. В. Инженерное моделирование ламинарно-турбулентного перехода: достижения и проблемы (обзор) / А. В. Бойко, С. В. Кириловский, А. А. Маслов, Т. В. Поплавская // ПМТФ. – 2015. – Т. 56, № 5. – С. 30–49.

120. Бэтт Р. Г. Обзор результатов исследования воздействия шероховатости поверхности на переход пограничного слоя на наконечниках / Р. Г. Бэтт, Г. Х. Легнер // Аэрокосмическая техника. – 1983. – Т. 1, № 10. – С. 3–23.

121. Маслов А.А, Миронов С. Г. Динамика вязкого газа, турбулентность и струи / Маслов А.А, Миронов С. Г. – Новосибирск: НГТУ, 2010. – 214 с.

122. Nestler D. E. Compressible turbulent boundary-layer heat transfer to rough surfaces / D. E. Nestler // AIAA J. – 1971. – N_{2} 9. – P. 1799–1803.

123. Duan L. Stabilization of Mach 5.92 boundary layer by two-dimensional finite-height roughness / L. Duan, X.Wang, X. Zhong // AIAA Journal. – 2013. – Vol. 51, № 1. – P. 266–270. 124. Коновалов С. Ф. Влияние продольного микроребрения на сопротивление тела вращения / С. Ф. Коновалов, Ю. А. Лашков, В. В. Михайлов, И. В. Фадеев, Г. К. Шаповалов // МЖГ. – 1992. – № 2. – С. 174–177.

125. Дементьев О. Н. Оценка влияния механически уносимых частиц тепловой защиты гиперзвуковых летательных аппаратов на устойчивость течения в пограничном слое и теплообмен / О. Н. Дементьев, Г. Ф. Костин, Н. Н. Тихонов, Б. М. Тюлькин // Вестник Челябинского гос. ун-та. – 2012. – № 14 (268). – С. 9–13.

126. Себечи Т. Расчет характеристик пограничного слоя несжимаемой жидкости на шероховатых поверхностях / Т. Себечи, К. К. Чэнг // РТК. 1978. – Т. 16. № 7. – С. 115–121.

127. Cebeci T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient / T. Cebeci // AIAA Journal. – 1970. – № 12. – P. 2152–2156.

128. Gupta R. N. Turbulence modeling of flowfields with massive surface ablation / R. N. Gupta // J. Spacecraft. – 1983. – Vol. 20, N_{2} 6. – P. 531–538.

129. Hall R. Transitional and Turbulent Heat Transfer Measurements on Yawed Blunt Conical Nose Tip / R. Hall, G. F. Widhopf // AIAA Journal. – 1972. – Vol. 10, N_{2} 10. – P. 1318–1325.

130. Widhopf G. F. Turbulent heat-transfer measurements on a blunt cone at angle of attack / G. F. Widhopf // AIAA Journal. – 1971. – Vol. 9, № 8. – P. 1574–1580.

131. Иванов А. К. Влияние затупления и полуугла раствора конуса на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный при числе М=6 / А. К. Иванов // Ученые записки ЦАГИ. – 1984. – Т. 15, № 3. – С. 132–135.

132. Feldhuhn R. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere / R. Feldhuhn // AIAA Paper. – 1976. – № 119. – 9 p.

133. Dilley A. D. Evaluation of CFD turbulent heating prediction techniques and comparison with hypersonic experimental data / A. D. Dilley // NASA Langley Technical Report. NASA/CR-2001-210837. – 2001. – 31 p.

134. Иллингворт К. Ламинарный пограничный слой вращающегося осесимметричного тела. Механика / К. Иллингворт // Сб. пер. и обзор. иностр. период. лит. – 1954. – № 2. – С. 31–47 135. Хоскин Н. Е. Ламинарный пограничный слой на вращающейся сфере / Н. Е. Хоскин // Проблема пограничного слоя и вопросы теплопередачи. – Л.: Энергоиздат, 1960. – С. 114–118.

136. Гершбейн Э. А. Гиперзвуковой вязкий ударный слой в закрученном потоке на проницаемой поверхности / Э. А. Гершбейн, С. В. Пейгин // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1986. – № 6. – С. 27–37

137. Марков А. А. О влиянии вращения тела и внешней завихренности на теплообмен около критической точки затупленного тела в сверхзвуковом потоке / А. А. Марков // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1984. – № 3. – С. 179–182

138. Kumari M. Heat and Mass Transfer in unsteady compressible axisymmetric stagnation point boundary layer flow over a rotating body / M. Kumari, G. Nath // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1982. – Vol. 25, № 2. – P. 290–293.

139. Красилов Н. А. Исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя на вращающихся осесимметричных телах при наличии вдува / Н. А. Красилов, В. А. Левин, С. А. Юницкий // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1986. – № 1. – С. 106–114.

140. Koosinlin M. L. The prediction of Axisymmetric Turbulent Swirling Boundary Layers / M. L. Koosinlin, F. C. Lockwood // AIAA Journal. – 1974. – Vol. 12, № 4. – P. 547–554.

141. Пейгин С. В. Тонкий вязкий ударный слой около вращающегося затупленного тела, расположенного в дальнем следе / С. В. Пейгин, С. В. Тимченко // Ученые записка ЦАГИ. – 1989. – Т. 20, № 2. – С. 17–24.

142. Журавлева Г. С. Гиперзвуковое обтекание вращающихся осесимметричных тел / Г. С. Журавлева, Н. Н. Пилюгин //Труды 4-й РНКТ (2006). Вынужденная конвекция однофазной жидкости. – 2006. – Т. 2. – С. 112–115.

143. Куркин Е. И. Пограничный слой на вращающихся осесимметричных телах при их осевом обтекании / Е. И. Куркин, В. Г. Шахов // Вестник Санкт-Петербургского ун-та. Серия 10. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления. – 2008. – № 4. – С. 38–49. 144. Куркин Е. И. Модель турбулентности k-є в задаче пограничного слоя на вращающихся телах / Е. И. Куркин, В. Г. Шахов // Известия Самарского научного центра РАН. – 2012. – Т. 14, № 4-1. – С. 262–269.

145. Parr O. Untersuchungen der dreidimensionalen Grenzschicht an rotierenden Drehkörpern bei axialer Anströmung / O. Parr //Applied Mechanics. – 1963. – Vol. 32, № 6. – P. 393–413.

146. Дорфман Л. А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел / Дорфман Л. А. – М.: Физматлит, 1960. – 260 с.

147. Quinn B. Blunt-cone roll-damping derivative / B. Quinn // AIAA Journal. – 1969. – № 1. – P. 175–177.

148. Sharma B. I. Computational of flow past a rotating cylinder with an Energy-Dissipation Model of Turbulence / B. I. Sharma //AIAA Journal. – 1977. – Vol. 15, $N_{2} 2. - P. 271-274.$

149. Koosinlin M. L. Prediction of momentum, heat and mass transfer in swirling, turbulent boundary layers / M. L. Koosinlin, B. E. Launder, and B. I. Sharma // J. Heat Transfer. – 1974. – Vol. 96, № 2. – P. 204–209.

150. Furuya Y. The Experiment on the Skewed Boundary Layer on a Rotating Body / Y. Furuya, I. Nakamura, H. Kawachi // Japan Society of Mechanical Engineers. - 1966. - Vol. 9. - P. 702-710.

151. Furuya Y. An experimental investigation of the skewed boundary layer on a rotating body / Y. Furuya, I. Nakamura // Bulletin of JSME. – 1968. – Vol. 11. – P. 107–115.

152. Arai T. The boundary transition on rotating cones in axial flow with freestream turbulence / R. Kobayashi, Y. Kohama, T. Arai, M. Ukaku // JSME international journal. – 1987. – Vol. 30, № 261. – P. 423–429.

153. Furuya Y. Experiments on the relatively thick, turbulent boundary layers on a rotating cylinder in axial flows: 2nd report, flows under pressure gradients / Y. Furuya, I. Nakamura, S. Yamashita, T. Ishii // Bulletin of JSME. – 1977. – Vol. 20, N_{2} 140. – P. 191–200.

154. Cham T. S. The turbulent boundary layer on a rotating cylinder in an axial stream / T. S. Cham, M. R. Head // J. Fluid Mech. – 1970. – Vol. 42, № 1. – P. 1–15.

155. Watanabe T. Laminar Boundary Layers over a Rotating Cone with Uniform Suction or Injection / T. Watanabe, H. M. Warui // Transactions of the JSME. Series B. – 1991. – Vol. 57, № 537. – P. 1551–1555.

156. Sedney R. Laminar Boundary Layer on a Spinning Cone at Small Angles of Attack in a Supersonic Flow / R. Sedney // Journal of the Aeronautical Sciences. – 1957. – Vol. 24, N_{2} 6. – P. 430–436.

157. Покровский А. Н. Определение параметров пограничного слоя на вращающихся осесимметричных конусах / А. Н. Покровский, В. Н. Шманенков, В. М. Щучинов // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1984. – № 3. – С. 34–39.

158. Корниенко Е. С. О Влиянии несимметрии граничных условий на течение в пограничном слое около конуса под углом атаки / Е. С. Корниенко, В. М. Щючинов // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1989. – № 1. – С. 173–176.

159. Chen M. Z. Numerical study on three-dimensional boundary layer on rotating bodies / M. Z. Chen, G. J. Zhu // AIAA Papers. – 1996. – № 434. – 7 p.

160. Lin T. C. Viscous Flow over Spinning Cones at Angle of Attack / T. C. Lin,
S. G. Rubin // AIAA Journal. – 1974. – Vol. 12, № 7. – P. 975–985.

161. Голубев А. Г. Особенности проведения испытаний моделей вращающихся летательных аппаратов в дозвуковых аэродинамических трубах / А. Г. Голубев, А. А. Мичкин, Е. Г. Столярова // Научный вестник Московского гос. технического ун-та гражданской авиации. – 2016. – № 223 (1). – С. 115–119.

162. Калугин В. Т. Физическое моделирование отрывного обтекания вращающихся летательных аппаратов / В. Т. Калугин, А. А. Мичкин // Научный вестник Московского гос. техн. ун-та гражданской авиации. – 2010. – № 151. – С. 12–16.

163. Agarwal R. Computation of hypersonic laminar viscous flow past spinning sharp and blunt cones at high angle of attack / R. Agarwal, J. V. Rakich // AIAA Paper. $-1978. - N_{2} 65. - 12 p.$

164. Агарвал Р. Расчет сверхзвукового ламинарного вязкого течения около конуса, расположенного под углом атаки и совершающего как вращательное, так и коническое движения / Р. Агарвал, Д. В. Рэкич // Аэрокосмическая техника. – 1983. – Т. 1, № 1. – С. 63–72.

165. Vaughn H. R. A Magnus theory / H. R. Vaughn, G. E. Reis // AIAA Journal. - 1973. - Vol. 11, № 10. - P. 1396-1403.

166. Дуайер Х. А. Расчет сил Магнуса для вращающихся осесимметричных тел под углом атаки / Х. А. Дуайер, Л. Д. Кайзер, Ч. Дж. Нетубич, К. О. Опалка, Р. П. Реклис, В. Б. Стурек // Ракетная техника и космонавтика. – 1978. – Т. 16, № 7. – С. 61–68.

167. Sturek W. B. Boundary-layer studies of spinning bodies of revolution / W. B. Sturek. – Ballistic Research Labs. Aberdeen Proving Ground. – 1973. – AD785688. – 15 p.

168. Sturek W. B. Boundary layer studies on a spinning cone / W. B. Sturek. – BRL Report № 1649. U.S. Army Ballistic Research Laboratories. Aberdeen Proving Ground. Maryland. – 1973. – AD762564. – 45 p.

169. Данилкин В. А. Анализ структуры третьей вариации коэффициента момента крена при гиперзвуковом обтекании тел вращения с малыми пространственными вариациями поверхности на основе метода дифференциальной гипотезы локальности / В. А. Данилкин, Г. Ф. Костин, Ю. А. Мокин, Н. Н. Тихонов // Вестник Самарского гос. аэрокосмического ун-та. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. – 2009. – № 4 (20). – С. 35–42.

170. Гольдин В. Д. Сопряженный тепломассообмен при сверхзвуковом обтекании вращающихся тел под углом атаки / В. Д. Гольдин, В. А. Овчинников // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2013. – Т. 56, № 9–3. – С. 49–51.

171. Гофман А. Я. О влиянии вдува продуктов разложения теплозащитных покрытий на момент крена осесимметричных летательных аппаратов / А. Я. Гофман, М. Г. Булыгин, В. И. Зинченко, Ю. М. Ковалев, Г. Ф. Костин, Ю. А. Мокин, В. В. Несмелов, Н. Н. Тихонов // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – 2004. – С. 373–374.

172. Мурзинов И. Н. Определение температур теплозащитных покрытий при движении головных частей в атмосфере на больших высотах / И. Н. Мурзинов // РКТ. – Сер. 2, вып. 6. – 1972. – С. 79–85.

173. Синченко С. Г. Аппроксимация термодинамических функций воздуха /
С. Г. Синченко // Журнал вычислительной математики и математической физики.
– Т.8, №4. – 1968. – С. 917–922.

174. Себеси Т. Турбулентное течение у пористой стенки при наличии градиента давления / Т. Себеси // РКТ. – 1970. – Т8, № 12. – С. 48–53.

175. Chen K. K. Extension of Emmons spot theory to flows blunt bodies / K. K. Chen, N. A. Thyson // AIAA Journal. – 1971. – Vol. 9, № 5. – P. 63–68.

176. Лунев В. В. Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений / В. В. Лунев, К. М. Магомедов, В. Г. Павлов. – М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1968. – 203 с.

177. Mac-Cormac R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering / R. W. Mac-Cormac // AIAA Paper. – 1969. – № 354. – 6 p.

178. Антонов В. А. Аэродинамика тел со вдувом / В. А. Антонов,
В. Д. Гольдин, Φ. М. Пахомов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. – 192 с.

179. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2016619291. НурегВlunt-1.07. Программа расчета гиперзвукового обтекания сферического затупления летательного аппарата вязким химически равновесным воздухом / Овчинников В. А. ; Заявка № 2016616702; заявл. 23.06.2016; дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 17.08.2016. – 1 с.

180. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2014661343. АегоCrit-1.01. Расчет химически равновесного гиперзвукового обтекания лобовой критической точки затупленного тела в рамках теории пограничного слоя / Овчинников В. А.; Заявка № 2014619531; заявл. 23.09.2014; дата государственной регистрации в Реестре программ для ЭВМ 29.10.2014. – 1 с.

181. Fay J. A., Riddell F. R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air / J. A. Fay, F. R. Riddell // J. Aeronaut. Sc. – 1958. – Vol. 25, № 2. – P. 73–85. 182. Hankey W. Re-Entry Aerodynamics / W. Hankey. – Washington: AIAA Inc, 1988. – 144 p.

183. Гольдин В. Д. Влияние состава теплозащитного материала на характеристики сопряженного тепломассообмена при сверхзвуковом пространственном обтекании затупленного тела / В. Д. Гольдин, В. И. Зинченко, В. А. Овчинников // Вестник Том. гос. ун-та. Бюллетень оперативной научной информации. – 2006. – № 109. – С. 91–100.

184. Goldin V. D. Influence of thermal protection material composition on heat and mass exchange of body in spatial supersonic flow / V. D. Goldin, I. A. Kotov, V. A. Ovchinnikov // Key Engineering Materials. – 2016. – Vol. 683. – P. 142–149.

185. Гришин А. М. Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении / А. М. Гришин, А. Д. Парашин, А. С. Якимов // ФГВ. – 1993. – Т. 29, № 1. – С. 87.

186. Гольдин В. Д. Моделирование тепломассопереноса во вспучивающихся огнезащитных покрытиях / В. Г. Зверев, В. Д. Гольдин, В. В. Несмелов, А. Ф. Цимбалюк // ФГВ. – 1998. – Т. 34, № 2. – С. 90–98.

187. Зинченко В. И. Влияние массовой доли связующего в теплозащитном покрытии на тепло- и массообмен при взаимодействии с высокоэнтальпийным газовым потоком / В. И. Зинченко, В.В. Несмелов, А.С. Якимов, Г.Ф. Костин // ФГВ. – 1998. – Т. 34, № 6. – С.48–55.

188. Качанов Ю. С. Возникновение турбулентности в пограничном слое /
Ю. С. Качанов, В. В. Козлов, В. Я. Левченко. – Новосибирск: Наука, 1982. – 151 с.
189. Абрамов О. В. Кристаллизация металлов в ультразвуковом поле /

О. В. Абрамов. – М.: Наука, 1972. – 256 с.

190. Никитин П. В. Тепловая защита / П. В. Никитин. – М.: Изд-во МАИ. – 2006. – 512 с.

191. Леонтьев А. И. Тепловая защита стенок плазмотронов. Низкотемпературная плазма. Т. 15/ А. И. Леонтьев, Э. П. Волчков, В. П. Лебедев. – Новосибирск: ИТФ СО РАН, 1995. – 327. 192. Ефимов К. Н. Расчет характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты / К. Н. Ефимов, В. И. Зинченко, А. С. Якимов // ТВТ. – 2011. – Т. 49, № 1. – С. 81–91.

193. Голованов А. Н. Термохимическое разрушение углефенольного материала в высокоэнтальпийном пульсирующем газовом потоке / А. Н. Голованов, А. С. Якимов // ИФЖ. – 2011. – Т. 84, № 2. – С. 386–392.

194. Совершенный В. Д. Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа / В. Д. Совершенный // ИФЖ. – 1967. – Т. 12, № 4. – С. 538–543.

195. Совершенный В. Д. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности / В. Д. Совершенный // Изв. АН СССР. МЖГ. – 1966. – № 3. – С. 45–51.

196. Буреев А. В. Расчет пространственного обтекания сферически затупленных конусов в окрестности плоскости симметрии при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности / А. В. Буреев, В. И. Зинченко // ПМТФ. – 1991. – № 6. – С. 72–79.

197. Эйнштейн А. Броуновское движение / А. Эйнштейн, М. Смолуховский. – М.-Л.: Главн. ред. общетехн. лит. – 1936. – 608 с.

198. Голованов А. Н. Влияние периодических возмущений на процесс термохимического разрушения некоторых композиционных материалов / А. Н. Голованов // ФГВ. – 1999. – Т. 35, № 3. – С. 67–73.

199. Андриевский Р. А. Пористые металлокерамические материалы / Р. А. Андриевский. – М: Металлургия. – 1962. – 187 с.

200. Гришин А. М. Сопряженный теплообмен в композиционном материале / А. М. Гришин, А. Н. Голованов, А. С. Якимов // ПМТФ. – 1991. – № 4. – С. 141–149.

201. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. Справочник / В. Е. Зиновьев. – М.: Металлургия, 1989. 202. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем / Самарский А. А. – М.: Наука, 1971. – 552 с.

203. Алифанов О. М. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи / О. М. Алифанов, А. П. Трянин, А. Л. Ложкин // ИФЖ. – 1987. – Т. 52, № 3. – С. 461–469.

204. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Н. Б. Варгафтик. – М.: Физматгиз, 1963. – 721 с.

205. Занемонец В. Ф. Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое / В. Ф. Занемонец, В. И. Родионов // Тепломассообмен. ММФ. Минск: ИТМО АН БССР. Секц. 7. – 1988.– С. 42–47.

206. Гольдин В. Д. Влияние вращения на распределение трения и теплового потока при обтекании тела со сверхзвуковой скоростью при наличии вдува газа с поверхности / В. Д. Гольдин, В. А. Овчинников // Вестник Том. гос. ун-та. Бюллетень оперативной научной информации. – 2006. – № 109. – С. 69–78.

207. Зинченко В. И. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока / В. И. Зинченко, А. С. Якимов // ФГВ. – 1988. – Т. 24, № 2. – С. 141.

208. Scala S. M. Sublimation of Graphite at Hypersonic Speeds / S. M. Scala, L. M. Gilbert // AIAA Journal. – Vol. 3, № 9. – 1965. – P. 1635–1644.

209. Ковалев В. Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике / В. Л. Ковалев. – М.: Изд-во Физматлит, 2002.

210. Гофман А. Г. Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном воздухе / А. Г. Гофман, А. М. Гришин // ПМТФ. – 1984. – № 4. – С. 107–114.

211. Бейкер Р. Л. Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита / Р. Л. Бейкер // РКТ. – 1977. – Т. 15, № 10. – С. 21–29.

212. Бучнев Л. М. Экспериментальное исследование энтальпии квазимонокристалла графита и стеклоуглерода в интервале температур 300–3800 К / Л. М. Бучнев, А. И. Смыслов, И. А. Дмитриев, А. Ф. Кутейников, В. И. Костиков // ТВТ. – 1987. – Т. 25, № 6. – С. 1120–1125.

213. Соседов В. П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник / В. П. Соседов. – Москва: Металлургия. – 1975. – 336 с.

214. Waterfall A. P. Effect of Ablation on the Dynamics of Spinning Re-Entry Vehicles / A. P. Waterfall // J. Spacecraft and Rockets. – Vol. 6, № 9. – 1969. – P. 1038–1044.

215. Гольдин В. Д. Программа расчета сопряженного теплообмена затупленного тела при его спуске в атмосфере с переменным углом атаки / В. Д. Гольдин, В. А. Овчинников, К. Н. Ефимов //Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики (ФППСМ-2016): сборник трудов IX Всероссийской научной конференции, 21–25 сентября 2016 г. – Томск: Изд-во Том. ун-та. – 2016. – С. 380–382.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Краткое описание программного комплекса и методики расчета

В данной работе для получения результатов решения задач сопряженного тепломассообмена при гиперзвуковом обтекании вращающегося летательного аппарата использовался программный комплекс, состоящий из следующих программ:

1) PressureConvert – программа сглаживания и конвертирования файлов полей давления в формат, используемый решателем задачи ПС. Эти поля определяются в сторонних программах из задачи невязкого обтекания на основе уравнений Эйлера;

2) GeomDesign – программа создания геометрической модели изделия, включающей построение внешнего контура, внутренней структуры обтекаемого тела и задание материала каждой области внутри тела;

3) ConjugSpin – программа предназначена для расчета характеристик сопряженного тепломассообмена осесимметричного затупленного вращающегося тела при полете под ненулевым углом атаки по траектории в атмосфере Земли.

4) ParaView – открытый программный пакет для интерактивной визуализации и исследования результатов расчетов, полученных в виде больших трехмерных массивов данных для качественного и количественного анализа. Пакет разработан Национальной Лабораторией Сандиа, компанией Kitware и Национальной Лабораторией Лос-Аламоса (http://paraview.org).

5) ViewGraphR – программа для просмотра графического отображения результатов расчета программы ConjugSpin: аэродинамической тепловой нагрузки, температуры и параметров уноса теплозащитных покрытий на поверхности затупленного осесиметричного гиперзвукового вращающегося тела при пространственном обтекании в процессе движения по траектории. Позволяет выбрать момент времени, сечение по продольной или окружной координате и при необходимости сохранить выбранные данные расчета в графическом (*.bmp) или табличном виде (*.txt). 6) CalcManage – управляющая программа для автоматического запуска и контроля одновременной работы нескольких запущенных экземпляров процессов ConjugSpin. Позволяет по заранее сформированному сценарию проводить массовые расчеты в автоматическом режиме. Максимальное количество одновременно запущенных экземпляров процессов ConjugSpin устанавливается пользователем в соответствии с количеством ядер процессора и возможностями вычислительной техники. В процессе расчетов управляющая программа CalcManage определяет количество работающих экземпляров процессов ConjugSpin. Если оно меньше установленного максимума и очередь в пуле заданий непустая, то запускается следующий экземпляр процесса ConjugSpin.

Решение задачи с использованием этого комплекса программ разделяется на 3 этапа:

1) Препроцессинг. Подготовка данных, необходимых для расчета параметров теплообмена при движении тела вдоль траектории. При необходимости перед началом расчета должны быть подготовлены файлы полей давления в соответствующем формате (с помощью программы PressureConvert), файл геометрической модели изделия (GeomDesign), файлы траектории. Эти файлы данных готовятся один раз и могут использоваться во многих расчетах. Подготовка данных осуществляется независимо друг от друга в любой последовательности. Исходные данные (поля давления, геометрическая модель изделия) представляются в цилиндрической системе координат, отсчитываемой от передней точки тела. Результаты могут выводиться, как в цилиндрической системе координат, так и в естественной. Поля давления содержатся в файлах с расширением *.prc, их загрузка осуществляется посредством открытия файла проекта полей давлений с расширением *.prj или с помощью модулей для определения распределения давления. Геометрическая модель изделия находится в файлах *.svg, имеющих векторный формат «Scalable Vector Graphics». Файлы траектории содержатся в файлах с расширением *.trj.

2) *Расчет.* Запуск множественных экземпляров программы ConjugSpin для проведения расчетов осуществляется с помощью управляющей программы Calc-

158

Мападе. Для проведения одиночного расчета в ручном режиме можно обойтись одной программой ConjugSpin. Перед запуском программы CalcManage должны быть подготовлены все необходимые данные. В случае запуска ConjugSpin пользователь посредством взаимодействия с графическим интерфейсом самостоятельно задает начальные условия, загружает файлы полей давления, геометрии и траектории, выбирает сценарий расчета и формат выдачи результатов. В начале расчета вычислительные модули ConjugSpin автоматически строят сетку в твердом теле, газовой фазе и сеточный интерфейс для взаимодействия газовой и конденсированной фаз, затем начинается решение задачи. В процессе расчета программа ConjugSpin показывает степень завершенности всего расчета и текущего этапа в сценарии. Так же графический интерфейс ConjugSpin позволяет посмотреть текущее местоположение летательного аппарата на траектории, параметры его обтекания.

3) Постпроцессинг. В ходе расчета программа ConjugTraj создает файлы с результатами, которые могут быть проанализированы с помощью программ визуализации ViewGraphR и ParaView.

Программы PressureConvert, GeomDesign, ConjugSpin, CalcManage, View-GraphR написаны в среде программирования Borland Delphi 7.0 с использованием объектно-ориентированной библиотеки визуальных компонентов VCL. Отдельные расчетные модули, используемые ConjugSpin, написаны на языке Fortran. Все программы предназначены для работы на персональных компьютерах под управлением 32- и 64-разрядных версий операционных систем семейства «Windows».

Программный пакет ConjugSpin. Опишем детали работы пакета ConjugSpin, предназначенного для расчета характеристик сопряженного тепломассообмена осесимметричного затупленного вращающегося тела при полете по заданной траектории.

Исполняемый файл программы «ConjugSpin.exe» имеет размер на диске около 1,5 МБ. При работе программы она занимает в оперативной памяти от 15 МБ до 500 МБ.

Исходные данные и параметры решаемых задач задаются в диалоговом режиме посредством графического интерфейса и загружаются из предварительно подготовленных текстовых файлов. Графический интерфейс ConjugSpin по большей части сходен с интерфейсом программы, представленной в работе [215]. В отличие от программы расчета [215] в ConjugSpin заменены модули расчета теплового состояния тела и течения в ПС, добавлены подпрограммы транспирационного охлаждения на сферической части тела, вращательного движения, сеточный интерфейс для взаимодействия вращающихся относительно друг друга сред.

Основные модули пакета ConjugSpin:

1) расчетные модули для решения задачи осесимметричного [179, 180] и пространственного обтекания при различных режимах течения с использованием численного метода из работы [112], адаптированные для задачи вращающегося и колеблющегося сферически затупленного конуса;

2) модуль для расчета прогрева тела с учетом термохимического разрушения материала в одномерном и трехмерном приближении с помощью метода расщепления [202];

3) модуль взаимодействия конденсированной и газовой фаз посредством сеточного интерфейса для моделирования движущихся относительно друг друга областей;

4) модуль для двумерной полиномиальной сплайн-интерполяции поля давления на поверхности тела и определения параметров невязкого течения на внешней границе пограничного слоя;

5) модули мониторинга результатов в процессе расчета, параметров траектории и положения летательного аппарата на траектории в графическом виде.

В программе ConjugSpin осуществляется взаимодействие между вышеуказанными модулями для расчета конвективных тепловых потоков на поверхности вращающегося тела, термохимического разрушения теплозащитного материала и трехмерного поля температуры. Решение нестационарной задачи может проводиться в рамках двух подходов: 1. *Раздельная постановка*. В начальный момент времени проводится расчет в газовой фазе и определяется распределение коэффициента теплоотдачи для изотермической поверхности (отношение теплового потока из газовой фазы к разности полных энтальпий газа на внешней границе ПС и на стенке):

$$\left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 = \frac{\mu}{\Pr} \frac{\partial h}{\partial n} \frac{1}{H_e - H_w}.$$

Затем в твердой фазе полученное значение $(\alpha/c_p)_0$ используется для определения температуры поверхности и массового уноса продуктов пиролиза с поверхности тела на каждом шаге по времени. При этом во время расчетов в твердой фазе учитывается влияние вдува на коэффициент теплоотдачи по формуле

$$\frac{\alpha}{c_p} = \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 \left(1 - \frac{kG_{g_w}}{(\alpha/c_p)_0}\right),$$

где k = 0,4 для турбулентного характера течения, а k = 0,6 для ламинарного; $(\alpha/c_p)_0$ – значение коэффициента теплообмена при нулевом массовом расходе, найденное для изотермических условий. Такой подход в решении задачи является приближенным.

2. Сопряженная постановка. Так же как и в раздельной постановке в начальный момент времени из решения задачи в газовой фазе определяется распределение коэффициента теплоотдачи для изотермической поверхности, которое используется в твердой фазе для вычисления распределения температуры и массового расхода продуктов пиролиза с поверхности тела. В отличие от раздельной постановки коэффициент теплоотдачи определяется из решения газовой фазы не только в начальный момент времени, но и для каждого шага по времени. Для получения нового значения коэффициента теплоотдачи используются распределения температуры и массового расхода вдоль поверхности тела, вычисленные по решению в твердой фазе. Таким образом, в каждый момент времени рассчитывается газовая фаза и определяется (α/c_p)(s, η). Затем рассчитывается краевая задача в теле, определяется $T_w(s, \eta)$ и вновь рассчитывается состояние в газовой фазе. Такой подход является точным.

Подготовка данных перед запуском ConjugSpin осуществляется следующим образом:

1) Если расчет проводится с использованием таблиц полей давления, то с помощью программы «PressureConvert» создаются поля давления с расширением «*.prc» и файл проекта полей давлений «pressure.prj»;

2) Для создания многосоставных конфигураций тела с многослойным теплозащитным покрытием используется программа «GeomDesign», результатом работы которой является файл геометрической модели изделия с расширением «*.svg», имеющий векторный формат «Scalable Vector Graphics»;

3) Файл траектории с расширением «*.trj» создается предварительно в текстовом редакторе. Начиная с третьей строки в нем содержатся параметры траектории: время в секундах, высота в метрах, число Маха, скорость полета в м/с, угол атаки в градусах.

При запуске программы ConjugSpin.exe открывается основное окно (см. рис. A.1), содержащее меню, текущие параметры траектории в текстовом виде, три индикатора выполнения. Справа около каждого индикатора выполнения имеются кнопки «+», при нажатии на которые открываются окна наблюдения за движением тела по траектории (см. рис. A.2), тепловой нагрузкой и прогревом тела в процессе расчета. Окно наблюдения за тепловой нагрузкой, которое аналогично окну мониторинга прогрева тела, представлено на рис. A.3. Более детально параметры задачи в текущей точке траектории (см. рис. A.4) можно посмотреть, нажав на кнопку «Подробнее...» в диалоговом окне, показанном на рис. A.2. В процессе расчета при необходимости имеется возможность изменять значения траекторных параметров.

🏸 ConjugSpin 📃 🗖 💌						
Задача	Данные	Результаты	О программе			
Время	4, C	10				
Высота, км		80				
Скорость, м/с		5230				
Траектория Расчёт пограничного слоя Расчёт теплового поля +						

Рисунок А.1 – Основное окно программы.



Рисунок А.2 – Окно наблюдения за движением тела по траектории



Рисунок А.3 – Окно наблюдения за распределением теплового потока

на поверхности тела в текущий момент времени

🖋 Параметры расч								
Общие Параметры Калькулятор								
Параметры в критической точке и набегающем потоке								
Число Маха 20.001								
Высота, км 70	P/(Ro*V^2)	0.9205	Rn, м 0.1000000(
Набегающий поток								
Давление	5.22085005802774]	2833.82598365638					
Плотность	8.2827967545383E-5]	0.00129423456883362					
Температура	219.584821442881]	5365.85334540784					
Скорость	5941.22671139799]	5978.95346616311					
Скорость звука	297.061335569899]						
Уск. св. падения	9.59418639975605]	9.59418639975605					
Вязкость	1.43769590338308E-5]	0.000125100126385784					
Re	3422.83602585003]	6185.57989101985					
Энтальпия (стат.)	224854.85715751]	17873942.2752719					
Gamma	1.4]	1.13960251064499					
			📝 Только чтение					
Применить Закрыть								

Рисунок А.4 – Параметры обтекания тела в текущей точке траектории

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Свидетельства о регистрации программ для ЭВМ



