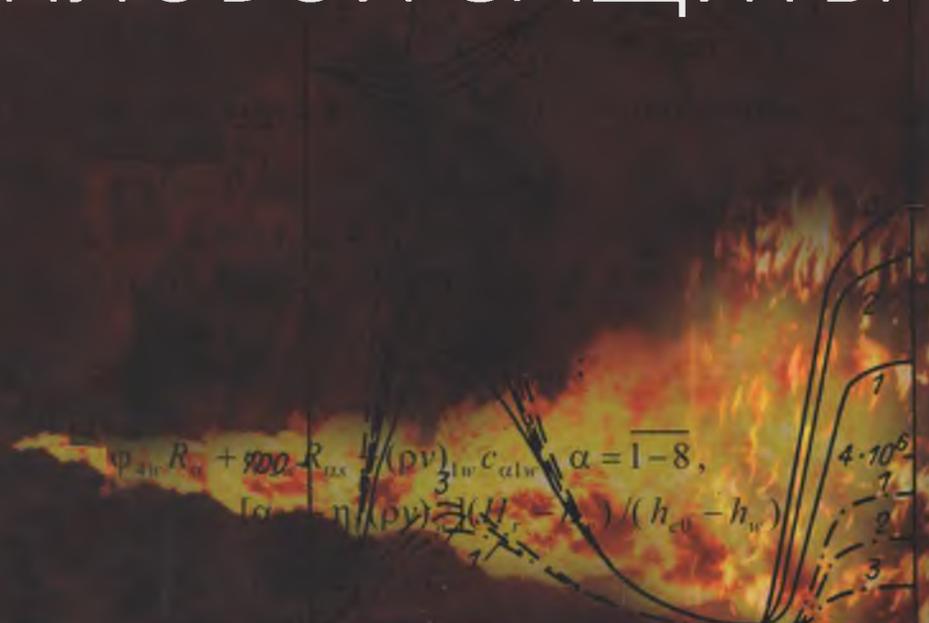


А.М. Гришин, А.Н. Голованов,
В.И. Зинченко, К.Н. Ефимов, А.С. Якимов

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
ОБОСОБЛЕННОЕ СТРУКТУРНОЕ ПОДРАЗДЕЛЕНИЕ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ И МЕХАНИКИ

А.М. Гришин, А.Н. Голованов, В.И. Зинченко,
К.Н. Ефимов, А.С. Якимов

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
И ФИЗИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ
ТЕПЛОВОЙ ЗАЩИТЫ



Издательство Томского университета
2011

УДК 536.46:536.245.022

ББК 22.253

Г 50

Редакторы:

заслуженный деятель науки РФ, профессор,
доктор физико-математических наук *А.М. Гришин*,
профессор, доктор физико-математических наук *В.И. Зинченко*

Рецензенты:

Э.П. Волчков – академик РАН,
П.К. Третьяков – зав. лабораторией ИТПМ СО РАН, профессор,
доктор технических наук

**Гришин А.М., Голованов А.Н., Зинченко В.И., Ефимов К.Н.,
Якимов А.С.**

Г50 Математическое и физическое моделирование тепловой защиты. –
Томск: Изд-во Том. ун-та, 2011. – 358 с. + 2 вкл.

ISBN 978-5-7511-1983-6

Монография посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию процессов гидродинамики и нестационарного сопряженного теплообмена с учетом термохимического разрушения теплозащитных материалов, вдува газа в пограничный слой, а также тепловой защите некоторых композиционных материалов при действии малых энергетических возмущений. В работе обоснованы новые способы управления тепловыми режимами при осесимметричном и пространственном обтекании тел различной геометрии, основанные на воздействии вдува газа-охлаждителя, термохимическом разрушении в завесной зоне и организации перетекания тепла в области максимальных тепловых нагрузок посредством использования высокотеплопроводных материалов.

Для специалистов в области теплообмена, тепловой защиты и горения, а также студентов старших курсов физико-математических специальностей.

УДК 536.46:536.245.022

ББК 22.253

E-mail: fire@mail.tsu.ru
ISBN 978-5-7511-1983-6

© А.М. Гришин, А.Н. Голованов,
В.И. Зинченко, К.Н. Ефимов, А.С. Якимов, 2011

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия большое внимание уделяется проектированию и расчету гиперзвуковых летательных аппаратов. Гиперзвуковые летательные аппараты летают на существенно больших высотах, при этом часть их полета может проходить в условиях обтекания химически неравновесным потоком. Различные условия обтекания поверхности, требования надежности и экономичности работы конструкций, находящихся под воздействием аэродинамического нагрева, привели к созданию различных способов тепловой защиты: с помощью уносимых теплозащитных покрытий, путем принудительной подачи теплоносителя в пристеночный слой газа, путем переизлучения тепла в окружающую среду и т.д. При этом конструкция должна быть предельно легкой и в то же время достаточно прочной. В связи с вышеизложенным неотъемлемой частью процесса проектирования конструкции гиперзвуковых летательных аппаратов становится теплофизический расчет с учетом возможностей применения перспективных материалов.

Во второй половине прошлого столетия в связи с проблемой тепловой защиты летательных аппаратов большое значение приобрел метод математического моделирования процессов теплообмена, который в ряде случаев экономически эффективнее, а зачастую является единственным возможным методом исследования. Это в основном связано с экспериментальными условиями, например высокие температуры и давления при вхождении летательного аппарата в атмосферу планет с большой скоростью. Актуальной является также задача повышения диапазона температур рабочих установок. Это позволяет приблизиться к реальным условиям эксплуатации теплозащитных материалов, когда уровни конвективных тепловых потоков из газовой фазы достигают порядка $\sim 5 \times 10^6$ Вт/м² и выше. В результате возникает проблема точности измерения характеристик теплообмена, в частности, полей температуры, характеристик уноса и т.д. в лабораторном эксперименте. Математическое моделирование в данном случае дополняет физический эксперимент, который используется для идентификации физических и расчетных величин.

Задача достоверного определения уровня теплового и силового воздействия при полете тел различной геометрии в плотных слоях атмосферы является чрезвычайно актуальной для аэрокосмической техники. Исключительную важность в настоящее время приобретают вопросы управ-

ления гиперзвуковым полетом тел по баллистической траектории посредством применения аэродинамических щитков, газовых струй и т.д. Экстремальное воздействие высокоэнтальпийного потока на тело приводит к термохимическому разрушению материалов, изменению аэродинамической формы и необходимости решения проблемы тепловой защиты конструкций. Возрастание требований к стабильности аэродинамических характеристик требует дальнейшего совершенствования и разработки новых способов тепловой защиты, основанных на вдуве газа-охладителя в зонах максимальных тепловых потоков, вращении, организации перетекания тепла и т.д. Для тел пространственной формы или осесимметричных под углом атаки с элементами управления необходимо проводить исследования пространственных параболизированных и эллиптических течений в широком диапазоне чисел Маха, Рейнольдса, углов ориентации для реальной модели атмосферы. Проектирование и отработка новых способов управления тепловыми режимами при сверхзвуковом обтекании тел требует проведения теоретико-экспериментальных исследований в газовой и конденсированной (композиционный материал) фазах с учетом взаимосвязанности процессов аэродинамики и тепломассообмена. Такой характер протекания процессов приводит к необходимости решения задач аэродинамики в сопряженной постановке, так как это позволяет существенно повысить точность определения аэродинамических и тепловых характеристик по сравнению с отдельными оценками аэродинамики, термохимического разрушения (уноса теплозащиты), параметров движения тела. Отсюда вытекает задача создания оптимальных математических моделей и эффективных методов их решения. Важная часть исследований при отработке математических моделей связана с определением совокупности коэффициентов переноса на основе частичного физического моделирования и последующего применения методов решения обратных задач. Такой подход позволяет замкнуть исходную математическую модель и идентифицировать теоретические и экспериментальные результаты, в том числе летных испытаний, в широком диапазоне изменения параметров, определяющих решение задачи.

При движении с большими гиперзвуковыми скоростями в плотных слоях атмосферы тела (летательные аппараты различного назначения) испытывают значительный аэродинамический нагрев, для устранения которого в практике ракетостроения применяют различные способы тепловой защиты. Проблемы их разработки представляют собой комплекс сложных задач, к

числу которых относятся вопросы, связанные с процессами тепломассообмена на поверхности аппаратов.

В практике ракетостроения применяют различные способы активной и пассивной тепловой защиты, что обусловлено разнообразием конструкций летательных аппаратов и специфическими условиями их полета в атмосфере [1–11]. Наибольшее распространение ранее и до сих пор находят пассивные методы тепловой защиты, основанные на применении уносимых теплозащитных покрытий [1, 2, 4, 12]. Однако существенным недостатком таких способов является изменение первоначальной геометрической формы летательных аппаратов и, соответственно, их аэродинамических характеристик в процессе полета, что отрицательно сказывается на точности баллистических параметров.

Многочисленные исследования, в том числе проведенные в последние годы, позволяют сделать вывод о высокой эффективности и перспективности применения систем активной тепловой защиты летательных аппаратов путем принудительного вдува охладителя в пограничный слой [7, 13–22]. Важным преимуществом таких систем является сохранение неизменными геометрической формы и, как следствие, аэродинамических характеристик летательных аппаратов вплоть до конечной точки траектории их полета.

При повышении тепловых нагрузок материалы конструкции зачастую работают на пределе своих возможностей. Альтернативным решением проблемы, по-видимому, является отработка комбинированной тепловой защиты [23–30]. В работах [23, 28–30] изучено влияние теплопроводных материалов, обеспечивающих понижение температуры поверхности тела в зоне тепловой завесы. В [30] представлены результаты решения задачи о прогреве оболочки затупленного по сфере конуса при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха под углом атаки с учетом различных режимов течения в пограничном слое. Для снижения максимальной температуры поверхности использовались высокотеплопроводные материалы и вдув газа-охладителя с поверхности пористого затупления. При выборе конкретного способа тепловой защиты следует уделить внимание выбору таких материалов, которые обладают наиболее низким гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку в порах в комбинации с высокой теплопроводностью.

В реальных условиях теплозащитные материалы эксплуатируются при воздействии на них малых энергетических возмущений: акустических колебаний, вибраций стенки, пульсаций газовых потоков [29]. При этом характеристики термохимического разрушения в этих системах мо-

гут существенно изменяться. Проблема интенсификации процессов теплообмена в сплошных и проницаемых средах рассматривалась в [31–38]. В статье [32] был вскрыт один из механизмов интенсификации процессов переноса в жидкости для случая пульсационного течения (перераспределения градиентов в потоке). В работе [33] исследуется влияние звукового поля на интенсификацию процессов теплообмена в пограничном слое. В [34] изучается эффективность ведения каталитического процесса в режиме вынужденных внешних воздействий и используются нестационарные методы осуществления каталитических процессов с целью интенсификации теплообмена. В работе [35] экспериментально исследуется горение углепластика в струе низкотемпературной плазмы при паличии поперечных гармонических вибраций поверхности. В статье [36] было получено выражение для дополнительного переноса тепла в пористом теле при периодических пульсациях газоохладителя. В работе [37] получено увеличение коэффициента теплопроводности пористого тела при наличии пульсаций давления на его границе. В [38] найдены предельные условия для концентрации связующего и интенсивности колебаний, когда появляется возможность снижать тепловые нагрузки к стенке и управлять процессом теплообмена.

Реализация поставленной задачи требует создания эффективных математических технологий и комплексов программ расчета пространственных задач механики реагирующих сред в сопряженной постановке, методик исследования физико-химических свойств новых композиционных материалов в широком диапазоне температур, давлений, темпов нагрева. Предлагаемые математические модели и методы численного решения пространственных задач являются новыми, так как впервые с использованием итерационно-интерполяционного метода [39, 40] решены сопряженные задачи управления тепловыми режимами и уносом массы при движении тел в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса, Маха, углов атаки с учетом вдува и термохимического разрушения.

В монографии изложены следующие результаты:

1. Дан анализ работоспособности теплозащитных материалов в экстремальных условиях: в горячих газовых потоках, плазменных струях, при воздействиях лазерного излучения и т.д.
2. Получены неклассические режимы зажигания в зависимости от расхода окислителя, начальной концентрации продуктов пиролиза, температуры газа и стенок стеклопластиковой трубы.

3. Исследовано влияние механического уноса на характеристики разрушения и горения теплозащитных материалов.

4. С использованием модельной траектории установлено, что многослойные теплозащитные материалы (с различными теплофизическими свойствами слоев) работают эффективнее, чем однослойные, так как они дают меньший унос массы при термохимическом разрушении теплозащитных материалов.

5. Разработана математическая модель для численного анализа трехмерного сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое.

6. Предложены новые способы управления тепловыми режимами при пространственном обтекании тела высокосубзвуковым потоком, связанные с одновременным воздействием вдува газа-охладителя и перетекания тепла в теплозащитном материале.

7. Дана оценка требований к свойствам комбинированной тепловой защиты, при которой нет превышения критической температуры разрушения головной части теплозащитного покрытия сферического затупления, выполненного из пористых металлических материалов.

8. Проведено исследование возможности управления процессом тепломассообмена в теплозащитном материале при воздействии малых энергетических возмущений.

9. Экспериментально исследуются термогазодинамические процессы в системах активной (вдув газа через пористые материалы и круглые отверстия) и пассивной (термохимическое разрушение композиционных материалов) защиты в условиях обтекания высокосубзвуковыми до- и сверхзвуковыми потоками затупленных тел.

10. Показано, что такие системы восприимчивы к воздействию малых энергетических возмущений: вибраций стенки, пульсаций газовых потоков, акустических колебаний, при этом появляется возможность управлять аэродинамическими и тепловыми характеристиками систем тепловой защиты.

В заключение отметим, что монография написана на основе результатов научно-исследовательской работы, проведенной в НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете и на кафедре физической и вычислительной механики механико-математического факультета Томского государственного университета.

Введение, § 1.2, 1.3, 1.5, 2.1 и заключение написаны заслуженным деятелем науки РФ, профессором, д-ром физ.-мат. наук А.М. Гришиным, § 1.1, 4.1–4.13 – профессором, д-ром техн. наук А.Н. Головановым; § 1.4, 1.6, 1.7, 2.2, 2.4–2.6, 3.1–3.3 – профессором, д-ром физ.-мат. наук В.И. Зинченко; § 2.5, 2.6, 3.1–3.3 – ведущим программистом К.Н. Ефимовым; § 1.2–1.7, 2.1–2.6, 3.1–3.3, 4.12, 4.13 – профессором, д-ром техн. наук А.С. Якимовым.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Авдеевский В.С. и др.* Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. 624 с.
2. *Душин Ю.В.* Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л.: Химия, 1968. 224 с.
3. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.П.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 326 с.
4. *Панкратов Е.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К.* Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
5. *Емельянова З.М., Павлов Б.М.* Структура вязкого ударного слоя. М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 1980. 110 с.
6. *Краснов И.Ф., Кошевой В.Н., Калугин В.Т.* Аэродинамика отрывных течений / Под ред. Н.Ф. Краснова. М.: Высшая школа, 1988. 351 с.
7. *Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.* Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
8. *Гришин А.М., Погорелов О.И., Пырк С.И.* Исследование сверхзвукового обтекания сферы при наличии дозвукового и звукового вдува // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 83–89.
9. *Полежаев Ю.В.* Современные проблемы тепловой защиты // ИФЖ. 2001. Т. 74, № 6. С. 8–16.
10. *Полежаев Ю.В., Резник С.В., Василевский Э.Б. и др.* Материалы и покрытия в экстремальных условиях. Взгляд в будущее. Вып. 3, т. 1. Прогнозирование и анализ экстремальных воздействий / Под ред. С.В. Резника. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 224 с.
11. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряжённые и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука. СО АН СССР, 1984. 319 с.
12. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 141–149.
13. *Волчков Э.П.* Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 239 с.
14. Тепловая защита стенок плазмотронов / А.И. Леонтьев, Э.П. Волчков, В.П. Лебедев и др. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1995. 336 с. (Низкотемпературная плазма. Т. 15).
15. *Василевский Э.В.* Теплозащита поверхности тела от конвективного теплового потока путем вдува // Аэромеханика и газовая динамика. 2003. № 2. С. 37–48.
16. *Абалтусов В.Е., Голованов А.Н., Холкин А.С.* Тепломассообмен плазменной струи с проницаемой стенкой // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск, 1981. С. 87–70.
17. *Абалтусов В.Е.* Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. Вып. 2. С. 10–13.

18. *Абалтусов В.Е., Немова Т.Н.* Исследование взаимодействия высокотемпературных одно- и двухфазных потоков с элементами активной тепловой защиты // Теплофизика высоких температур. 1992. Т. 30, № 4. С. 798–803.
19. *Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.А.* Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988. 168 с.
20. *Голованов А.Н.* О физической модели течения газа и теплообмене в окрестности затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным потоком при вдуве газа-охлаждителя через круглые отверстия // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Вып. 5, № 18. С. 46–51.
21. *Голованов А.Н.* Теплообмен плазменной струи и полусферической стенки при наличии вдува газа-охлаждителя через круглые отверстия // ПМТФ. 1988. № 2. С. 18–23.
22. *Сидяев Н.И.* Математическое моделирование распределенного интенсивного поверхностного массообмена при обтекании моделей гиперзвуковых летательных аппаратов // Вестник МГТУ. Сер. ест. наук. 2001. № 2(7). С. 54–63.
23. *Башкин В.А., Решетько С.М.* О максимальной температуре затупления с учётом теплопроводности // Учён. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 53–59.
24. *Курячий А.П.* Моделирование системы комбинированной тепловой защиты радиационно-испарительного типа // ТВТ. 1993. Т. 31, № 5. С. 767–776.
25. *Поляков А.Ф., Ревизников Д.Л.* Численное моделирование сопряженного теплообмена при проникающем пористом охлаждении цилиндрической передней кромки // ТВТ. 1998. Т. 36, № 4. С. 617–623.
26. *Поляков А.Ф., Ревизников Д.Л.* Численное моделирование сопряженного теплообмена при конвективно-завесном охлаждении // ТВТ. 1999. Т. 36, № 4. С. 420–426.
27. *Зинченко В.И.* Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 221 с.
28. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Исследование характеристик теплообмена при обтекании конуса, затупленного по сфере под углом атаки и вдуве газа с поверхности затупления // ПМТФ. 1999. № 4. С. 162–169.
29. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса и вдуве газа с поверхности затупления // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 3. С. 110–117.
30. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Исследование характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела // ТВТ. 2007. Т. 45, № 5. С. 749–755.
31. *Раушенбах Б.В.* Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961. 500 с.
32. *Капица П.Л.* Теплопроводность и диффузия в жидкой среде при периодическом течении // ЖЭТФ. 1951. Т. 21, № 9. С. 964–978.
33. *Накоряков В.Е., Бурдуков А.П., Болдарев А.М., Терлеев П.Н.* Тепло- и массообмен в звуковом поле. Новосибирск: АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики, 1970. 253 с.
34. *Боресков Г.К., Матрос Ю.Ш., Кисилев О.В., Бунимович Г.А.* Осуществление гетерогенного каталитического процесса в нестационарном режиме // ДАН СССР. 1977. Т. 237, № 1. С. 160–163.
35. *Ажицев Н.Л., Быков В.И.* Об интенсификации переноса тепла в пористых средах при пульсации давления // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Вып. 6, № 21. С. 27–30.
36. *Голованов А.Н.* О влиянии вибраций на процесс горения некоторых углеграфитовых материалов // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 69–71.

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

38. Голованов А.Н. Влияние периодических возмущений на процесс термохимического разрушения некоторых композиционных материалов // ФГВ. 1999. Т. 35, № 3. С. 67–73.

39. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. 160 с.

40. Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. 320 с.

Глава 1. ПАССИВНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА

В первой главе в § 1.1 рассмотрены теплофизические и термокинетические свойства некоторых композиционных материалов. В § 1.2 исследуется математическая модель воспламенения предварительно прогретого стеклопластикового цилиндра в потоке воздуха. Получены неклассические режимы зажигания [1–3] в зависимости от расхода окислителя, начальной концентрации продуктов пиролиза, температуры газа и стенок трубы. В § 1.3, 1.4 для описания термохимического разрушения многослойных покрытий используется модель недеформируемого пористого реагирующего тела [4]. В § 1.3 изучается влияние механического уноса [5] на характеристики разрушения и горения двухслойного композиционного материала. В § 1.4 на модельной траектории исследуется взаимодействие высокосубзвукового потока с графитовой поверхностью с учетом неравновесных гетерогенных химических реакций и реакции пиролиза в теле [6].

В § 1.5 исследованы различные режимы термохимического разрушения и горения углепластика при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности [7]. В § 1.6 получены аналитические решения для определения величины массового уноса с поверхности теплозащитного материала в зависимости от скорости уноса за счет пиролиза углепластика, согласующиеся с результатами численного интегрирования при постоянных и переменных параметрах торможения [8]. В последнем параграфе проведено исследование механизма термохимического разрушения углефенольного композита при взаимодействии с потоком высокотемпературного газа в инертной и окислительной атмосфере [9]. Установлено, что химические реакции в порах оказывают значительное влияние на тепловое состояние и унос массы теплозащитного покрытия.

§ 1.1. Общие характеристики композиционных материалов, их теплофизические и термокинетические свойства

Развитие ракетно-космической техники привело к необходимости создания легких высокотемпературных конструкций, полимерных и композиционных материалов – стеклопластиков и углепластиков, которые широко используются, прежде всего, в качестве теплозащитных покрытий [10–13]. В состав композиционных полимерных материалов входят:

терморепактивное полимерное связующее как матрица (например, фенолформальдегидная смола) и наполнитель – армирующие элементы, выполненные в виде прядей, жгутов, тканей, трикотажа из стеклянных или углеродных нитей. Такая структура композиционных полимерных материалов представляет собой пористое тело, состоящее из замкнутых и открытых пор.

Взаимодействие композиционных полимерных материалов с высокотемпературными потоками – сложный многостадийный физико-химический процесс, сопровождающийся нагревом материала, пиролизом, испарением, плавлением связующего, зажиганием, горением, термической деструкцией наполнителя, диспергированием твердого реагента, пиролитическим осаждением продуктов газозафазных и гетерогенных реакций на поверхности образующихся пор, образованием коксового остатка и т.д. [10, 14]. Экспериментальное исследование каждой стадии процесса сопряжено с техническими трудностями, обусловленными, прежде всего, несовершенством аппаратуры и методик измерений, а также сложностью самого процесса, механизма разрушения композиционных полимерных материалов. При контакте композиционных полимерных материалов с высокотемпературными потоками, плазменными струями подробное изучение каждой стадии процесса практически невозможно. Однако анализ таких интегральных характеристик, как массовая скорость разрушения $(\rho v)_w$, тепловой поток q_w и температура разрушения T_w , применяемых для проектирования теплозащитных конструкций, позволяет выделить отдельные стадии процесса, кинетический, диффузионный режимы горения, диспергирование конденсированных частиц.

Для проектирования теплозащитных конструкций, а также для моделирования процессов переноса в реагирующих пористых средах необходима информация о коэффициентах диффузии $D_{i,j}$, где i и j – компоненты бинарной диффузии, коэффициентах динамической вязкости μ , теплопроводности λ и удельной теплоемкости при постоянном давлении c_p . Кроме того, математические модели термохимического разрушения композиционных полимерных материалов [14, 15] также нуждаются в теплофизических и термокинетических константах. Наиболее полная информация о перечисленных константах представлена в монографии [14], где приведены расчетные формулы для эффективных коэффициентов диффузии, коэффициентов переноса в конденсированных средах и теплофизических свойств композиционных полимерных мате-

риалов. Однако расчетные формулы, как правило, имеют ограничения, связанные с конкретным типом материала, поэтому их использование целесообразно совмещать с результатами эксперимента.

В табл. 1.1.1 приведены результаты измерений коэффициентов удельной теплоемкости c_p и теплопроводности λ ряда композиционных полимерных материалов, полученные в данной работе методом динамического калориметра с помощью измерителей теплоемкости ИТ-С-400 и теплопроводности ИТ- λ -400 [16]. При измерениях c_p и λ образцы предварительно обрабатывались шлифовальным порошком до шероховатости поверхности не хуже $R_z \approx 0.63$. Ввиду наличия пор на поверхности композиционных полимерных материалов вместо впитываемой смазки ПФМС-4 применялась алюминиевая пудра ГОСТ 5494–95.

Таблица 1.1.1

Коэффициенты удельной теплоемкости c_p и теплопроводности λ ряда композиционных полимерных материалов

Материал	T, K	298	323	348	373	473	523
УКС	$c_p, Дж/кг \cdot K$	931	1141	1214	1435	1729	2030
	$\pm \delta c_p$	71.6	30.1	32.1	32.4	117	141.1
	$\lambda, Вт/м \cdot K$	0.63	0.66	0.68	0.69	0.75	0.81
	$\pm \delta \lambda$	0.05	0.03	0.02	0.03	0.09	0.12
УП-ЦТ	$c_p, Дж/кг \cdot K$	732	1243	1307	1524	2987	2363
	$\pm \delta c_p$	29.6	31.1	36.2	49.71	172.6	207.3
	$\lambda, Вт/м \cdot K$	0.49	0.51	0.50	0.52	0.54	0.56
	$\pm \delta \lambda$	0.04	0.02	0.03	0.02	0.12	0.16
П5-13Н	$c_p, Дж/кг \cdot K$	1511	1552	1601	1689	1960	2070
	$\pm \delta c_p$	90.14	41.72	40.1	44.61	127.4	184.6
	$\lambda, Вт/м \cdot K$	0.52	0.55	0.60	0.64	0.69	0.70
	$\pm \delta \lambda$	(0.53)	0.02	0.01	(0.66)	(0.72)	(0.74)
		0.05			0.02	0.09	0.15
СФТ-10 + ПН62	$\lambda, Вт/м \cdot K$	0.31	0.29	0.33	0.37		
	$\pm \delta \lambda$	0.04	0.02	0.03	0.04		

Градуировка приборов проводилась по образцам с известными теплофизическими свойствами из меди и кварцевого стекла КВ.

При определении c_p и λ была обнаружена зависимость измеряемого сигнала от толщины смазки образцов. Поэтому систематическая погрешность измерения, обусловленная толщиной смазки, переводилась в разряд случайной за счет варьирования толщины смазки в каждой серии опытов. Диапазон измерения температур был ограничен интервалом $298 \text{ K} \leq T \leq 373 \text{ K}$ из-за технических условий эксплуатации приборов и начинавшегося при температуре $T > 373 \text{ K}$ пиролиза связующего композиционных полимерных материалов. Убыль массы при нагреве образцов до $T = 373 \text{ K}$ составляла (3÷5)% от начальной массы образцов, что, по всей видимости, связано с испарением влаги из образцов. Суммарные погрешности определения теплофизических характеристик не превышали $\delta c_p \leq 10\%$, $\delta \lambda \leq 10\%$, а δc_p , $\delta \lambda$ – доверительные границы результатов измерения коэффициентов удельной теплоемкости и теплопроводности.

В скобках приведены значения λ и c_p из справочника [16], видно удовлетворительное согласование результатов измерений с результатами работы [16].

Термокинетические постоянные определялись методом динамической термогравиметрии [17, 18] с помощью дериватографа фирмы MOM (Венгрия) в атмосфере инертного газа – азота. С учетом результатов работы [19] начальная масса образцов композиционных полимерных материалов не превышала $0.093 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ и не оказывала существенного влияния на термогравиметрическую кривую. Темп нагрева варьировался в пределах (2.1÷8.5) К/мин. Обработка дериватограмм методом Фримена – Кэррола (метод спрямления) [17] позволила получить термокинетические постоянные: энергии активации E_1 , E_2 и предэкспоненциальные множители k_1 , k_2 , значения которых приведены в табл. 1.1.2. Термические методы и информация о решении обратных задач пиролиза даны в [18, 19].

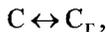
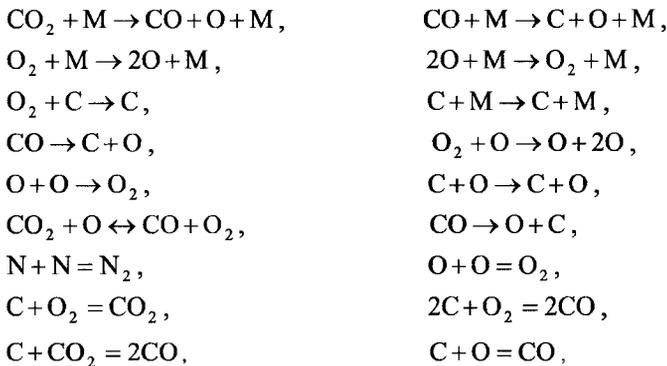
Таблица 1.1.2

Термокинетические постоянные

Материал	$E_1/R, \text{ K}$	$k_1, 1/\text{c}$	$E_2/R, \text{ K}$	$k_2, 1/\text{c}$
П5-13Н	3462	$3.6 \cdot 10^3$	11305	$1.2 \cdot 10^5$
УП-ЦТ	3914	$4.2 \cdot 10^3$	12115	$1.7 \cdot 10^5$
ВНР-10+ ИФД	5117 (5480)	0.31 (0.344)	10439 (10670)	$0.15 \cdot 10^5$ ($0.122 \cdot 10^5$)

В скобках приведены значения термокинетических постоянных, взятые из работы [17], которые получены в результате решения обратных задач механики реагирующих сред [15]. Они удовлетворительно согласуются.

В пограничном слое и на поверхности композиционных полимерных материалов протекают сложные гомогенные и гетерогенные химические реакции [14, 15]. Так, например, для углеродистых материалов это:



где M – символ каталитической частицы, а последняя гетерогенная реакция соответствует протеканию обратимого процесса сублимации.

Для численных расчетов обычно используют многокомпонентную или эффективную (бинарную) смесь газа. В первом случае коэффициенты диффузии рассчитывают по формуле [20]

$$\frac{1}{D_\alpha} = \sum_{j=1}^N \frac{x_j}{D_{\alpha j}} + \sum_{j=1}^N \left[\sum_{k=1}^N \left(\frac{\mu}{\mu_k} \right) \frac{c_k}{D_{kj}} - \frac{\mu}{\mu_k} \frac{1}{D_{\alpha j}} \right] \frac{I_j}{I_\alpha} c_\alpha,$$

где $\alpha = 1, \dots, N-1$, μ_j – молекулярная масса j -компонента, c_α – массовая концентрация, I – плотность диффузионного потока.

Для коэффициента теплопроводности многокомпонентного газа имеется выражение [14, 21, 22]

$$\lambda = \sum_{\alpha=1}^N \frac{\lambda_\alpha}{1 + \sum_{k=1}^N G_{\alpha k} \frac{x_k}{x_\alpha}},$$

$$G_{\alpha k} = \frac{1,065}{2\sqrt{2}} \cdot \left(1 + \frac{\mu_{\alpha}}{\mu_k}\right)^{-0.5} \left[1 + \left(\frac{\lambda_{\alpha}^0}{\lambda_k^0}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_{\alpha}}{\mu_k}\right)^{0.25}\right]^2,$$

$$\lambda_{\alpha} = \lambda_{\alpha}^0 (0.115 + 0.354c_{p\alpha} / R), \quad \alpha = 1, \dots, N,$$

$$\lambda_{\alpha}^0 = 1.981 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{\mu_{\alpha}^{-1} T}}{\sigma_{\alpha}^2 \Omega_{\alpha\alpha}^{(2,2)} T_{\alpha\alpha}}, \quad \text{кал}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}).$$

Здесь λ_{α}^0 – коэффициент теплопроводности чистого газа, σ_{α} – диаметр молекулы, $\Omega_{\alpha\alpha}^{(2,2)}$ – интеграл столкновений, $T_{\alpha\alpha}$ – приведенная температура, x_{α} – молярная концентрация α -компонента.

$$\eta = \sum_{\alpha=1}^N x_{\alpha}^2 \left[\frac{x_{\alpha}}{\eta_{\alpha}} + 1.385 \sum_{k=1}^N x_{\alpha} x_k \frac{RT}{P \mu_{\alpha} D_{\alpha k}} \right]^{-1},$$

$$\eta_{\alpha} = 2.6693 \cdot 10^{-5} \sqrt{M_{\alpha} T} / \sigma_{\alpha}^2 \Omega_{\alpha\alpha}^{(2,2)}, \quad \text{г}/(\text{см} \cdot \text{с}),$$

где η – коэффициент динамической вязкости чистого газа, P – давление.

$$c_p = \sum_{\alpha=1}^N c_{p\alpha} c_{\alpha}.$$

Для коэффициента эффективной бинарной диффузии известна формула [21, 22]

$$D_{\alpha j} = 26.28 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{\mu_{\alpha} + \mu_j}{2\mu_{\alpha}\mu_j}} T^3 [P \sigma_{\alpha j}^2 \Omega_{\alpha j}^{(1,1)}]^{-1}, \quad \text{см}^2/\text{с}$$

или [20]:

$$D = 0.18(T^* / T_e)^2, \quad T^* = (T_w - T_e)(\ln T_w / T_e)^{-1},$$

где T^* – характерная температура, а T_w и T_e – температура на поверхности тела и набегающем потоке.

Значения $\sigma_{\alpha}, \sigma_{\alpha\alpha}, \Omega_{\alpha\alpha}^{(1,1)}, \Omega_{\alpha\alpha}^{(2,2)}, \mu_{\alpha}, \eta, \lambda_{\alpha}^0$ в функции от температуры даются в монографии [14] и справочниках [20–22].

Коэффициенты переноса в конденсированных средах можно рассчитать по формулам [14, 15], в частности, для самодиффузии i -го компонента в многокомпонентном твердом теле:

$$D_{is} = D_{is0} \exp(-E_d / RT),$$

где D_{is0} – постоянный предэкспоненциальный множитель, E_d – энергия активации диффузии. Для полимерного связующего величина вязкости η определяется по формуле [21, 22]

$$\eta = \eta_0 \exp(-E_\eta / RT),$$

где η_0 – предэкспоненциальный множитель, E_η – энергия выхода.

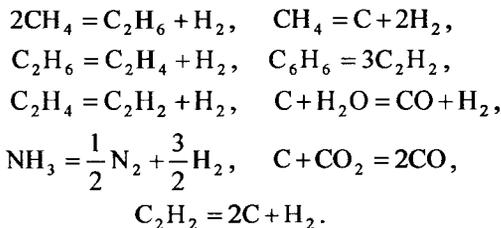
Коэффициент теплопроводности, плотности и теплоемкости смеси газов имеет вид [21]

$$\lambda = \frac{\lambda_\Gamma}{1 + B/P\delta} + 4\varepsilon\sigma T^3\delta, \quad B = \frac{4\gamma}{\gamma+1} \frac{(2-a)}{a} \ell_0 P_0 \text{Pr}^{-1},$$

$$\rho = \sum_{i=1}^N \rho_i \Phi_i, \quad c_p = \sum_{i=1}^N \rho_i \Phi_i c_{pi} / \rho.$$

Здесь λ_Γ, ℓ_0 – коэффициент теплопроводности газа и длина свободного пробега молекул при давлении P_0 и температуре T , γ – показатель адиабаты газа, $\delta = 2r_0$ – среднестатистический диаметр пор, σ – постоянная Стефана–Больцмана, $a = 1 - [(M_i^2 + M_j^2)/(M_i + M_j)^2]^P$ – коэффициент аккомодации газа на стенках пор, M_i, M_j – молекулярные массы газа и твердого тела, $3 < P \leq 4$ – число соударений молекулы газа со стенкой поры.

Состав газообразных продуктов пиролиза в процессе фильтрации через поры может изменяться вследствие химических реакций [15]:



Для решения задач тепло- и массопереноса в композиционных полимерных материалах необходимо также знать коэффициент проницаемости K_0 , входящий в закон сопротивления Дарси, и удельную поверхность пор S . Значение K_0 можно определить экспериментально или рассчитать по формуле Козени–Кармана [14]:

$$K_0 = \frac{K}{\varphi_5}, \quad K = \frac{\varphi_5^2}{5S^2(1-\varphi_5)^2},$$

где φ_5 – объемная доля газовой фазы.

Информация о теплофизических и термокинетических свойствах композиционных полимерных материалов позволяет перейти к изучению процессов термохимического разрушения композиционных полимерных материалов в высокотемпературных потоках и влияния на этот процесс малых периодических возмущений.

Следует отметить, что измеренные в данной работе теплофизические и термокинетические характеристики композиционных материалов получены для достаточно низких температур. Однако современное состояние экспериментальной техники не позволяет проводить измерения при температурах выше 1000 К.

§ 1.2. Режимы воспламенения стеклопластиковой трубы с учётом смешанной конвекции окислителя

В последнее время в промышленности и в быту все более широкое распространение получают полимерные материалы. В частности, в качестве конструкционного материала для вентиляционных труб довольно часто применяют стеклопластики. При пожарах в шахтах и на промышленных предприятиях может иметь место ситуация, когда стенки этих труб прогреваются, а затем реагируют с поступающим потоком воздуха.

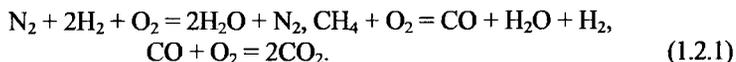
Рассматриваемая задача включает в себя сложные аэротермохимические явления: перенос массы, энергии и импульса, пиролиз связки стеклопластикового материала и окисление газообразных продуктов пиролиза в потоке окислителя. Поскольку полное физическое подобие аэротермохимических явлений имеет место только при совпадении всех свойств природы и модели [23], то имеет смысл исследовать кинетику пиролиза и некоторые аспекты явления на модельных экспериментах, а полное моделирование явления осуществлять на ЭВМ с использованием математической модели.

В данном параграфе предлагается математическая модель воспламенения предварительно нагретой стеклопластиковой трубы в потоке воздуха. В результате расчетов на ЭВМ получены поля температур и концентраций компонентов в различные моменты времени с учетом смешан-

ной конвекции и сопряженного тепломассообмена между потоком газа в трубе и реагирующей стенкой. Установлено, что в зависимости от расхода окислителя, начальной концентрации продуктов пиролиза, температуры газа и стенок трубы реализуется невоспламенение трубы, при котором температуры газа и стенки убывают с ростом времени или могут иметь место неклассические режимы зажигания [2–4].

Постановка задачи. Основываясь на априорных физических соображениях и экспериментальных данных [1–4], можно считать, что при пожаре вентиляционных труб происходит следующая последовательность событий. Вначале труба прогревается, так как продукты горения могут затекать в трубу, а температура окружающей среды выше температуры ее стенок. Затем при достижении некоторой температуры связка стеклопластика начинает разлагаться с образованием конденсированных и газообразных продуктов пиролиза. Последние поступают в поток воздуха, втекающего в трубу. Если газ в трубе содержит окислитель, то могут вспыхнуть продукты пиролиза. Затем при поступлении холодного воздуха стенки трубы могут либо охлаждаться, либо гореть.

На основе анализа экспериментальных данных установлено, что в результате пиролиза связки стеклопластика в газовой фазе внутри трубы могут иметь место гомогенные неравновесные химические реакции:



Анализ показал, что в диапазоне изменения температуры наибольшая скорость тепловыделения возникает в результате реакции окисления водорода. Поэтому эта реакция принята в качестве лимитирующей, что позволило упростить в данной задаче схему термохимических процессов. Кроме того, приняты следующие допущения:

1) в газовой фазе идет одна итоговая реакция горения водорода (1.2.1) с эффективными значениями энергии активации и предэкспонента, лимитирующая процесс воспламенения при $1000 \leq T \leq 2000 \text{ K}$;

2) молекулярный перенос массы и энергии в газовой фазе по направлению оси цилиндра пренебрежимо мал по сравнению с конвективным переносом;

3) перенос энергии диффузией вдоль трубы мал по сравнению с переносом энергии в результате конвекции;

4) молекулярный и конвективный перенос энергии и массы компонентов вдоль стенки в композиционном полимерном материале ничтожно мал по сравнению с переносом поперек нее;

5) течение газа в трубе является турбулентным, а поля скоростей и плотностей квазистационарны [4].

С учетом сформулированных выше допущений система уравнений, описывающая нестационарный тепло- и массоперенос в газовой фазе, имеет вид [3]

$$\frac{\partial \bar{\rho} u y}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho} v y}{\partial y} = 0, \quad (1.2.2)$$

$$\text{Re} \bar{\rho} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{1}{y} \left[y(\bar{\mu} + \bar{\mu}_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right] - \left(\pi_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\text{Gr}}{\text{Re}} \bar{p} \right), \quad (1.2.3)$$

$$\begin{aligned} \text{Le} \bar{\rho} \frac{\partial \theta}{\partial y} \sum_{\alpha=1}^4 \bar{\pi}_\alpha (\bar{D}_\alpha + \bar{D}_T) \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} + \delta (\bar{\rho} c_1)^{1.5} \bar{\rho} c_2 \exp \frac{b_1 \theta}{1 + \beta \theta} + \\ + \frac{1}{y} \left[y(\bar{\lambda} + \bar{\lambda}_T) \frac{\partial \theta}{\partial y} \right] = \bar{\rho} \bar{c}_p \left[\pi_\tau \frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \text{Pr} \text{Re} \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \right], \quad (1.2.4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{y} \left[y(\bar{D}_\alpha + \bar{D}_T) \bar{\rho} \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} \right] - \gamma_\alpha (\bar{\rho} c_1)^{1.5} \bar{\rho} c_2 \exp \frac{b_1 \theta}{1 + \beta \theta} = \\ = \frac{\bar{p}}{\text{Le}} \left[\pi_\tau \frac{\partial c_\alpha}{\partial \tau} + \text{Pr} \text{Re} \left(u \frac{\partial c_\alpha}{\partial x} + v \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} \right) \right], \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (1.2.5) \end{aligned}$$

$$\bar{p} = \pi_p \bar{\rho} (1 + \beta \theta) \sum_{\alpha=1}^4 \frac{c_\alpha}{M_\alpha}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, \quad \bar{c}_p = \sum_{\alpha=1}^4 \bar{\pi}_\alpha c_\alpha. \quad (1.2.6)$$

Уравнения (1.2.2) – (1.2.6) по форме совпадают с известными уравнениями многокомпонентного турбулентного пограничного слоя, однако в отличие от последних в системе (1.2.2) – (1.2.6) давление – заранее не известная функция, подлежащая определению. Для нахождения этой функции используется уравнение баланса массы в любом поперечном сечении трубы

$$\frac{d}{dx} \int_0^1 \bar{\rho} u y dy + \pi_u \alpha_w = \theta. \quad (1.2.7)$$

Последнее выражение можно также получить, интегрируя уравнение неразрывности по y от 0 до 1. Помимо уравнений сохранения в газовой фазе, необходимо записать уравнения, описывающие тепловое состояние стенки трубы. Поскольку толщина слоя, где изменяется температура, мала по сравнению с радиусом трубы, то имеем [4, 24]

$$\bar{c}_{\rho s} \frac{\partial \theta_s}{\partial \tau} = \pi_2 \rho_3 \Phi_3 g_s \frac{\partial \rho_3 (1 + \beta \theta_s)}{\partial y_s} \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} + \frac{\partial}{\partial y_s} \left(\bar{\lambda}_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} \right) + \delta_s \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (1.2.8)$$

$$\frac{\partial \rho_3 \Phi_3}{\partial \tau} = \pi_3 \frac{\partial}{\partial y_s} \left[\rho_3 \Phi_3 g_s \frac{\partial}{\partial y_s} \rho_3 (1 + \beta \theta_s) \right] + \gamma_{3s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (1.2.9)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial \tau} = -\gamma_{1s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tau} = \gamma_{2s} \Phi_1 \exp \frac{\theta_s}{1 + \beta \theta_s}, \quad (1.2.10)$$

$$\sum_{i=1}^3 \Phi_i = 1. \quad (1.2.11)$$

Уравнения (1.2.2) – (1.2.11) необходимо решать с учетом следующих начальных условий при $\tau = \tau_*$:

$$\theta = -\theta_n, \quad c_\alpha = c_{\alpha n}, \quad \bar{p} = \bar{p}_s = \bar{p}_n, \quad \alpha = 1, 2, 3, \quad (1.2.12)$$

$$\theta_s = -\theta_{sn}, \quad \rho_3 = -\rho_{3n}, \quad \Phi_i = \Phi_{in}.$$

На оси симметрии при $y = 0$ имеем

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} = 0, \quad v(x, \tau) = 0, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (1.2.13)$$

Граничные условия на входе в трубу при $x = 0$

$$\theta(y, \tau) = -\theta_n, \quad \bar{p}(y, \tau) = \bar{p}_e, \quad c_\alpha(y, \tau) = c_{\alpha n}, \quad u(y, \tau) = u_n. \quad (1.2.14)$$

Условия сопряжения на внутренней поверхности цилиндра при $y = 1$

$$\bar{\lambda} \frac{\partial \theta_w}{\partial y} = \bar{\lambda}_s \frac{\partial \theta_{sw}}{\partial y_s}, \quad \theta_w(\tau, x) = \theta_{sw}(\tau, x). \quad (1.2.15)$$

Условие сохранения массы α -компонента при $y = 1$

$$-\bar{\rho} \bar{D}_\alpha \frac{\partial c_\alpha}{\partial y} + \pi_D \alpha_w (c_{\alpha w} - c_{\alpha n}) = 0, \quad \alpha_w = \bar{\rho}_3 \Phi_3 v_w, \quad (1.2.16)$$

$$u_w(\tau, x) = 0, \quad \bar{p}(\tau, x) = \bar{p}_s(\tau, x). \quad (1.2.17)$$

На внешней поверхности трубы при $y = y_{s1}$ имеет место теплообмен по закону Ньютона и условие непроницаемости

$$-\bar{\lambda}_s \frac{\partial \theta_s}{\partial y_s} = \text{Bi}(\theta_s + \theta_n), \quad v_s(\tau, x) = 0. \quad (1.2.18)$$

Здесь и выше $x = z/r_w$, $y = r/r_w$ – продольная и поперечная безразмерные пространственные координаты соответственно; $u = v_z/u_*$, $v = v_r/u_*$ – продольная и поперечная составляющие скорости; $\bar{\rho} = \rho/\rho_*$, $\bar{p} = p/p_*$, $\theta = (T - T_*)E_s/RT_*^2$, $\bar{c}_p = c_p/c_{p*}$, $\bar{\mu} = \mu/\mu_*$, $\bar{D}_\alpha = D_\alpha/D_*$, $\bar{\rho}_3 = \rho_3/\rho_*$ – безразмерные плотность, давление, температура, коэффициенты теплоемкости, динамической вязкости, диффузии газовой фазы, а также парциальная плотность газообразного продукта фильтрации в конденсированной фазе соответственно; r_w – радиус трубы; $\tau = t/t_*$ – время;

$\pi_1 = p_* r_w / \mu_* u_*$, $\text{Re} = u_w r_w / \nu_*$, $\text{Gr} = g r_w^3 / \nu_*^2$, $\text{Bi} = \alpha_T r_w / \lambda_*$,
 $\pi_p = \rho_* RT_* / p_* M_*$, $\pi_\tau = c_{p*} \rho_* r_w^2 / t_* \lambda_*$, $\pi_2 = c_{p3} k_* \rho_*^2 RT_* / \lambda_* \mu_{3s} M_{3s}$,
 $\pi_3 = k_* \rho_* t_* RT_* / \mu_{3s} M_{3s} r_w^2$, $\gamma_{1s} = \text{Bi}_* / \exp(E_s / RT_*)$, $Le = c_{p*} \rho_* D_* / \lambda_*$,
 $\bar{\pi}_\alpha = c_{p\alpha} / c_{p*}$, $b_1 = E_1 / E_s$, $\gamma = c_{p*} RT_*^2 / q_1 E_s$, $\gamma_{2s} = \rho_2 M_{1s} \gamma_{1s} / \rho_1 M_{2s}$,
 $\pi_D = u_{s*} r_w / D_*$, $\pi_u = u_{s*} / u_*$, $\beta = RT_* / E_s$ – безразмерные параметры;

$$g_s = \varphi_3^3 / (1 - \varphi_3)^2 (1 + \beta \theta_s)^{0.5}, \quad \bar{c}_{ps} = \frac{\rho_2 r_w^2}{\lambda_* t_*} \left(\frac{\rho_1 \Phi_1}{\rho_2} + \varphi_2 \right) c_{ps}, \quad \bar{\lambda}_T = \bar{\mu}_T \text{Pr} \bar{c}_p,$$

$\bar{D}_T = \bar{\mu}_T \text{Sc} / \bar{\rho}$, $\bar{\lambda}_s = \lambda_s (\varphi_1 + \varphi_2) / \lambda_*$, $\bar{\rho}_i = \rho_i \varphi_i$ – безразмерные функции;

$$\delta_s = \frac{q_s B E_s r_w^2 \rho_1}{RT_* \lambda_* \exp(E_s / RT_*)}, \quad \gamma_1 = \frac{M_1 k_1 r_w^2 (\rho_* / M_*)^{1.5}}{M_2 D_* \exp(E_1 / RT_*)}, \quad \gamma_2 = \gamma_1 M_2 / M_1,$$

$\delta = \gamma_1 Le / \gamma$, $\gamma_2 = -\gamma_1 M_3 / M_1$, $\gamma_{3s} = \rho_1 M_{3s} \gamma_{1s} / \rho_* M_{1s}$ – критерии подобия; индексы л и Т используются для обозначения коэффициентов переноса при ламинарном и турбулентном течении, * – для обозначения характерных величин, взятых при характерной температуре реагирующей системы; s – совместно с индексами 1–3 приписывается исходному веществу, конденсированному и газообразному продукту реакции пиролиза; индексы 1–4 используются для обозначений компонентов газовой фазы: водорода, кислорода, воды и азота соответственно, н и w – для обозначения

ний начальных значений величин и параметров системы на внутренней поверхности трубы, черта сверху обозначает безразмерные величины.

При написании начальных условий (1.2.12) считалось, что период опорожнения в цилиндре закончен и при $\tau = \tau_0$ газовую фазу трубы заполнил атмосферный воздух при нормальных условиях: $c_3 = 0$, $c_4 = 0.76$, $c_1 = 5 \cdot 10^{-3}$, $c_2 = 0.23$, $\theta(x, y) = -0_n$.

Коэффициенты переноса и термокинетические постоянные. Для замыкания системы уравнений (1.2.2) – (1.2.5) необходимо выписать коэффициенты турбулентного переноса. Имея в виду, что поперечная пространственная координата y отсчитывается от оси симметрии трубы, воспользуемся формулой Прандтля [25]:

$$\bar{\mu}_T = \text{Re} \bar{\rho} l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad \lambda_T = c_p \mu_T / \text{Pr}_T, \quad D_T = \mu_T / \rho \text{Sc}_T,$$

$$l = 0.14 - 0.08y^2 - 0.06y^4.$$

Точные выражения для эффективных коэффициентов диффузии можно получить из соотношений Стефана–Максвелла [26]. Использование этих формул приводит к излишним затратам машинного времени. Поэтому воспользуемся упрощенными выражениями, предложенными в [27]. Эффективные коэффициенты многокомпонентной диффузии определяются в этом приближении соотношениями

$$D_\alpha = (1 - c_\alpha) \left(\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq \alpha}}^N \frac{x_j}{d_{\alpha j}} \right)^{-1},$$

$$d_{\alpha, j} = 1.66 \cdot 10^{-7} \frac{[(M_\alpha + M_j) / (M_\alpha M_j)]^{0.5} T^{1.67}}{P \sigma_{j, \alpha}^2 (\varepsilon_{j, \alpha} / kT)^{0.17}},$$

где $[p] = \text{атм}$, $[\sigma_{j, \alpha}] = \text{Å}$, $[D_\alpha] = \text{м}^2/\text{с}$, x_j – мольная доля j -го компонента в смеси.

Как показывает анализ термогравиметрических кривых, процесс пиролиза стеклопластиковых материалов на основе терморезактивного полимерного связующего носит многостадийный характер. Он включает в себя стадию разложения полимерного связующего, которая протекает с поглощением тепла, и стадию образования кокса из осколков полимерной цепи. Последняя стадия может быть интерпретирована как реакция синтеза, и она имеет слабоэкзотермический характер. Энергии активации процессов разложения и синтеза близки друг к другу, поэтому процесс пиролиза в целом можно моделировать как одностадийную химическую

реакцию с переменным тепловым эффектом. В связи с этим целесообразно ввести понятие температуры перехода T_{S^*} такой, что при $T < T_{S^*}$ в композиционном полимерном материале на термореактивном связующем имеет место разложение связки с эндотермическим эффектом, а при $T > T_{S^*}$ происходит ее коксование из вязкотекучего состояния со слабо-экзотермическим тепловым эффектом. Энергия активации и тепловые эффекты реакции пиролиза выбирались из условия соответствия расчетных и экспериментальных данных.

Что касается кинетики окисления водорода, то она считалась одностадийной, а соответствующие значения энергии активации и предэкспонента брались из [28] и уточнялись также из условия соответствия расчетных и экспериментальных данных.

Исходные данные, метод расчета и тестовые проверки программы. Красная задача (1.2.2) – (1.2.18) решалась численно при помощи итерационно-интерполяционного метода [29] на ЭВМ. Для теплофизических и термокинетических параметров реакции горения водорода и реакции пиролиза использовались данные работ [4, 20, 24, 28]. Приводимые ниже результаты получены при $T_n = 300$ К, $T_s = 1500$ К, $c_{p^*} = 1054$ Дж/(кг·К), $\rho_* = 0.26$ кг/м³, $\mu_* = 6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_* = 0.1$ Вт/(м·К), $\nu_* = 2.3 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $D_* = 10^{-4}$ м²/с, $t_* = 1$ с, $q_1 = 1.3 \cdot 10^8$ Дж/кг, $R = 8.314$ Дж/(моль·К), $M_* = 1$ кг/кмоль, $M_1 = 2$ кг/кмоль, $M_2 = 32$ кг/кмоль, $M_3 = 18$ кг/кмоль, $M_4 = 28$ кг/кмоль, $k_1 = 9.6 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, $E_1 = 28.8$ кДж/моль, $p_w = p_* = 10^5$ Н/м², $r_w = 0.1$ м, $r_{s1} = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $u_* = 20$ м/с, $k_* = 10^{-12}$ м², $c_{p_{3s}} = 1.6 \cdot 10^4$ Дж/(кг·К), $\mu_{3s} = 3 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\rho_1 = 1885$ кг/м³, $\rho_2 = 2100$ кг/м³, $q_s = 1.26 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E_s = 84$ кДж/моль, $B = 10^6$ с⁻¹, $k_n = 2.7 \cdot 10^{-15}$ м², $u_{s^*} = 2 \cdot 10^{-2}$ м/с, $p_{s^*} = 16.4 p_n$, $\rho_{3n} = 0.08$ кг/м³, $z_L = 2$ м, $T_{S^*} = 720$ К, $Re = 9 \cdot 10^3$, $Gr = 1.85 \cdot 10^5$, $Bi = 0.04$, $M_{3s}/M_{1s} = 0.1$, $Pr_T = Sc_T = 1$, $c_{1n} = 5 \cdot 10^{-5}$, $c_{2n} = 0.23$, $c_{3n} = 0$, $c_{4n} = 0.76$, $0_n = 5.33$, $u_n = 0.15$, $\phi_{1n} = 0.89$, $\phi_{2n} = 0.01$, $\phi_{3n} = 0.1$, $\rho_{3n} = 0.3076$, $\Delta x = 2.5$.

Точность численного метода проверялась на известном аналитическом решении задачи о ламинарном течении несжимаемой жидкости.

Рассмотрим стационарное замороженное течение несжимаемой жидкости ($\theta = \theta_s = -\theta_n$, $q_1 = q_s = 0$, $\bar{c}_p = c_{p_n}$, $\bar{\rho} = \rho_n$, $c_\alpha = c_{\alpha_n}$, $\bar{\lambda} = \lambda_n$, $\bar{\mu} = \mu_n$, $\gamma_\alpha = 0$). Здесь, как известно, имеет место течение Пуазейля, скорость которого имеет вид [25]

$$v_z = \frac{4Q}{\pi r_w^2} \left[1 - \left(\frac{r}{r_w} \right)^2 \right].$$

Очевидно, что при отсутствии химических реакций и постоянной температуре стенки температура в газовой фазе должна совпадать при $z \rightarrow \infty$ с величиной T_w . Результаты тестовых проверок показали, что при $\Delta y = 0.125$, $\Delta x = 25$ и малых Re ($0 < Re < Re_x$ – ламинарный режим течения) полученный с использованием уравнений (1.2.2) и (1.2.3) профиль скорости при $x > x_\Gamma$, где x_Γ – длина гидродинамической стабилизации, отклоняется от профиля Пуазейля не более чем на 0.6%. Если задавать температуру стенки цилиндра, отличную от температуры жидкости, например $T_w(z) = 1500 \text{ K} > T_*$, то при достижении длины тепловой стабилизации температура жидкости практически совпадает с температурой стенки.

В случае турбулентного течения в трубе, как известно из [25], профиль средней скорости имеет более заполненный вид. Поэтому при численном интегрировании уравнений газовой фазы оказалось необходимым сгустить разностную сетку вблизи поверхности трубы для того, чтобы шаг разностной сетки в окрестности внутренней поверхности трубы был меньше толщины ламинарного подслоя. При шаге сетки $\Delta y_{\min} = 10^{-3}$ и $4 \cdot 10^3 < Re < 10^5$ получено, что результаты численного решения задачи отличались от точного решения – экспериментальной кривой, взятой из [25], менее чем на 1%. Правильность численного решения уравнений для конденсированной фазы проверялась путем повторения результатов работ [24, 30].

Режимы воспламенения и нестационарного горения стеклопластиковой трубы при вынужденной и смешанной конвекции окислителя. На практике возможна ситуация, когда необходимо использовать вентиляцию в аварийных условиях (стенки вентиляционной трубы прогреты до достаточно высокой температуры из-за пожара). В этом случае задача математически сводится к решению уравнений (1.2.2) – (1.2.11) с условиями (1.2.12) – (1.2.18). Если скорость течения достаточно велика, а

труба расположена горизонтально, то можно пренебречь свободной конвекцией, для чего достаточно положить в уравнении (1.2.3) $g = 0$.

Расчеты показали, что если запас тепла и температура нагретой стенки невелики, то имеет место режим невоспламенения стеклопластиковой трубы, который характерен монотонным убыванием температуры с ростом времени в любом сечении трубы как в газовой, так и в конденсированной фазе. Такая ситуация реализуется, например, если температура внутри конденсированной фазы в начальный момент времени всюду меньше температуры перехода T_{s*} .

Иная ситуация возникает, если начальная температура стеклопластика превышает T_{s*} . Здесь возникают два неклассических режима зажигания и нестационарного горения трубы. Результаты расчетов, иллюстрирующие первый режим зажигания, представлены на рис. 1.2.1. Графики получены при начальном распределении температуры в конденсированной фазе и температуры поверхности $\theta_{\text{ст}}$ (см. кривые 1 на рис. 1.2.1, а, в) для различных моментов времени. Кривые 3 и 5 имеют тот же тип, что и кривые 1, 2, 4, 6, и в целях ясности изображения опущены на рис. 1.2.1, в.

Анализ температурных кривых, концентрации горючего и окислителя, массовой скорости вдува продуктов пиролиза α_w скорости потока в пяти сечениях (рис. 1.2.2) позволяет считать, что в данном случае реализуется неклассический режим зажигания. В самом деле, в отличие от известных в литературе результатов [31] по зажиганию заранее перемешанных газов, температура на поверхности трубы и в газовой фазе в окрестности концевое сечения падает с ростом времени, но в некоторый момент это падение прекращается и устанавливается стационарная температура поверхности. Любопытно, что в стеклопластике возникает максимум температуры, который перемещается внутрь конденсированной фазы. Положение максимума совпадает с фронтом коксования. Возникновение максимума температуры обусловлено тепловыделением, возникающим при синтезе кокса из продуктов разложения термореактивной смолы.

Из анализа рис. 1.2.2 следует, что максимум средних скоростей потока реализуется в окрестности стенки трубы. Этот эффект обусловлен уменьшением плотности газа у стенки, вдувом легкого газа водорода со стенок трубы и сохранением массы газа в каждом сечении цилиндра.

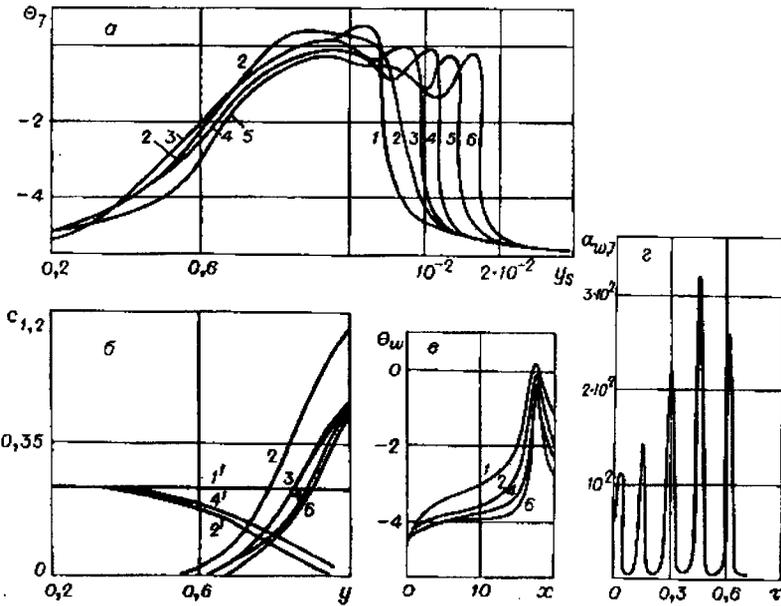


Рис. 1.2.1. Зависимости безразмерных полей температур (а), концентраций горючего и окислителя (б) от пространственной переменной y , температуры внутренней поверхности стенки трубы от продольной координаты x (в) в момент времени $\tau = 0, 0.145, 0.179, 0.309, 0.468, 0.63$ (кривые 1–6 соответственно) и массовой скорости вдува α_w продуктов пиролиза в газовую фазу в седьмом сечении трубы в зависимости от времени при $g = 0$ (г) (режим сопряженного зажигания первого рода). Профили концентраций кислорода помечены цифрами со пгтрихами, а водорода – без пгтрихов

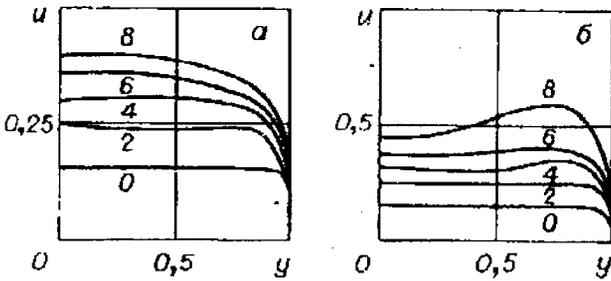


Рис. 1.2.2. Зависимость средней скорости течения газа в трубе в пяти сечениях (кривые 0, 2, 4, 6, 8) для вынужденной конвекции в моменты времени: $\tau = 0$ (а), $\tau = 0.309$ (б)

Этот результат согласуется с данными работы [32]. Поскольку зажигание продуктов пиролиза у стенки цилиндра обусловлено сопряженным (взаимосвязанным) тепло- и массообменом газовой и конденсированной фаз, то его целесообразно назвать режимом сопряженного зажигания первого рода.

Второй режим зажигания возникает, если запас тепла в конденсированной фазе существенно выше, чем в первом случае. В результате пиролиза реализуется вдув газообразных продуктов разложения в поток, содержащий окислитель. На рис. 1.2.3 представлены профили температуры и концентрации по пространственной переменной y в седьмом сечении трубы, температуры внутренней поверхности и на оси симметрии цилиндра, а также массовый унос из конденсированной фазы в зависимости от времени. Начальным распределениям температуры внутри конденсированной фазы и на внутренней поверхности стенки соответствуют кривые 1 на рис. 1.2.3,а,в.

Анализ кривых рис. 1.2.3,а показывает, что запас тепла и температура стенки цилиндра достаточны, чтобы сначала произошло зажигание газообразных продуктов пиролиза, а затем в газовой фазе начался самоускоряющийся процесс распространения горения к оси симметрии трубы. В этом случае тепловыделение от экзотермической химической реакции окисления продуктов пиролиза превышает теплоотвод в результате поступления холодного воздуха вследствие вынужденной конвекции. В дальнейшем из-за теплоотдачи в холодный поток газа и выгорания горючих продуктов пиролиза и окислителя температура в окрестности стенки θ_w и оси симметрии падает (см. кривые 5, 6 на рис. 1.2.3,а). Легко видеть, что в данном случае имеют место неклассические режимы зажигания и нестационарного горения, которые обусловлены вдувом горючих продуктов пиролиза со стороны конденсированной фазы, поступлением кислорода в зону реакции в результате диффузии конвекции и теплообмена между нагретой стенкой и холодным потоком воздуха. Такой режим зажигания возникает, если существует достаточно толстый прококсованный слой стеклопластика вдоль цилиндра. Поскольку он обусловлен сопряженным (взаимовлияющим) тепло- и массообменом нагретого пластика и холодного потока воздуха, то его целесообразно назвать сопряженным режимом зажигания второго рода.

В некоторых сечениях, в частности во втором сечении трубы, температура на поверхности пластика сначала убывает, а затем возрастает с ростом времени (рис. 1.2.4,а).

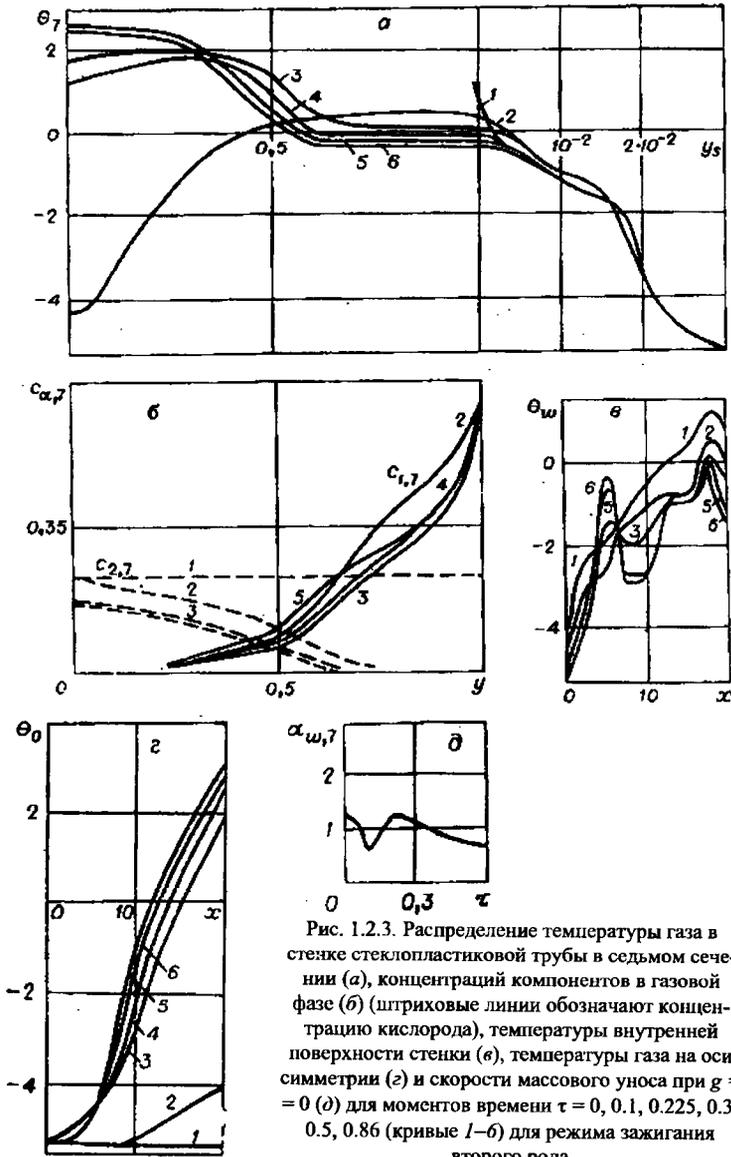


Рис. 1.2.3. Распределение температуры газа в стенке стеклопластиковой трубы в седьмом сечении (а), концентраций компонентов в газовой фазе (б) (штриховые линии обозначают концентрацию кислорода), температуры внутренней поверхности стенки (в), температуры газа на оси симметрии (д) и скорости массового уноса при $g = 0$ (е) для моментов времени $\tau = 0, 0.1, 0.225, 0.3, 0.5, 0.86$ (кривые 1–6) для режима зажигания второго рода

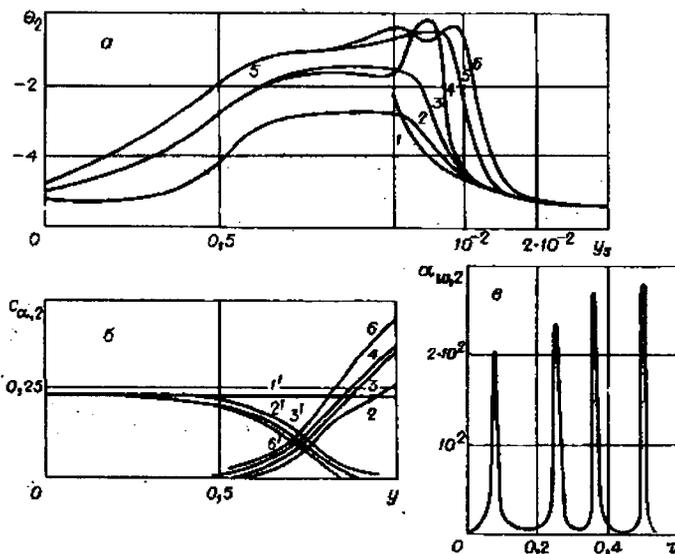


Рис. 1.2.4. Зависимость температуры, концентрации компонентов и скорости массового уноса во втором сечении трубы при $g = 0$ для аналогичных рис. 1.2.3 условий в случае режима непотухания

В этом случае также реализуется неклассический режим воспламенения, названный непотуханием [1]. Здесь рост θ_w и температуры в ее окрестности в пластике связан в основном с тепловыделением при коксовании (см. рис. 1.2.4,а кривая 4).

Представляет интерес течение в цилиндре при наличии смешанной конвекции ($g \neq 0$). Как показали расчеты, типы режимов воспламенения остаются теми же, что и при $g = 0$. Для режима сопряженного зажигания первого рода при $Gr = 1.85 \cdot 10^5$ установлено, что максимум средних скоростей течения у стенки при наличии смешанной конвекции в те же моменты времени, что и на рис. 1.2.2, в соответствующих сечениях выше, чем при вынужденной. Последний эффект, по-видимому, связан с дополнительным влиянием свободной конвекции в окрестности нагретой стенки. Однако профили температур и концентраций в трубе сохраняют прежний вид в те же самые моменты времени, что и на рис. 1.2.1.

§ 1.3. Пиролиз двухслойного теплозащитного материала под действием заданного теплового потока

Вопрос о математическом моделировании термохимического разрушения и горения коксующихся теплозащитных материалов обсуждался в [4, 10, 33, 34]. В данном параграфе теоретически рассматривается термохимическое разрушение двухслойного теплозащитного покрытия, первый слой которого выполнен из тефлона или капрона с наполнителем, а второй представляет собой стеклопластик. Для описания термохимического разрушения обоих слоев используется модель недеформированного пористого реагирующего тела [4] с использованием существенно различных теплофизических и термокинетических постоянных, характеризующих структуру и реакционные свойства теплозащитного материала. Исследуется влияние механического уноса на характеристики разрушения и горения этого теплозащитного материала.

С целью повышения эффективности теплозащитного материала довольно часто на его поверхность наносят защитную пленку – квазисублиматор. В данной задаче в качестве внешнего (первого) диспергируемого слоя теплозащитного материала принимаем квазисублиматор толщины l_1 из тефлона или капрона и частиц инертного наполнителя – Sb_2O_2 . Второй (внутренний) слой есть коксующийся стеклопластик конечного размера l_2 . Считается, что задан переменный конвективный тепловой поток $q_w(t)$ или лучистый поток постоянной интенсивности q_n , действующий на теплозащитный материал определенное время. Необходимо найти поля температур и давления газа на любой глубине, температуру поверхности, массовый унос и линейную скорость перемещения поверхности разрушения в функции от времени.

Предполагается, что в первом слое идет реакция деструкции тефлона (ПТФЭ) [35, 36] $A_T \rightarrow A_{T_{A3}}$. Надо отметить, что известные нам литературные данные по термохимическому разрушению тефлона носят противоречивый характер. Согласно результатам работ [37–39] при деструкции тефлона образуется жидкая пленка. В то же время обнаружено [35, 36], что при термохимическом разрушении тефлона в высокоэнтальпийном потоке не происходит образования расплава.

Следуя [35, 36], будем считать, что в результате процесса деструкции при $T \geq 880$ К тефлон сублимирует с образованием газомономера без образования пленки расплава. Будем предполагать, что

частицы наполнителя шарообразны, а их расположение в композиционном материале равномерно упорядочено согласно [40]. Будем предполагать, что проницаемость квазисублиматора и стеклопластика $k_j, j = 1, 2$ определяется известной формулой Козени–Кармана [40]

$$k_j = \frac{k_{j*} \varphi_{3,j}^3}{(1 - \varphi_{3,j})^2}, j = 1, 2,$$

но характерные проницаемость k_{j*} и пористость $\varphi_{3,j}$ квазисублиматора на порядок меньше характерной проницаемости и пористости стеклопластика.

В результате воздействия теплового потока полимерное связующее квазисублиматора разлагается в тонком слое у нагреваемой поверхности, частицы наполнителя оголяются, их связь с материалом ослабевает, и они отрываются в результате действия возрастающего внутреннего градиента давления газообразных продуктов реакции разложения [4]. Кроме того, частицы наполнителя могут также оголяться в результате реакции горения на поверхности связующего. Известно [41], что при сжигании в атмосфере кислорода тетрафторэтилен сгорает с образованием углекислоты и четырехфтористого углерода: $C_2F_4 + O_2 \rightarrow CO_2 + CF_4$. Тогда массовая скорость гетерогенной реакции окисления определяется формулой

$$R_{\Gamma_w} = -k_{\Gamma_w} \rho_{31w} c_{\Gamma_w}^n \exp(-E_{\Gamma_w} / RT_{1w}).$$

Поскольку прогретый слой теплозащитного материала очень тонок [36] и его разложение происходит в узком приповерхностном слое, поэтому процесс термохимического разрушения можно считать одномерным. Ввиду того, что разложение связующего происходит при относительно низких температурах, будем предполагать, что частицы наполнителя не испытывают фазовых превращений. Тогда первый слой теплозащитного материала можно формально считать коксующимся теплозащитным материалом (с низкой начальной пористостью и проницаемостью), где роль твердого остатка (кокса) играет наполнитель. Задача рассматривается в неподвижной системе координат, связанной с первоначальным положением границы раздела сред. Условием диспергирования частиц наполнителя будем считать достижение предельной объемной доли связующего

$$\varphi_{1,j}[s(t), t] = \varphi_{1,j*}, \quad (1.3.1)$$

где $s(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной фазы. Тогда линейная скорость уноса определяется по формуле

$$\omega = - \frac{(\partial \Phi_{1,1} / \partial t) \Big|_{y=s}}{(\partial \Phi_{1,1} / \partial y) \Big|_{y=s}}, \quad (1.3.2)$$

которая получается путем дифференцирования по времени соотношения (1.3.1).

Математически сформулированная выше задача сводится к решению следующей системы уравнений:

$$\rho_{1,1} \frac{\partial \Phi_{1,1}}{\partial t} = -k_{0,1} \rho_{1,1} \Phi_{1,1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_1}\right) = -R_1, \quad (1.3.3)$$

$$\rho_{2,1} \frac{\partial \Phi_{2,1}}{\partial t} = 0, \quad (1.3.4)$$

$$\frac{\partial \rho_{3,1} \Phi_{3,1}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{3,1} \Phi_{3,1} v_1}{\partial y} = \alpha_1 R_1, \quad (1.3.5)$$

$$c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial t} + c_{p3,1} \rho_{3,1} \Phi_{3,1} v_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) - q_1 R_1, \quad (1.3.6)$$

$$v_1 = - \frac{k_1}{\mu_1} \frac{\partial p_1}{\partial y}, \quad (1.3.7a)$$

$$p_1 = \frac{\rho_{3,1} R T_1}{M_{3,1}}, \quad (1.3.7b)$$

$$\sum_{i=1}^3 \Phi_{i,1} = 1, \quad (1.3.7b)$$

$$c_{p1} = \sum_{i=1}^3 c_{pi,1} \rho_{i,1} \Phi_{i,1}, \quad \mu_1 = \mu_{1*} (T_1 / T_*)^{0.5}, \quad \alpha_1 = \frac{v_3 M_{3,1}}{v_1 M_{1,1}}.$$

Для вычисления λ_1 первого слоя целесообразно использовать модифицированную формулу В.И. Оделевского [42], учитывающую замкнутые включения

$$\lambda_1 = \lambda_{1,1} \left[1 + \frac{\Phi_{2,1} (v-1)}{3 + \Phi_{1,1} (v-1)} \right] + \lambda_{3,1} \Phi_{3,1},$$

где $v = \lambda_{2,1} / \lambda_{1,1}$, $\lambda_{1,1} = (12.1 + 4.85 \cdot 10^{-2} T_1) \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К) [36].

Уравнения (1.3.3) – (1.3.6) есть уравнения сохранения массы полимерного связующего, наполнителя, газообразного продукта реакции деполимеризации и энергии двухфазной реагирующей среды соответственно. Первое уравнение (1.3.7а) представляет собой закон сохранения количества движения (закон Дарси), второе и третье – термическое уравнение состояния: газообразных продуктов фильтрации и алгебраический интеграл, вытекающий из определения объемных долей компонентов [4]. Надо сказать, что в уравнениях (1.3.5), (1.3.6) опущены члены, характеризующие окисление газообразных продуктов реакции разложения, так как приток окислителя в поры теплозащитного материала из-за выдува продуктов разложения теплозащитного материала мал.

Уравнения сохранения массы, энергии и импульса во втором слое теплозащитного материала [4], где идет реакция пиролиза $v_1 A_1 \rightarrow v_3 A_3 + v_4 A_4$, имеют вид

$$\rho_{1,2} \frac{\partial \varphi_{1,2}}{\partial t} = -k_{0,2} \rho_{1,2} \varphi_{1,2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_2}\right) = -R_2, \quad (1.3.8)$$

$$\frac{\partial \varphi_{4,2}}{\partial t} = \frac{v_4 M_{4,2} R_2}{v_1 M_{1,2} \rho_{4,2}}, \quad \rho_{2,2} \frac{\partial \varphi_{2,2}}{\partial t} = 0, \quad (1.3.9)$$

$$\frac{\partial \rho_{3,2} \varphi_{3,2}}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{3,2} \varphi_{3,2} v_2}{\partial y} = (1 - \alpha_2) R_2, \quad (1.3.10)$$

$$c_{p2} \frac{\partial T_2}{\partial t} + c_{p3,2} \rho_{3,2} \varphi_{3,2} v_2 \frac{\partial T_3}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) - q_2 R_2, \quad (1.3.11)$$

$$v_2 = -\frac{k_2}{\mu_2} \frac{\partial p_2}{\partial y}, \quad p_2 = \frac{\rho_{3,2} R T_2}{M_{3,2}}, \quad \sum_{i=1}^4 \varphi_{i,2} = 1, \quad (1.3.12)$$

$$c_{p2} = \sum_{i=1}^4 c_{p i,2} \rho_{i,2} \varphi_{i,2}, \quad \lambda_2 = \sum_{l=1}^4 \lambda_{l,2} \varphi_{l,2}, \quad \mu_2 = \mu_{*2} \sqrt{\frac{T_2}{T_*}}, \quad \alpha_2 = \frac{v_4 M_{4,2}}{v_1 M_{1,2}}.$$

Систему (1.3.3) – (1.3.12) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$q_n + \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=s-0} = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=s-0} + q_M \rho_1 v_M + \varepsilon \sigma T_1^4 \Big|_{y=s+0}, \quad (1.3.13)$$

где $\rho_1 = \rho_{1,1}\Phi_{1,1} + \rho_{2,1}\Phi_{2,1}$, $q_M = H_1 - H$, $\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=s-0} = q_w(t)$;

$$p_1 \Big|_{y=s+0} = p_e, \quad (1.3.14)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{y=l_1-0} = T_2 \Big|_{y=l_1+0}, \quad (1.3.15)$$

$$(\rho_3 \Phi_3 v) \Big|_{y=l_1-0} = (\rho_3 \Phi_3 v) \Big|_{y=l_1+0}, \quad (1.3.16)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+l_2} = \alpha(T_2 - T_H) \Big|_{y=l_1+l_2}, \quad (1.3.17)$$

$$v_2 \Big|_{y=l_1+l_2} = 0, \quad (1.3.18)$$

$$q_n + q_w(t) = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0} + \varepsilon \sigma T_2^4 \Big|_{y=l_1+0}, \quad (1.3.19)$$

$$p_2 \Big|_{y=l_1+0} = p_e, \quad (1.3.20)$$

$$T_j \Big|_{t=0} = T_H, \quad \rho_{i,j} \Big|_{t=0} = \rho_{i,j,H}, \quad \Phi_{i,j} \Big|_{t=0} = \Phi_{i,j,H}, \quad (1.3.21)$$

$i = 1, 2, 3 \ (j = 1), \ i = 1, 2, 3, 4 \ (j = 2).$

Здесь и ниже: t – время, y – пространственная координата, T – температура, p – давление газа в порах, ρ – плотность, ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения, $(\rho_3 \Phi_3 v)_w$ – массовый унос, q_M – удельная теплота сублимирующего слоя, H – эффективная энтальпия сублимирующего слоя, v – скорость газообразных продуктов реакции разложения, α_1, α_2 – приведенные стехиометрические коэффициенты, k – коэффициент проницаемости, c_{O_2} – массовая концентрация кислорода на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, $\Phi_{1,1}$, $\Phi_{2,1}$ и $\Phi_{3,1}$ – объемные доли связующего, наполнителя и газа в первом слое теплозащитного материала соответственно, $\Phi_{1,2}$, $\Phi_{2,2}$, $\Phi_{3,2}$ и $\Phi_{4,2}$ – объемные доли связующего, наполнителя, газа и кокса во втором слое теплозащитного материала соответственно, M – молекулярная масса, c_p, λ, μ, k и α – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости, проницаемости и теплоотдачи соответственно, $q_w(t)$ – тепловой поток из газовой фазы, Q_w – суммарный тепловой поток, поступающий в конденсированную фазу, ε – излучательная способность поверхности,

$t_{*(k)}$ и $t_{*(k-1)}$ – время достижения критической объемной доли $\varphi_{1,j*}$ при $y = y_{(k)}$ и $y = y_{(k-1)}$, $(k-1)$ – предыдущий слой по y , t_0 – время сублимации первого слоя теплозащитного материала, $k_{0,j}$, q_j , E_j и n ($j = 1, 2$) – предэкспонент, тепловой эффект, энергия активации и порядок реакции разложения (окисления) соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана.

Индексы: М приписываются величинам, связанным с механическим уносом. л – с излучением, Гw – с гетерогенной реакцией окисления, * и e – характерные величины и их значения в горячем газовом потоке, w – термодинамические параметры на границе раздела газовой и конденсированной фазы, n – начальные значения, $i = 1, 2, 3$ при $j = 1$ для первого слоя теплозащитного материала, $j = 1, 2, 3, 4$ при $j = 2$ для второго слоя теплозащитного материала.

Уравнения (1.3.13), (1.3.14) и (1.3.19), (1.3.20) – условия баланса энергии и равенства давления в порах и во внешней среде на нагреваемой стороне первого слоя теплозащитного материала и стеклопластика в момент завершения сублимации первого слоя. Соотношения (1.3.15), (1.3.16) представляют собой условия баланса энергии, равенства температур и закон сохранения массы газовой фазы на границе, разделяющей первый и второй слой теплозащитного материала, наконец (1.3.17), (1.3.18) являются условиями теплообмена по закону Ньютона и непротекания газовой фазы на «холодной» границе второго слоя теплозащитного материала. При записи последнего слагаемого в правой части равенств (1.3.13) и (1.3.19) предполагается существование на границе раздела сред локального термодинамического равновесия. Так как в известной нам литературе не удалось обнаружить термокинетические постоянные гетерогенной реакции горения, то эта реакция в математической постановке задачи не учитывалась.

Одной из важных характеристик процесса термохимического разрушения является линейная скорость механического уноса v_M . Как следует из анализа результатов [4], эта величина при отсутствии гетерогенных химических реакций совпадает со скоростью линейного уноса ω .

Методика расчета и исходные данные. Система уравнений (1.3.3) – (1.3.12) с краевыми условиями (1.3.13) – (1.3.21) решалась при помощи итерационно-интерполяционного метода [29]. Линейная скорость перемещения поверхности разрушения (1.3.2) определялась по формуле

$$\omega = \frac{(\Delta y)_*}{(\Delta t)_*} = \frac{y_{(k)} - y_{(k-1)}}{t_{*(k)} - t_{*(k-1)}}.$$

Для проверки программы расчета повторены результаты работ [3, 4]. Кроме того, при прочих равных входных данных проведен расчет при разных шагах по пространству $h_1 = 10^{-4}$, $h_2 = h_1 / 2$, $h_3 = h_1 / 4$, $h_4 = h_1 / 8$. Различие в погрешности по времени сублимации первого слоя t_0 падало: $\varepsilon_1 = 12\%$, $\varepsilon_2 = 6.6\%$, $\varepsilon_3 = 4.9\%$. Расчетный шаг по пространству в первом слое был взят $h_1 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ м, во втором слое – переменный шаг по пространству. Влияние выбора величины $\varphi_{1,1*}$ при варьировании в интервале (0.05–0.2) на характеристики тепло- и массопереноса в первом слое теплозащитного материала не более 5%. Кроме того, величина $\varphi_{1,1*}$ может быть известна из экспериментальных данных.

Для теплофизических параметров тефлона, частиц и стеклопластика использовались данные работ [3, 36–40], причем приводимые ниже результаты получены при $T_n = 300$ К, $T_* = 885$ К, $q_n = 1.5 \cdot 10^6$ Вт/м², $c_{p1,1} = (0.515 + 1.56 \cdot 10^{-3} T_1) \cdot 10^3$ Дж/(кг·К), $\rho_{1,1} = 2300$ кг/м³, $\rho_{2,1} = 1510$ кг/м³, $\rho_{3,1n} = 4$ кг/м³, $c_{p2,1} = 1100$ Дж/(кг·К), $c_{p3,1} = 1200$ Дж/(кг·К), $\lambda_{2,1} = 0.226$ Вт/(м·К), $\lambda_{3,1} = (1-6) \cdot 10^{-4}$ Вт/(м·К), $M_{1,1} = 100$ кг/кмоль, $\varepsilon = 0-0.5$, $E_1 = 3.49 \cdot 10^5$ Дж/моль, $k_{0,1} = 3.1 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $q_1 = 1.745 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\mu_{1*} \approx \mu_{2*} = 5 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $E_2 = 8.4 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_{0,2} = 5 \cdot 10^5$ с⁻¹, $R = 8.314$ Дж/(моль·К), $q_2 = 1.26 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\alpha = 200$ Вт/(м²·К), $c_{p1,2} = 1050$ Дж/(кг·К), $c_{p2,2} = c_{p4,2} = 1100$ Дж/(кг·К), $c_{p3,2} = 1200$ Дж/(кг·К), $\rho_{1,2} = 1885$ кг/м³, $\rho_{2,2} = 2100$ кг/м³, $\rho_{3,2n} = 1$ кг/м³, $\rho_{4,2} = 1300$ кг/м³, $\lambda_{1,2} = 0.42$ Вт/(м·К), $\lambda_{2,2} = \lambda_{4,2} = 0.45$ Вт/(м·К), $\lambda_{3,2} = 0.1$ Вт/(м·К), $k_{1*} = 8 \cdot 10^{-11}$ м², $k_{2*} = 10^{-11}$ м², $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $M_{3,1} = 25$ кг/кмоль, $p_e = 10^5$ Н/м², $l_1 = 10^{-3}$ м, $l_2 = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $q_M = (4.2-5.5) \cdot 10^5$ Дж/кг, $\varphi_{1,1n} = 0.49-0.29$, $\varphi_{1,1*} = 0.1$, $\varphi_{1,1n}$, $\varphi_{2,1} = 0.5-0.7$, $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 0.5$, $\varphi_{3,1n} = 0.01$, $\varphi_{1,2n} = 0.2$, $\varphi_{2,2} = 0.7$, $\varphi_{3,2n} = 0.09$, $\varphi_{4,2n} = 0.01$.

Результаты численного решения и их анализ. На рис. 1.3.1,а,б изображены поля температур и давления газа в порах теплозащитного материала по пространству в моменты времени t : 1 – 1.05 с, 2 – 1.2 с, 3 – 1.36 с, 4 – 1.89 с, 5 – 2.11 с, 6 – 2.5 с.

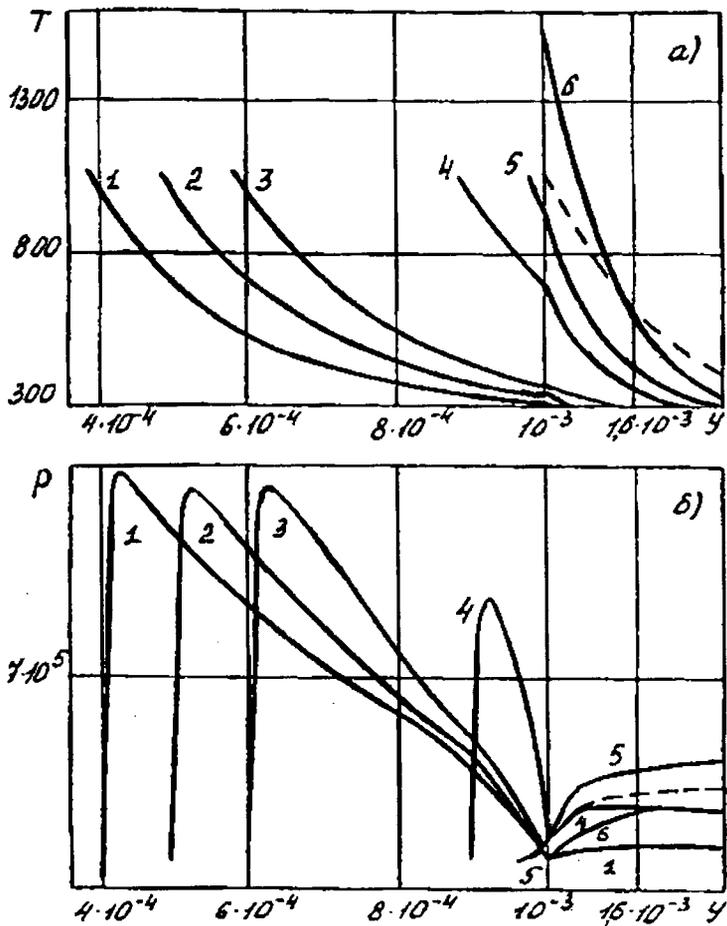


Рис. 1.3.1. Зависимость температуры (а) и давления (б) по глубине материала для различных моментов времени

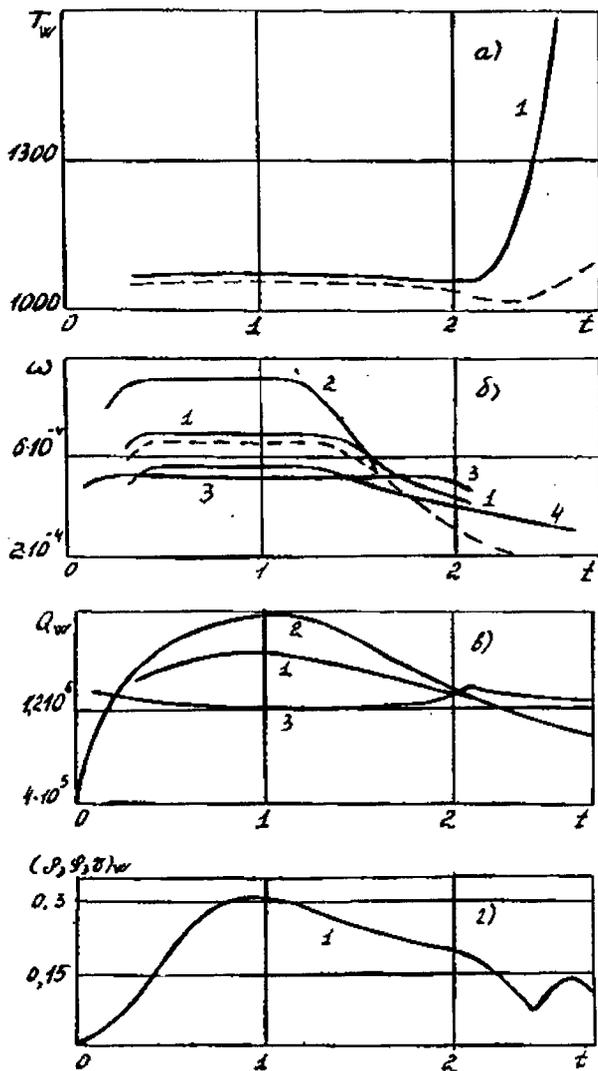


Рис. 1.3.2. Зависимость температуры поверхности (а), линейной скорости перемещения поверхности разрушения (б), суммарного теплового потока в конденсированную фазу (в) и массовой скорости уноса за счет фильтрации газа (г) от времени

На рис. 1.3.2 дана зависимость температуры поверхности (a) и суммарного теплового потока (b) в конденсированную фазу от времени при $\varphi_{1,1n} = 0.29$, $\varphi_{2,1} = 0.7$, $q_n = 0$, $\varepsilon = 0$, $q_M = 4.2 \cdot 10^5$ Дж/кг и q_w , отвечающих кривой 1 на рис. 1.3.2, в. Штриховые кривые на рис. 1.3.1 и 1.3.2 отвечают значению теплопроводности подложки, увеличенной в три раза, при тех же значениях прочих параметров. Температура поверхности стеклопластика $T_{2w} = 1060$ К в момент $t_0 = 2.11$ с, соответствующий полному разрушению первого слоя, меньше температуры стеклопластика без квазисублиматора [3]. Последний эффект обусловлен уносом энергии с массой диспергируемого материала. По этой же причине суммарный тепловой поток в конденсированную фазу $Q_{w3} = q_n - \varepsilon \sigma T_w^4 - q_M \rho_1 v_M$ ($q_n = 1.5 \cdot 10^6$ Вт/м², $\varepsilon = 0.3$) или $Q_{w1} = q_w(t) - q_M \rho_1 v_M$ (см. на рис. 1.3.2, в кривые 3 и 1 соответственно) с учетом влияния механического уноса дисперсного наполнителя меньше тепловых потоков (q_n или $q_w(t)$) из газовой фазы. Интересно, что величина Q_{w3} сначала падает в результате выдува продуктов реакции разложения, а затем из-за уменьшения толщины первого слоя и падения давления газа в порах со временем начинает расти. В момент полного завершения термохимического разрушения величина Q_{w3} достигает максимального значения, однако при $t > t_0$ в результате роста температуры поверхности стеклопластика Q_{w3} уменьшается. Максимальное давление газа в порах (см. рис. 1.3.1, б) при термохимическом разрушении сначала сохраняет постоянное значение, а затем падает в результате уменьшения толщины теплозащитного материала и вместе с ней массы образующегося газа в слое теплозащитного материала. По только что отмеченным причинам линейная скорость разрушения ω (см. кривую 2 на рис. 1.3.2, б, которая соответствует входным параметрам сплошных кривых рис. 1.3.1) первого слоя теплозащитного материала при наличии механического уноса вначале несколько увеличивается и остается практически постоянной. При подходе тепловой волны ко второму слою теплозащитного материала величина ω для режимов сопряженного и тепло- и массопереноса уменьшается из-за падения величины $q_w(t)$ и стока тепла в стеклопластик. Кривая 3 на рис. 1.3.2, б ($t_0 = 2.118$ с) получена при $\varepsilon = 0.3$, $q_n = 1.5 \cdot 10^6$ Вт/м², $q_w = 0$ и прочих одинаковых входных величинах, соответствующих параметрам сплошных кривых рис. 1.3.1. Отметим также, что при увеличении излучатель-

ной способности поверхности $\varepsilon = 0.5$ время полного термохимического разрушения первого слоя изменяется незначительно и составляет $t_0 = 2.131$ с.

Величина массовой скорости вдува (см. рис. 1.3.2,з) увеличивается, потом сохраняет некоторое время постоянное значение. Далее вследствие падения величины q_w и температуры поверхности она уменьшается и, наконец, начинает падать в силу того, что произошло термохимическое разрушение первого слоя, а скорость массового уноса $(\rho_3 \varphi_3 v)_w$ в стеклопластике значительно меньше, чем композиционного материала на основе тефлона. Однако затем при $t > t_0$ вследствие резкого роста температуры поверхности стеклопластика величина $(\rho_3 \varphi_3 v)_w$ несколько возрастает. Уменьшение $(\rho_3 \varphi_3 v)_w$ при $t > t_0$ связано с утолщением прококсированного слоя и падением градиента давления газа в порах вследствие поглощения тепла во втором слое теплозащитного материала. Отметим, что $(\rho_3 \varphi_3 v)_w$ в стеклопластике при $t > t_0$ для эндотермической реакции пиролиза по порядку величины согласуется с приведенной в статье [24].

С увеличением удельной теплоты $q_M = 5.5 \cdot 10^5$ Дж/кг, уносимой при термохимическом разрушении тела при тепловом потоке $q_w(t)$ (см. кривую 1 на рис. 1.3.2, в), время диспергирования первого слоя растет и составляет $t_0 = 2.33$ с, однако с ростом величины $q_w(t)$ на 25% при прежнем значении $q_M = 4.2 \cdot 10^5$ Дж/кг, как и следовало ожидать, первый слой сублимирует раньше ($t_0 = 1.7$ с).

Изменение первоначального состава квазисублиматора $\varphi_{1,1n} = 0.49$, $\varphi_{2,1} = 0.5$ при прочих равных входных данных силовых кривых рис. 1.3.1, наоборот, ведет к более поздней сублимации первого слоя $t_0 = 2.63$ с (см. для ω кривую 4 рис. 1.3.2, б). Это связано с увеличением концентрации связующего (тефлона) и с ростом теплозащитного эффекта вследствие выдува фильтрующегося газа через поры при термохимическом разрушении первого слоя теплозащитного материала. При увеличении теплопроводности стеклопластика в три раза время термохимического разрушения первого слоя выше $t_0 = 2.35$ с в силу того, что возрастает сток тепла во втором слое теплозащитного материала. Поэтому температура поверхности, а вместе с ней и линейная скорость разрушения падают (см. пунктирные

кривые на рис. 1.3.1,*а* и 1.3.2,*б* соответственно, пунктирные кривые на рис. 1.3.1 даны в момент времени $t_0 = 2.5$ с).

Рассмотрим два предельных случая энергетики процесса механического уноса. Допустим, что энтальпия оторвавшейся частицы мгновенно подстраивается под ее значение в газовой фазе, тогда $H_1 \equiv H$ и $q_M = 0$. Следовательно, механический унос не влияет на T_{1w} и время термохимического разрушения квазисублиматора убывает и достигает величины $t_0 = 1.59$ с, а скорость ω растет (см. кривую *1* на рис. 1.3.2,*б*). Если $H_1(t) = H(t - \delta t_*)$, то частицы в окрестности границы раздела сред практически не обмениваются энергией с внешним потоком. В этом случае время сублимации первого слоя увеличивается $t_0 = 1.95$ с, а скорость ω уменьшается. Однако это время $t_0 = 1.95$ с меньше, чем $t_0 = 2.11$ с при $q_M = 4.2 \cdot 10^5$ Дж/кг.

Как показали расчеты, использование двухслойного теплозащитного материала позволяет более эффективно блокировать падающий на конструктивный элемент тепловой поток, причем значительную роль при этом играет механический унос инертного наполнителя.

Таким образом, данное исследование показывает, что для правильного предсказания скорости термохимического разрушения необходимо корректно моделировать энергетику так называемого механического уноса дисперсного наполнителя.

§ 1.4. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала на модельной траектории

Математическому моделированию термохимического разрушения полимерных материалов на основе углефенольных композитов с учетом неравновесных термохимических процессов одновременно внутри и на поверхности конденсированной фазы посвящено ограниченное число работ. Если в [43] найдено, что механическая эрозия являлась причиной уноса большей части всего уносимого поверхностного слоя материала, то расчеты [44] показали, что определение массы теплозащитного пакета в значительной степени зависит от точного предсказания режима течения (замороженного, равновесного, неравновесного) газообразных продуктов

разложения связующего в прококсованном слое. Анализ теоретических и экспериментальных работ [11, 13, 45, 46], посвященных вопросу взаимодействия высокотемпературного воздуха с графитовой поверхностью, показал, что для правильной оценки величины массового уноса тел необходимо также учитывать ряд гетерогенных химических реакций и сублимацию материала.

В этом параграфе для описания термохимического разрушения углефенольного композита используется модель недеформированного пористого реагирующего тела [4] с учетом многослойности покрытия, неравновесных гетерогенных химических реакций и реакции пиролиза в материале тела.

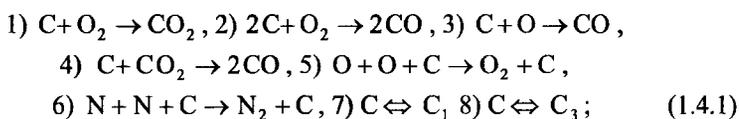
Постановка задачи. Считается, что тело выполнено из многослойного углефенольного композита на подложке (сталь). Армирующие волокна первого, второго и третьего слоев – графиты В-1, ВПП и ГМЗ, связующее – фенолформальдегидная смола – в общем случае разных типов для каждого слоя. Структура углефенольного композита такова, что каждый последующий слой от нагреваемой границы имеет меньшую плотность и теплопроводность, но большую толщину.

Физика процесса в конденсированной фазе такова [11]. Под воздействием высокотемпературного потока температура T_w увеличивается до температуры разложения смолы, затем начинается пиролиз с образованием углеродистого остатка (кокса), который удерживается внутри матрицы армирующих волокон. При $T_w > 1000$ К углеродистая поверхность разрушается в результате взаимодействия с компонентами диссоциированного воздуха. Газы пиролиза могут фильтроваться к границе раздела сред $y = 0$, вдуваться в пограничный слой и вместе с продуктами окисления и сублимации графита снижать поступающий к телу конвективный тепловой поток.

Следует отметить, что использование многокомпонентных материалов приводит в общем случае к необходимости взаимосвязанного решения сопряженных задач тепло- и массопереноса [13].

Для простоты анализа характеристик теплообмена при пассивной тепловой защите задача решалась в одномерном приближении по пространству и в отдельной постановке от газовой фазы. Перенос тепла в конденсированной фазе вследствие излучения не учитывался ввиду непрозрачности материала углефенольного композита и использовалось условие равенства давления в порах и во внешней среде на нагреваемой внешней поверхности композиционного материала.

При постановке задачи сделаем следующие допущения: 1) число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_{\infty} \gg 1$), и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой; 2) воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термохимического равновесия и представляет собой пятикомпонентную смесь O, O_2, N, N_2, NO ; 3) явления переноса в пограничном слое рассматриваются при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии; число Льюиса $Le = 1$; 4) предполагается, что на внешней поверхности протекают следующие гетерогенные процессы:



5) считается, что анизотропия графитовых наполнителей в каждом слое углефенольного композита мала, поэтому процесс термохимического разрушения можно полагать одномерным; 6) на первом этапе исследования течение внутри и на поверхности нор замороженное, фильтрующийся газ предполагается однородным со значением молекулярной массы, близкой к воздушной смеси; 7) предполагается, что за время процесса волокна углерода не плавятся, а диспергирование кокса, образующегося при пиролизе смолы, отсутствует.

Для расчета состава на границе раздела газообразной и конденсированной фаз будем использовать аналогию процессов тепло- и массообмена в предположении о замороженности химических реакций внутри пограничного слоя. При возрастании давления торможения реальным условиям больше соответствует модель химически равновесного пограничного слоя. Однако для поверхностей с высокой каталитической активностью по отношению к компонентам диссоциированного воздуха тепловые потоки в обоих случаях различаются не слишком сильно и, как показали численные расчеты разрушения поверхности [47], такой подход может иметь место для оценки величины массового уноса.

Рассмотрим химическую кинетику гетерогенных процессов, протекающих на поверхности тела. Если порядковый номер компонента соответствует следующему порядку их перечисления: $O, O_2, N, N_2, CO, CO_2, C_1, C_3$, то молярные скорости реакций (1.4.1) имеют вид [6, 13]:

$$\begin{aligned}
U_1 &= \frac{k_1 \rho_w c_{2w}}{m_2} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_w}\right), \quad U_2 = \frac{k_2 \rho_w c_{2w}}{m_2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right), \\
U_3 &= \frac{k_3 \rho_w c_{1w}}{m_1} \exp\left(-\frac{E_3}{RT_w}\right), \quad U_4 = \frac{k_4 \rho_w c_{6w}}{m_6} \exp\left(-\frac{E_4}{RT_w}\right), \\
U_5 &= \frac{k_5 \rho_w c_{1w}}{m_1}, \quad U_6 = \frac{k_6 \rho_w c_{3w}}{m_3}, \quad U_i = \frac{A_{ci} (p_{ci}^* - p_{ci})}{(2\pi RT_w m_i)^{0.5}}, \quad (1.4.2)
\end{aligned}$$

$$p_{ci} = \frac{p_e c_{iw} m_w}{m_i}, \quad p_{ci} = 10^5 \exp\left(D_i - \frac{E_i}{T_i}\right), \quad m_w^{-1} = \sum_{\alpha=1}^8 \frac{c_{\alpha w}}{m_\alpha}, \quad i = 7, 8.$$

Используя (1.4.2), получим массовые скорости образования (исчезновения) компонентов в результате гетерогенных реакций

$$\begin{aligned}
R_1 &= -m_1(U_3 + U_5), \quad R_2 = -m_2(U_1 + U_2 - U_5/2), \quad R_3 = -m_3 U_6, \\
R_4 &= m_4 U_6/2, \quad R_5 = -m_5(2U_2 + U_3 + 2U_4), \quad R_6 = m_6(U_1 - U_4), \\
R_i &= A_{ci} (p_{ci}^* - p_{ci}) (2\pi RT_w m_i)^{0.5}, \quad i = 7, 8
\end{aligned}$$

и выражения для массовых скоростей уноса

$$\begin{aligned}
(\rho v)_{2w} &= (\varphi_4 \rho)_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \right. \\
&+ \left. \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right] + (\varphi_2 \rho)_w \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3, \\
(\rho v)_{3w} &= (\varphi_2 + \varphi_4) \sum_{i=7}^8 \frac{m_i A_{ci} (p_{ci}^* - p_{ci})}{(2\pi RT_{2w} m_i)^{0.5}},
\end{aligned}$$

$$B_i = k_i \exp(-E_i/RT_{2w}), \quad i = \overline{1,4}, \quad (\rho v)_{1w} = -(\rho_3 \varphi_3 v)_w.$$

Математическая задача сводится к решению системы уравнений, записанной в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [6, 13]:

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right) = -k_n (\rho_1 \varphi_1)^n \exp\left(-\frac{E_n}{RT}\right) = -R_n, \quad (1.4.3)$$

$$\rho_2 \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} \right) = g R_n, \quad g = \frac{v_2 m_{n2}}{v_1 m_{n1}}, \quad (1.4.4)$$

$$\rho_{4j} \left(\frac{\partial \Phi_4}{\partial t} - \omega \frac{\partial \Phi_4}{\partial y} \right) = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1.4.5)$$

$$\omega = \frac{(\rho\nu)_{2w} + (\rho\nu)_{3w}}{(\rho_1\Phi_1 + \rho_2\Phi_2 + \rho_3\Phi_3 + \rho_{4j}\Phi_4)_w}, \quad (1.4.6)$$

$$\frac{\partial \rho_3 \Phi_3}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_3 \Phi_3}{\partial y} + \frac{\partial \rho_3 \Phi_3 \nu}{\partial y} = (1-g)R_n,$$

$$c_{pj} \left(\frac{\partial T_j}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_j}{\partial y} \right) + c_{p3} \rho_3 \Phi_3 \nu \frac{\partial T_j}{\partial y} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial y} \right) - Q_n R_n, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1.4.7)$$

$$\nu = -\frac{z}{\mu_j} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad z = \frac{z_* \Phi_3^3}{(1-\Phi_3)^2}, \quad \sum_{i=1}^4 \Phi_i = 1, \quad p = \frac{\rho_3 RT}{m_{n3}}, \quad (1.4.8)$$

$$\lambda_j = \sum_{i=1}^4 \lambda_{ij} \Phi_i, \quad c_{pj} = \sum_{i=1}^4 c_{pi} \rho_{ij} \Phi_i, \quad \lambda_{3j} = \lambda_{3*} \sqrt{\frac{T_j}{T_*}}, \quad \mu_j = \mu_* \sqrt{\frac{T_j}{T_*}}, \quad j = 1, 2, 3,$$

$$c_p \rho \left(\frac{\partial T_4}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_4}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T_4}{\partial y} \right). \quad (1.4.9)$$

Систему уравнений (1.4.3) – (1.4.9) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_j \Big|_{t=0} = T_n, \quad \rho_3 \Big|_{t=0} = \rho_n, \quad \Phi_i \Big|_{t=0} = \Phi_{i,n}, \quad (1.4.10)$$

$$j = 1, 2, 3, 4, \quad i = 1, 2, 4;$$

$$q_w - [(\rho\nu)_{2w} + (\rho\nu)_{3w}](h_w - h_c) - (\rho\nu)_{1w}(h_w - h_g) +$$

$$+ \Phi_{2w} Q_s U_s - \Phi_{4j} \varepsilon_j \sigma T_w^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=+0-x(t)}; \quad (1.4.11)$$

$$J_{aw} + (\rho\nu)_w c_{aw} = \Phi_{4w} R_\alpha + \Phi_{2w} R_{\alpha s} + (\rho\nu)_{1w} c_{\alpha 1w}, \quad \alpha = \overline{1-8}, \quad (1.4.12)$$

$$J_{aw} = \beta_\alpha (c_{\alpha w} - c_{\alpha e}), \quad \beta_\alpha = \beta = [\alpha_T - \eta_1 (\rho\nu)_w] (H_r - h_w) / (h_{e0} - h_w);$$

$$p_e = p_w \Big|_{y=+0-x(t)}; \quad (1.4.13)$$

$$v \Big|_{y=l} = 0, \quad l = \sum_{j=1}^3 L_j - x(t); \quad (1.4.14)$$

$$\varphi_i \Big|_{y=l} = \varphi_{iH}, \quad i = 1, 2, 4; \quad (1.4.15)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{y=l_1-0} = T_1 \Big|_{y=l_1+0}; \quad (1.4.16)$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+l_2-0} = \lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} \Big|_{y=l_1+l_2+0}, \quad T_2 \Big|_{y=l_1+l_2-0} = T_3 \Big|_{y=l_1+l_2+0}; \quad (1.4.17)$$

$$\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial y} \Big|_{y=l-0} = \lambda \frac{\partial T_4}{\partial y} \Big|_{y=l+0}, \quad T_3 \Big|_{y=l-0} = T_4 \Big|_{y=l+0}; \quad (1.4.18)$$

$$-\lambda \frac{\partial T_4}{\partial y} \Big|_{y=l+L_4} = \delta(T_4 \Big|_{y=l+L_4} - T_H); \quad (1.4.19)$$

$$l_1 = L_1 - x(t), \quad l_1 + l_2 = L_1 + L_2 - x(t).$$

Здесь

$$x(t) = \int_0^t \omega d\tau, \quad q_w = [\alpha_T - \eta_1 (\rho\nu)_w](H_r - h_w),$$

$$\alpha_T = 2.2 \frac{P_e}{P_{e0}} \frac{u_e}{u_\infty} \frac{\alpha_*}{\xi^{0.4} (r/r_w)^{0.2}}, \quad (\rho\nu)_w = \sum_{i=1}^3 (\rho\nu)_{iw},$$

$$H_r = h_e + 0.5(\text{Pr})^{0.33} u_e^2, \quad \alpha_* = \frac{16.4U_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{r_w^{0.2} (1+h_w/h_{e0})^{2/3}}, \quad \eta_1 = 0.2 \left(\frac{m_e}{m_w} \right)^{0.35},$$

$$Q_w = q_w - [(\rho\nu)_{2w} + (\rho\nu)_{3w}](h_w - h_c) - (\rho\nu)_{1w}(h_w - h_g) + \\ + \varphi_{2w} Q_s U_s - \varepsilon_j \sigma T_w^4,$$

$$h_e = h_{e0} \left(\frac{P_e}{P_{e0}} \right)^G, \quad u_e^2 = 2h_{e0} \left[1 - \left(\frac{P_e}{P_{e0}} \right)^G \right], \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad G = \frac{\gamma-1}{\gamma},$$

$$h_w = \begin{cases} c_{pw} T_w, & T_w < 600 \text{ K}, \\ \sum_{\alpha=1}^8 c_{\alpha w} h_\alpha, & T_w \geq 600 \text{ K}, \end{cases} \quad h_g = b_1 T_w + b_2 T_w^2 / 2,$$

$$\xi = 0.026[1 - 0.005(\bar{H} - 30)] \cdot 10^{1.9M_\infty^{0.16}},$$

$$h_{e0} = c_\infty T_\infty + U_\infty^2 / 2, \quad \varepsilon_j = \varepsilon_{1j} \varphi_{4w} + \varepsilon_{2j} \varphi_{2w}, \quad j = 1, 2, 3,$$

$$r/r_w = \cos \theta + (s/r_w - \pi/2 + \theta) \sin \theta,$$

$$U_s = \frac{k_3 c_{1w} \rho_w}{m_1} \exp\left(-\frac{E_3}{RT_w}\right), R_{1s} = -m_1 U_s, R_{5s} = m_5 U_s,$$

$$R_{is} = 0, i = 2, 3, 4, 6, R_{7s} = R_7, R_{8s} = R_8;$$

t – время, y – пространственная координата, T – температура, p – давление газа в порах, ρ – истинная плотность, ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения, $x(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной фаз, $\bar{s} = s / r_w$ – безразмерная длина дуги вдоль образующей обтекаемого тела, $(\rho v)_{1w}$, $(\rho v)_{2w}$, $(\rho v)_{3w}$ – массовые скорости уноса за счет пиролиза смолы, гетерогенных процессов окисления и сублимации поверхности углефенольного композита, v – скорость газообразных продуктов реакции разложения, c_p, λ, μ, z и δ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости, проницаемости и теплоотдачи соответственно, k, q, E и n – предэкспонент, тепловой эффект, энергия активации реакции разложения (окисления) и порядок реакции пиролиза соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, m – молекулярная масса, ϵ_j – излучательная способность поверхности (ϵ_{1j} – графита, ϵ_{2j} – кокса), ν_1, ν_2 – стехиометрические коэффициенты, c_{aw} – массовые концентрации компонентов на границе раздела газовой и конденсированной фаз, q_w – тепловой поток из газовой фазы, Q_w – суммарный тепловой поток, поступающий в конденсированную фазу, r_w – радиус затупления, \bar{H} – высота над поверхностью Земли, M_∞ – число Маха, θ – угол конусности, α_T – обобщенный коэффициент теплообмена, β – коэффициент массообмена, u_∞ – скорость набегающего потока, h – энтальпия, Rg – число Прандтля; R – универсальная газовая постоянная, p_c^* – давление насыщенных паров, p_c – парциальное давление паров, A_c – коэффициент аккомодации графита, L_j – начальная толщина слоев углефенольного композита, ϕ_{ij} – объемные доли. Индексы * и w приписываются характерным величинам и термодинамическим параметрам на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, ∞, e и $e0$ – величинам набегающего газового потока на бесконечности, на внешней границе пограничного слоя и в точке торможения соответственно, π и s – величинам, связанным с пиролизом и гетерогенной реакцией окисления

кокса, n – начальным значениям, αw – порядковому номеру концентраций компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, $i = 1-4$ отвечают физическим характеристикам связующего, кокса, газа и наполнителя соответственно, $j = 1-3$ соответствует номеру слоя углефенольного композита, T – турбулентному течению в пограничном слое.

В граничном условии (1.4.11) суммирование производится по независимым химическим реакциям в соответствии с принятой кинетической схемой (1.4.1) и обозначениями (1.4.2), U_s в (1.4.11) отвечает эффективной реакции окисления кокса. Выражения (1.4.3) – (1.4.7) есть уравнения сохранения массы полимерного связующего, кокса, наполнителя, газообразного продукта реакции пиролиза и энергии двухфазной многослойной реагирующей среды соответственно. Первое уравнение (1.4.8) – закон сохранения количества движения (закон Дарси), второе и третье – термическое уравнение состояния газообразных продуктов фильтрации и алгебраический интеграл, вытекающий из определения объемных долей компонентов [4]. Проницаемость углефенольного композита определяется известной формулой Козени–Кармана [4, 13]. В отличие от [3] уравнения сохранения в углефенольном композите записаны в подвижной системе координат. Как следует из постановки задачи, плотности связующего и кокса выбирались одинаковыми для всех трех слоев многослойного углефенольного композита [(1.4.9) – уравнение теплопроводности четвертого слоя (подложки)]. Условия (1.4.11) и (1.4.12) – законы сохранения энергии и массы компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз. Тепловой поток на боковой поверхности q_w находился по формуле из [48]. Отношения величин p_e / p_{e0} пересчитывались из табличных данных [49]. При записи законов сохранения для компонентов на границе раздела сред использовалась аналогия процессов тепло- и массообмена [10]. Выражение (1.4.13) – условие равенства давления в порах и во внешней среде на нагреваемой стороне первого слоя углефенольного композита, а (1.4.14) – непротекания газовой фазы на «холодной» границе третьего слоя углефенольного композита, соотношения (1.4.16) – (1.4.18) представляют собой баланс энергии, равенства температур на границах, разделяющих первый – второй, второй – третий, третий – четвертый слои углефенольного композита, (1.4.19) – теплообмен по закону Ньютона.

Методика расчета, тестовые проверки и исходные данные. В процессе реализации алгоритма численного решения поставленной краевой задачи (1.4.3) – (1.4.19) (использовались неявные, абсолютно устойчивые монотонные разностные схемы, полученные на основе итерационно-интерполяционного метода [29]) выполняются следующие вычислительные модули: 1) расчет параметров обтекания за ударной волной [50] и γ ; 2) определение параметров равновесного состава воздуха и параметров в точке торможения [50]; 3) вычисление энтальпий и теплоемкостей компонентов химических реакций и воздуха; 4) нахождение параметров на внешней границе пограничного слоя; 5) расчет коэффициентов теплообмена, теплового потока из газовой фазы; 6) поиск концентрации компонентов на поверхности тела и объемных долей при пиролизе углефенольного компонента; 7) определение массовых скоростей уноса $(\rho v)_{iw}, i = 1, 2, 3$, линейной скорости перемещения поверхности разрушения и границы раздела между газообразной и конденсированной фазой. Во всех вариантах задача решалась с переменным шагом по времени, который выбирался из условия заданной точности. При уменьшении толщины материала в ходе выгорания поверхности уменьшался шаг разностной сетки по пространству, и в случае выгорания слоя часть узлов разностной сетки отбрасывалась. Для прочих равных входных данных повторены результаты работ [13, 46] по сравнению скорости, массового уноса в режиме окисления [13] и сублимации графита [46] при заданной температуре тела от 1000 до 4000 К.

Термокинетические постоянные для реакций (1.4.1) взяты из работ [13, 45, 46]. Тепловые эффекты реакций (1.4.1) определяются общепринятым образом [51]. Стандартная энтальпия образования компонентов бралась из справочника [51]. Значение c_{pw} как функция температуры рассчитывалось по интерполяционной формуле из [51]. Теплофизические параметры графитов В-1, ВП3, ГМЗ в зависимости от температуры взяты из справочника [52], а термокинетические постоянные смолы – из [43].

Реакция окисления кокса, который образуется в ходе реакции пиролиза, в кинетическо-диффузионном режиме моделировалась одной реакцией с эффективными термокинетическими постоянными k_3, E_3 . Значения излучательной способности угля, поликристаллического графита, кокса, армированного угольными волокнами фенольной смолы, выбирались в соответствии с [53]. Энтальпия углеродного материала в конденсированном состоянии h_c вычислялась по формуле из [54].

Приводимые ниже результаты получены: при: $T_n = 300$ К, $T_* = 1500$, $\mu_* = 5.6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $z_* = 10^{-12}$ м², $\rho_1 = 1200$ кг/м³, $\rho_2 = 1300$ кг/м³, $\rho_{3n} = 5 \cdot 10^{-5}$ кг/м³, $\rho_{4,1} = 1900$ кг/м³, $\rho_{4,2} = 1800$ кг/м³, $\rho_{4,3} = 1660$ кг/м³, $c_{p1} = 1700$ Дж/(кг·К), $c_{p2} = 670$ Дж/(кг·К), $c_{p3} = 1260$ Дж/(кг·К), $\lambda_1 = 0.2$ Вт/(м·К), $\lambda_2 = 0.041$ Вт/(м·К), $\lambda_{3*} = 0.08$ Вт/(м·К), $R = 8.314$ Дж/(моль·К), $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $m_{n3} = 28$ кг/кмоль, $E_n = 7.54 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_n \rho_1^{n-1} = 3.15 \cdot 10^6$ с⁻¹, $Q_n = 1.257 \cdot 10^6$ Дж/кг, $n = 5$, $c_p = 487$ Дж/(кг·К), $\lambda = 46.2$ Вт/(м·К), $\rho = 7850$ кг/м³, $L_1 = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 8 \cdot 10^{-3}$ м, $L_4 = 0.1$ м, $L_3 = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\delta = 200$ Вт/(м²·К), $r_w = 0.2$ м, $\theta = 10^0$, $E_8 = 93227$ К, $E_7 = 85715$ К, $D_8 = 23.93$, $D_7 = 18.69$, $A_{c8} = 0.09$, $A_{c7} = 0.3$, $g = 0.4$, $Pr = 0.72$, $s/r_w = 4$, $p_e/p_{e0} = (0.0338—0.0408)$, $\varphi_{1n} = 0.32$, $\varphi_{2n} = 10^{-3}$, $\varphi_{4n} = 0.65$, $\varepsilon_{1j} = \varepsilon_{2j} = 0.85$, $j = 1, 2, 3$, $c_{a1w} = 0$, $\alpha = 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8$, $c_{41w} = 1$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$.

Результаты численного решения и их анализ. Рассмотрим обтекание многослойного углефенольного композита в режиме пиролиза с учетом только гетерогенных реакций рекомбинации 5 и 6 из кинетической схемы (1.4.1) при параметрах торможения, показанных на рис. 1.4.1,а. На рис. 1.4.1,б даны штриховыми линиями зависимости T_w , q_w и Q_w от времени в фиксированном сечении $\bar{s} = 4$ на боковой поверхности углефенольного композита. Из анализа результатов численного решения задачи следует, что по мере роста значения q_w возрастает T_w . При уменьшении давления и энтальпии торможения конвективный поток начинает падать, а поток за счет излучения поверхности возрастает, общий суммарный поток в конденсированную фазу Q_w уменьшается и снижается T_w .

На рис. 1.4.2 изображены поля температур и давления газа в порах углефенольного композита в моменты времени t , с: 1 – 20.2, 2 – 25.6, 3 – 30.2, 4 – 36.06 (штриховые кривые отвечают многослойному инертному сплошному телу в моменты времени 30.2 (3') и 36.06 (4') с).

Здесь поля приведены на глубине первого, второго и части третьего слоя углефенольного композита. Эффективность пиролиза как теплового

барьера выражается в более низкой температуре на стыке углефенольного композита с подложкой. Последнее объясняется поглощением тепла внутри углефенольного композита из-за эндотермической реакции разложения смолы. Различие в поле температур обусловлено также различием эффективных теплофизических характеристик, так как для сплошного тела принималось $\varphi_4 = 1$.

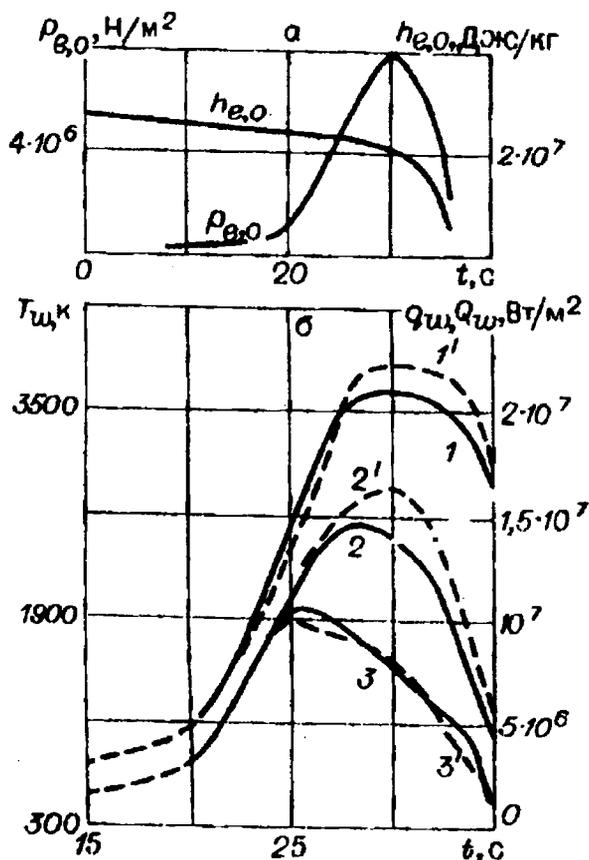


Рис. 1.4.1. Параметры торможения (а) и зависимость температуры поверхности (1), конвективного теплового потока (2) и суммарного теплового потока в конденсированную фазу (3) от времени (б); — — режим комбинированного разрушения; - - - - режим пиролиза смолы

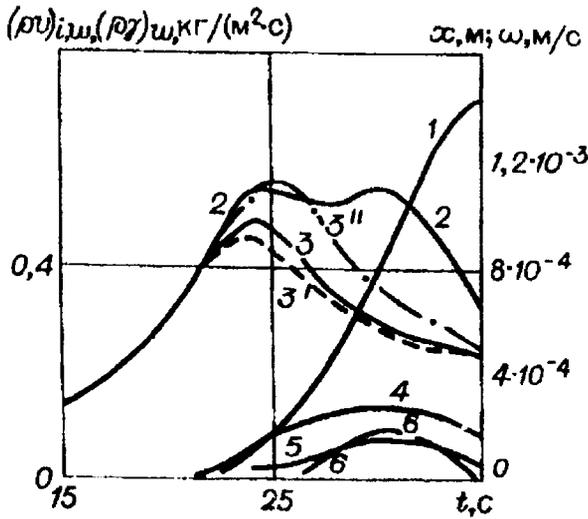


Рис. 1.4.3. Зависимость массовой скорости уноса за счет пиролиза смолы (3), окисления (4), сублимации поверхности углефенольного композита (6), полного массового уноса (2), глубины выгорания тела (1) и линейной скорости перемещения поверхности разрушения (5) от времени в режиме комбинированного разрушения углефенольного композита; - - - - $(\rho v)_{1w}$ в режиме пиролиза многослойного углефенольного композита; - - - - в режиме пиролиза двухслойного углефенольного композита

Q_w и принимает максимальное значение. Затем $(\rho v)_{1w}$ уменьшается вследствие снижения Q_w , увеличения гидродинамического сопротивления при возрастании толщины прококсованного слоя углефенольного композита и падения градиента давления газа в порах (см. рис. 1.4.2, а). Снижение начальной проницаемости в десять раз и порядка реакции пиролиза смолы до $n = 3$ приводит к изменению $(\rho v)_{1w}$ не более чем на 5%. Однако при прочих одинаковых входных данных массовый унос изменяется на 40% при уменьшении предэкспоненциального множителя на два порядка, что говорит о важности достоверного знания, кинетических констант.

На рис. 1.4.2, б кривыми 3'' и 4'' показаны профили температур в режиме пиролиза для углефенольного композита, в трех слоях которого

теплофизические постоянные наполнителя соответствуют графиту В-1, подложка – сталь. Так как теплопроводность В-1 существенно выше графитов ВПП и ГМЗ [52], то при прочих равных условиях прогрев такого двухслойного композиционного материала вблизи подложки в те же самые моменты времени значительнее. Поэтому и массовый унос за счет пиролиза смолы в нем может быть на 30% выше (см. кривую 3" на рис. 1.4.3), чем у многослойного углефенольного композита.

Рассмотрим обтекание многослойного углефенольного композита в режиме комбинированного термохимического разрушения: пиролиза конденсированной фазы, окисления и сублимации поверхности материала при тех же параметрах торможения (сплошные кривые рис. 1.4.1, б и 1.4.3).

Из анализа рис. 1.4.1,б следует, что при $t > 22$ с суммарный тепловой поток в конденсированную фазу за время процесса в режиме комбинированного разрушения поверхности углефенольного композита больше, чем в режиме пиролиза. Это связано с дополнительным выделением тепла от экзотермических реакций горения (1.4.1) поверхности углефенольного композита. Однако T_w в данном случае сначала выше, а затем ($t > 27.5$ с) ниже значения T_w при пиролизе. Дело в том, что при $T_w > 3300$ К вступает в силу режим сублимации углеродного материала, поэтому начинает дополнительно возрастать линейная скорость перемещения фронта термохимического разрушения ω (см. рис. 1.4.3, кривая 5). В результате появляется дополнительный сток тепла на поверхности и внутри углефенольного композита, при котором температура поверхности в случае комбинированного разрушения ниже, чем значение T_w в режиме пиролиза. С момента $t > 26$ с конвективный тепловой поток при пиролизе выше значения q_w в режиме комбинированного разрушения тела. Это обусловлено меньшей экранизацией теплового потока из газовой фазы за счет выдува только продуктов разложения смолы при пиролизе (см. штриховую кривую 3' на рис. 1.4.3) по сравнению со случаем комбинированного разрушения (см. кривую 2 для полного массового уноса $(\rho v)_w$).

На рис. 1.4.4 приведены концентрации компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз. При $T_w > 3300$ К начинается перестройка химического взаимодействия из-за сублимации C_3 . Наблю-

дается падение концентрации O и возрастание концентрации C_3 , в результате чего появляется сублимационная составляющая массового уноса

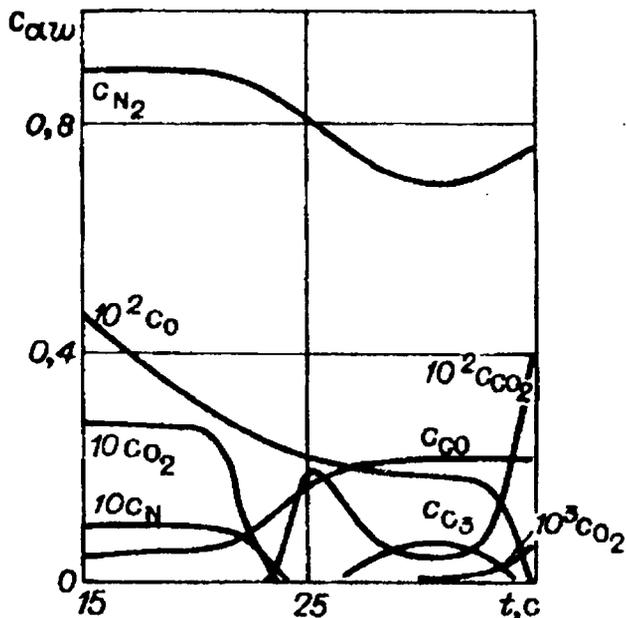


Рис. 1.4.4. Массовые концентрации компонентов на поверхности углефенольного композита в режиме комбинированного разрушения

$(\rho v)_{3w}$. Отметим, что O_2 практически исчезает в кинетическом режиме горения поверхности углефенольного композита, а при $t > 30$ с c_{2w} вновь возрастает вследствие увеличения концентрации c_{2e} и последующей диффузии к поверхности. Кривая C_{CO} иллюстрирует появление CO в кинетическом режиме, а затем выход на постоянное значение CO в диффузионном режиме окисления тела, что обуславливает появление массового уноса. Поведение C_{N_2} определяется дополнительным подводом данной инертной компоненты со стороны пористой среды.

Наибольший вклад в полный массовый унос за время процесса дает пиролиз смолы, а глубина выгорания углефенольного композита $x(t)$ в основном начинает расти в диффузионном режиме окисления и сублимации и поверхности графита.

Необходимо добавить, что для композиционных материалов с более низкой теплопроводностью вклад каждой из составляющей $(\rho v)_{iw}$ в полный массовый унос может быть иной, чем у углефенольного композита в представленном случае. При меньших значениях теплопроводности наполнителей λ_{ij} в каждом слое тело за время протекания процесса прогревается на меньшую глубину и вклад за счет пиролиза $(\rho v)_{iw}$ в полный массовый унос уменьшается. В области наибольших значений конвективных тепловых потоков в этом случае максимальный вклад в $(\rho v)_w$ может достигаться за счет сублимации материала. По этой причине для выбора необходимой толщины углефенольного композита важное значение имеет достоверность знания теплофизических характеристик композиционного материала.

Вследствие падения конвективного теплового потока по мере удаления от носка в фиксированные моменты времени по обводу тела могут иметь место различные режимы термохимического разрушения углефенольного композита. В частности, при больших значениях времени протекания процесса вблизи лобовой части тела полный массовый унос определяется процессами пиролиза, окисления и отчасти сублимации поверхности композита. При движении по обводу тела для выбранных исходных данных значение $(\rho v)_{iw}$ в сечениях $\bar{x} = 5$ и 6 определяется преимущественно массовым уносом за счет пиролиза смолы.

§ 1.5. Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении

В последнее десятилетие в исследованиях по лазерному воздействию при умеренных плотностях потока основное внимание уделяется вопросам взаимодействия лазерного излучения с образующимися продуктами разрушения. Анализ работ [55–59] показывает, что воздействие лазерного излучения на композиционные материалы сопровождается как испарением, так и выбросом фрагментов вещества в твердой фазе (диспергированием материала). В [55] указано, что пренебрежение взаимодействием продуктов выброса с потоком энергии может привести к ошибкам в оп-

ределении параметров разрушения вещества, поскольку экранировка может существенно изменить пространственно-временные характеристики потока. При воздействии излучения умеренной интенсивности (10^8 – 10^{11} Вт/м²) на мишенях из эбонита, стеклотекстолита и графита [58, 59] обнаружена существенная роль экранирующего действия лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ). Показано, что в экранирующем действии ЛЭПФ, заключающемся в поглощении и рассеянии лазерного излучения, определяющую роль играют частицы конденсированной фазы. В [58] установлено, что потери на отражение и рассеяние ЛЭПФ достигают максимального значения при плотностях потока $\sim 10^{10}$ Вт/м² и в случае эбонита составляют 50%.

Вопрос о математическом моделировании тепло- и массопереноса и горения композиционных материалов в высокоэнтальпийных потоках обсуждался в [4–6, 10, 13]. В данном параграфе дается численный анализ процесса термохимического разрушения углепластика при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности $q_0 = (5 \cdot 10^8 - 4 \cdot 10^9)$ Вт/м². В этой связи необходимо отметить аналитические и численные результаты этого явления, полученные в работах [60, 61]. Однако теоретических исследований радиационно-конвективного нагрева композиционных материалов в доступной литературе не обнаружено.

Для описания термохимического разрушения углепластика использованы уравнения, предложенные в [10], и граничные условия, учитывающие «механический» унос материала, из [4]. В отличие от математической модели в [4], механизм термохимического разрушения углепластика не может быть в общем случае описан в рамках модели [10].

Кроме того, учитываются двухслойность покрытия, неравновесность гетерогенных химических реакций, пиролиз [4, 6, 13]. При относительно небольших значениях плотности потока энергии лазерного излучения, когда внутреннюю задачу можно анализировать в достаточной мере, независимо от внешней для описания кинетики поверхностного испарения, используется так называемая тепловая модель [56], основанная на решении уравнения теплопроводности для области, с движущейся границей раздела фаз с соответствующими краевыми условиями.

Постановка задачи. Будем считать, что выражение, описывающее ослабление интенсивности лазерного излучения при прохождении слоя ЛЭПФ, по аналогии с законом Бугера–Ламберта [62] имеет вид

$$q_r = q_0 \exp[-\xi(\rho\nu)_\Sigma], \quad (1.5.1)$$

где $(\rho v)_\Sigma$ – суммарный массовый унос с поверхности углепластика, q_0 – плотность потока энергии лазерного излучения в отсутствие выдува, ξ – эмпирический коэффициент (размерностью $\text{м}^2 \cdot \text{с}/\text{кг}$), который зависит от типа материала, оптических свойств частиц дисперсной фазы и состава газообразных продуктов термохимического разрушения композиционного материала. Физический смысл (1.5.1) очевиден. Чем больше суммарная массовая скорость выдува продуктов термохимического разрушения в пограничный слой, тем выше концентрация конденсированных частиц и многоатомных газообразных продуктов разрушения вблизи поверхности твердого тела и тем сильнее происходит ослабление падающего лучистого потока.

Для расчета процесса нагрева надо знать также временную структуру импульса излучения. В первом приближении режим излучения может быть описан ступенчатой функцией времени [62]:

$$F(t) = \begin{cases} 0, & t < t_{i-1}, \\ 1, & t_{i-1} \leq t \leq t_i, \\ 0, & t > t_i, \end{cases}$$

где t – текущее время, t_i – фиксированные моменты времени.

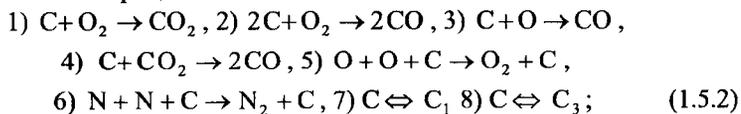
При постановке задачи сделаем следующие допущения:

1) число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_\infty \gg 1$), и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой;

2) воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термохимического равновесия и представляет собой пятикомпонентную смесь $\text{O}, \text{O}_2, \text{N}, \text{N}_2, \text{NO}$;

3) явления переноса в пограничном слое рассматриваются при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии; число Льюиса $Le = 1$;

4) предполагается, что на внешней поверхности протекают следующие гетерогенные процессы:



5) для расчета состава на границе раздела газообразной и конденсированной фаз будем использовать аналогию процесса тепло- и массообмена в предположении о замороженности химических реакций внутри пограничного слоя;

- 6) процесс термохимического разрушения углепластика одномерный;
 7) армирующие нити композиционного материала – волокна углерода, условием диспергирования частиц наполнителя (углерода) будем считать достижение предельной плотности армирующего волокна: $\rho_1[s(t), t] = \rho_{1*}$;
 8) механизм диспергирования связан с «выстреливанием» частиц, и скорость этих частиц может превышать скорость фильтрации [4]

$$v_w^s = -z_1(\rho v)_{1w} / \rho_{1w}, \quad 0 < z_1 < \infty.$$

Обоснование пятого допущения дано в § 1.4. Одномерная модель нагрева материала справедлива, если выполняется условие [4]:

$$r_* \gg (\chi t)^{0.5},$$

где r_* – радиус пятна лазерного излучения, χ – коэффициент температуропроводности композиционного материала. Это позволяет упростить процесс расчета температурного поля, скорости испарения и глубины образующейся лунки.

Математически задача сводится к решению системы уравнений, записанной в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [6, 10]:

$$\begin{aligned} & c_{p1} \rho_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) + c_{pg} G \frac{\partial T_1}{\partial y} = \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) - Q_n \frac{\partial \rho_1}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1.5.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d\rho_1}{dt} = \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_1}{\partial y} \right) = \\ & = \begin{cases} -k_n \rho_{1n} \left(\frac{\rho_1 - \rho_{1*}}{\rho_{1n}} \right) \exp\left(-\frac{E_n}{RT_1}\right), & \rho_1 > \rho_{1*}, \\ 0, & \rho_1 \leq \rho_{1*}, \end{cases} \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

$$G = \int_0^l \frac{d\rho_1}{\partial t} d\tau, \quad (1.5.5)$$

$$\omega = \left[\sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} + z_1 (\rho v)_{1w} \right] / \rho_{1w},$$

$$c_{pg} = (28 + 4.28 \cdot 10^{-3} T_1) / 0.029, \text{ Дж/(кг·К)}, \quad T_1 \leq 3200 \text{ К}, \quad (1.5.6)$$

$$\begin{aligned}
\lambda_1 &= 3.2 \cdot 10^{-4} \rho_1, \quad 293 \leq T \leq 600 \text{ K}, \\
\lambda_1 &= 3.2 \cdot 10^{-4} \rho_1 + 2.1 \cdot 10^{-3} (T_1 - 600), \quad 600 \leq T_1 \leq 1400 \text{ K}, \\
c_{p1} &= 950 + 0.7364(T_1 - 239), \quad T_1 \leq 1400 \text{ K}, \\
\lambda_1 &= 1.7 + 0.021 \cdot T_1^{0.5}, \quad c_{p1} = 1236 + 13.4 \cdot T_1^{0.5}, \quad T_1 > 1400 \text{ K}, \\
c_{p2} \rho_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \right). \tag{1.5.7}
\end{aligned}$$

Систему уравнений (1.5.3), (1.5.4), (1.5.7) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий [7, 13]:

$$T_j = T_n, \quad \rho_1|_{t=0} = \rho_n, \quad j = 1, 2, \tag{1.5.8}$$

$$Q_\Sigma = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0-s(t)}, \quad s(t) = \int_0^t \omega d\tau, \tag{1.5.9}$$

$$Q_\Sigma = Q_w, \quad t < t_{i-1}, \quad t > t_i,$$

$$Q_\Sigma = Q_w + Fq_R, \quad t_{i-1} \leq t \leq t_i,$$

$$\begin{aligned}
Q_w &= q_w - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} (h_w - h_c) - (\rho v)_{1w} (h_w - h_g) - \\
&\quad - z_1 (\rho v)_{1w} (h_w^s - h_c) - \varphi \varepsilon \sigma T_{1w}^4,
\end{aligned}$$

$$J_{\alpha w} + (\rho v)_w c_{\alpha w} = \varphi R_\alpha + (\rho v)_{1w} c_{\alpha 1w}, \quad \alpha = \overline{1-8}, \tag{1.5.10}$$

$$q_w = \alpha(t)(h_e - h_w), \quad J_{\alpha w} = \beta_\alpha (c_{\alpha w} - c_{\alpha e}), \quad \beta_\alpha = \alpha,$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{y=l_1-0} = T_2 \Big|_{y=l_1+0}, \tag{1.5.11}$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_2} = \delta(T_2 \Big|_{y=l_2} - T_n), \tag{1.5.12}$$

$$\rho_1 \Big|_{y=l_1} = \rho_n, \tag{1.5.13}$$

$$l_1 = L_1 - s(t), \quad l_2 = L_2 + l_1,$$

$$\hat{h}_w = \begin{cases} c_{pg} T_{1w}, & T_{1w} < 600 \text{ K}, \\ \sum_{i=1}^8 c_{iw} h_{iw}, & T_{1w} \geq 600 \text{ K}, \end{cases} \quad \alpha(t) = \begin{cases} 0.5 + 0.4 \cdot 10^2 t, & 0 \leq t < 10^{-2}, \\ 0, & t > t_i, \quad t < t_{i-1}, \\ 0.9 + 1, & t > 10^{-2}, \end{cases}$$

$$(\rho v)_w = \sum_{i=1}^3 (\rho v)_{iw}, (\rho v)_\Sigma = (\rho v)_w + z_1 (\rho v)_{1w}, h_g = b_1 T_{1w} + b_2 T_{1w}^2 / 2.$$

Здесь и ниже: t – время, y – пространственная координата, T – температура, ρ – плотность, ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения, $s(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной фаз, $(\rho v)_{1w}$, $(\rho v)_{2w}$, $(\rho v)_{3w}$ – массовые скорости уноса за счет пиролиза смолы, гетерогенных процессов окисления и сублимации поверхности углепластика, m – молекулярная масса, v – скорость газообразных продуктов реакции разложения, c_p , λ , и δ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности и теплоотдачи соответственно, h – энтальпия, k , Q , E и ν – предэкспонент, тепловой эффект, энергия активации реакции разложения (окисления) и порядок реакции пиролиза соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, ϵ – излучательная способность поверхности, c_{aw} – массовые концентрации компонентов на границе раздела газовой и конденсированной фаз, q_w – тепловой поток из газовой фазы, Q_Σ – суммарный тепловой поток, поступающий в конденсированную фазу, α_T – коэффициент теплообмена, β – коэффициент массообмена, ϕ – доля поверхности углепластика, где идут гетерогенные процессы, L_1 – начальная толщина первого слоя композиционного материала.

Индексы * и w приписываются характерным величинам и термодинамическим параметрам на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, 0 – максимальной величине лучистого потока лазера, ∞ и e – величинам набегающего газового потока на бесконечности и на внешней границе пограничного слоя соответственно, n – величинам, связанным с пиролизом, n – начальным значениям, α_w – порядковому номеру концентраций компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, s «вверху» характеризует величины, связанные с механическим уносом, g – параметры воздушной среды, k – время окончания теплового нагрева, индексы 1, 2 «внизу» приписываются первому и второму слоям композиционного материала, Σ – суммарной величине.

Для определения температуры частиц дисперсной среды, согласно [7, 13], имеем $T_1^s = T_1(t - t_*)$. Эта формула соответствует случаю, когда за время отрыва t_* частица не успела обменяться энергией с окружающей

газовой средой и сохранила ту температуру, которая была на момент начала отрыва.

Условие (1.5.9) и формула для скорости механического уноса взяты из [4], а окончательные выражения для $(\rho v)_{2w}$ и $(\rho v)_{3w}$ приведены в [6] (см. § 1.4).

Методика расчета, тестовые проверки и исходные данные. Красная задача (1.5.3), (1.5.4), (1.5.7), (1.5.8) – (1.5.13) решалась численно на основе итерационно-интерполяционного метода [29]. Для решения уравнения теплопроводности использовался метод сквозной прогонки. При этом обеспечивался автоматический выбор шага по времени из условия заданной точности. При численном решении задачи необходимо было ступить шаг разностной сетки по пространству в окрестности нагретой границы композиционного материала для преодоления трудностей расчета, связанных с заданием высоких значений внешнего потока от лазерного излучения. Интеграл в уравнении (1.5.5) находился по формуле трапеций.

Программа расчета тестировалась на точном аналитическом решении [62]. Отклонение численного решения от точного на заданном промежутке времени не превышало 3.2 %. Кроме того, при прочих равных входных данных проведен расчет, когда число узлов разностной сетки по пространству увеличивалось в 2 и 4 раза. В результате максимальная относительная погрешность ε_j в определении температуры тела за время прогрева $0 < t \leq t_k$ не возрасла ($\varepsilon_1 = 1.4\%$, $\varepsilon_2 = 0.55\%$).

Поиск концентрации компонентов на поверхности тела c_{jw} , $j = \overline{1-8}$ осуществлялся по алгоритму [6]. Энтальпия углеродного материала в конденсированном состоянии h_c вычислялась по формуле из [6]. Выражение (1.5.6) приведено в [51]. Термокинетические постоянные для фенольного связующего даны в [13].

Приводимые ниже результаты получены при $T_n = 293$ К, $\nu = 1$, $L_1 = 8 \cdot 10^{-4}$ м, $\rho_{1n} = 1400$ кг/м³, $\rho_{1*} = 1300$ кг/м³, $\rho_2 = 1120$ кг/м³, $L_2 = 10^{-3}$ м, $c_{p2} = 1530$ Дж/(кг·К), $\lambda_2 = 2.34$ Вт/(м·К), $r_* = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $E_n = 7.54 \cdot 10^4$ Дж/моль, $k_n = 3.15 \cdot 10^6$ с⁻¹, $Q_n = 1.26 \cdot 10^6$ Дж/кг, $q_0 = 10^9$ Вт/м², $h_e = 2.4 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\xi = 0.5$ м² с/кг, $\varepsilon = 0.9$, $\varphi = 0.9$, $t_k = 0.1$ с, $z_1 = 1$, $c_{a1w} = 0$, $\alpha = 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8$, $c_{41w} = 1$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$.

Результаты численного решения и их анализ. Рассматривается прогрев фиксированного сечения затупленного тела, которому при угле конусности $\theta = 10^\circ$ отвечает давление $p_e = 1.4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. На рис. 1.5.1 показаны профили суммарного теплового потока Q_Σ в конденсированную 1 фазу и температуры поверхности углепластика 2 до момента окончания третьего импульса лазерного излучения.

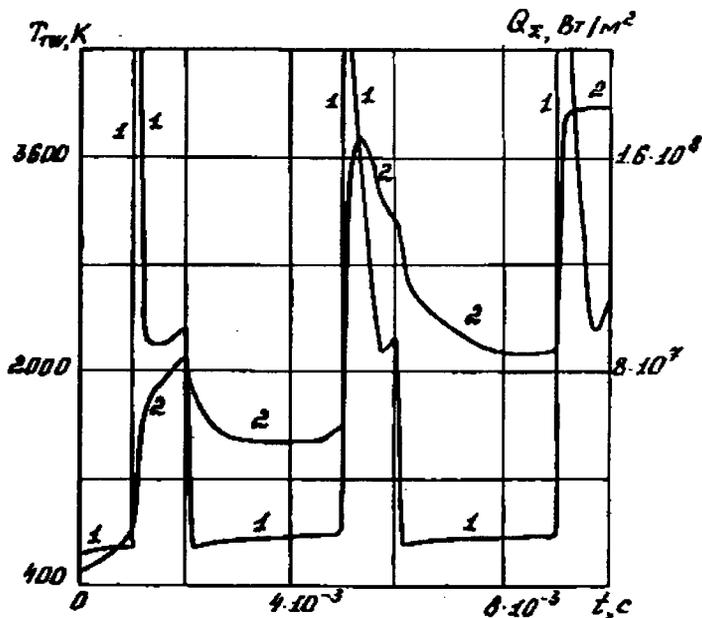


Рис. 1.5.1. Зависимость суммарного теплового потока в конденсированную фазу (1), температуры поверхности (2) от времени при радиационно-конвективном нагреве

Аналогичная зависимость для суммарного массового уноса $(\rho v)_\Sigma$ 1, продуктов пиролиза композиционного материала $(\rho v)_{lw}$ 2 и массовой концентрации сублимирующего компонента c_{8w} 3 дана на рис. 1.5.2.

Видно, что в результате воздействия высокоэнтальпийного потока q_w начинают расти T_w и $(\rho v)_\Sigma$. В момент включения первого импульса

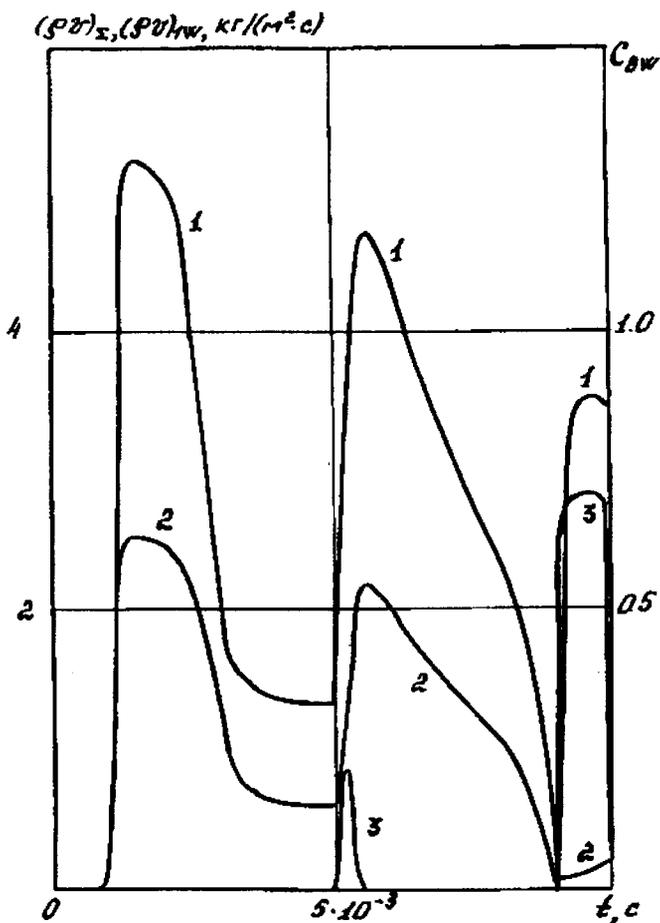


Рис. 1.5.2. Значение суммарной скорости массового уноса (1), массового уноса за счет пиролиза смолы (2) и массовой концентрации сублимирующего компонента (3) от времени при многократном импульсном нагружении

лазерного излучения из-за резкого роста величины $(\rho v)_{\Sigma}$ лучистый поток, а вместе с ним и суммарный тепловой поток в конденсированную фазу уменьшаются. Затем со временем величина $(\rho v)_{\Sigma}$ начинает падать

из-за экранирующего влияния прококсованного слоя [5, 6], толщина которого по мере прогрева композиционного материала увеличивается (см. ниже). Поэтому значения Q_{Σ} и T_{1w} тела увеличиваются до окончания первого пика лазера. В дальнейшем после прекращения лучистого нагрева ($t > > 2$ мс) величина T_{1w} уменьшается в результате обтекания тела относительно холодным (относительно T_w) конвективным тепловым потоком из газовой фазы. Это в свою очередь ведет к замедлению процесса пиролиза углепластика и к снижению $(\rho\nu)_{\Sigma}$ (см. рис. 1.5.2).

При включении следующих пиков лазера картина в распределении профилей указанных характеристик тепломассообмена повторяется. Однако уже в предварительно прогретом материале температура поверхности на участке действия второго импульса лазерного излучения выше, чем в первом пике лазерного излучения. При третьем импульсном нагружении величина массового уноса $(\rho\nu)_{\Sigma}$ на участке лучистого прогрева определяется составляющей уноса за счет сублимации углеродной поверхности тела (см. на рис. 1.5.2 кривую 3 при $t > 2$ мс). Последнее ведет к снижению импульса лазерного излучения согласно формуле (1.5.1) и связано с экранировкой лучистой составляющей как продуктами гетерогенных химических реакций, так и частицами дисперсной фазы. Поэтому Q_{Σ} уменьшается в результате отбора тепла из-за переизлучения и сублимации поверхности углепластика.

Надо сказать, что уже в предварительно прогретом углепластике во втором и третьем импульсном нагружении меньшему Q_{Σ} отвечает и меньшая величина T_{1w} . Последний результат не противоречит известным данным статьи [6], где он был получен при конвективном нагреве композиционного материала. На рис. 1.5.3,а изображена зависимость суммарного, конвективного теплового потока и температуры поверхности от времени после окончания воздействия лазерного излучения. Массовый унос за счет диспергирования и фильтрации, продуктов реакции пиролиза в этом случае представлен на рис. 1.5.3,б. Как и следовало ожидать, величина $(\rho\nu)_{\Sigma}$ в этот период определяется преимущественно составляющей $(\rho\nu)_{1w}$, а суммарный тепловой поток Q_{Σ} – составляющей от тепла за счет диспергирования и пиролиза композиционного материала. Поэтому в результате

уменьшения $(\rho v)_{1w}$ при $t > 1.5 \cdot 10^{-2}$ с значение Q_{Σ} может возрасти, а в случае увеличения $(\rho v)_{1w}$ – незначительно уменьшится.

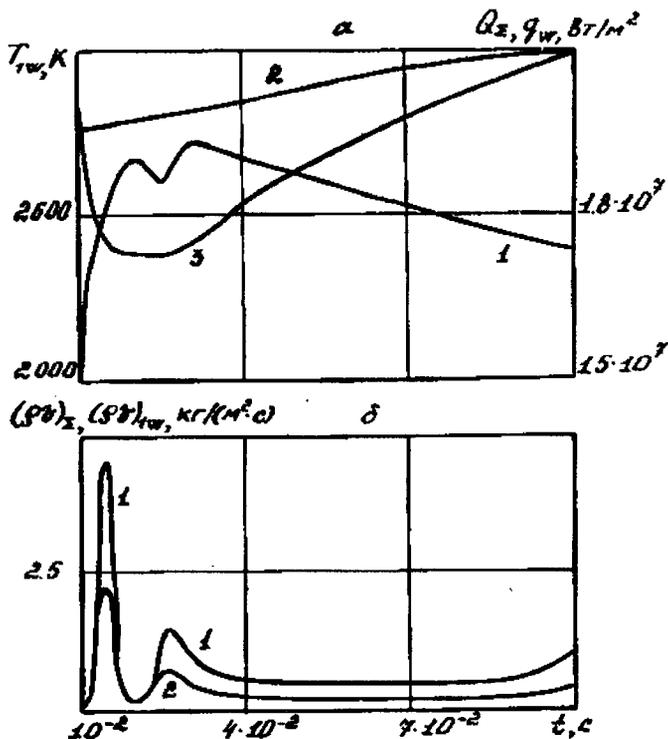


Рис. 1.5.3. Зависимость суммарного (1), конвективного (2) теплового потока и температуры поверхности (3) от времени после окончания воздействия лазерного излучения (а); величины суммарной скорости массового уноса (1) и скорости массового уноса за счет пиролиза (2) углепластика от времени при конвективном нагреве (б)

Появление максимума $(\rho v)_{1w}$ с ростом конвективного теплового потока и температуры поверхности тела отмечено в работах [5, 6], где процесс термохимического разрушения композиционного материала описывался более точной математической моделью пористой реагирующей

среды [4]. Зависимость температуры и плотности конденсированной фазы по пространству представлена на рис. 1.5.4 и 1.5.5 в моменты времени t , с: 1 - $2.1 \cdot 10^{-3}$, 2 - $4.1 \cdot 10^{-3}$, 3 - $5.5 \cdot 10^{-3}$, 4 - $7 \cdot 10^{-3}$, 5 - $9.5 \cdot 10^{-3}$, 6 - 0.02, 7 - 0.04, 8 - 0.1.

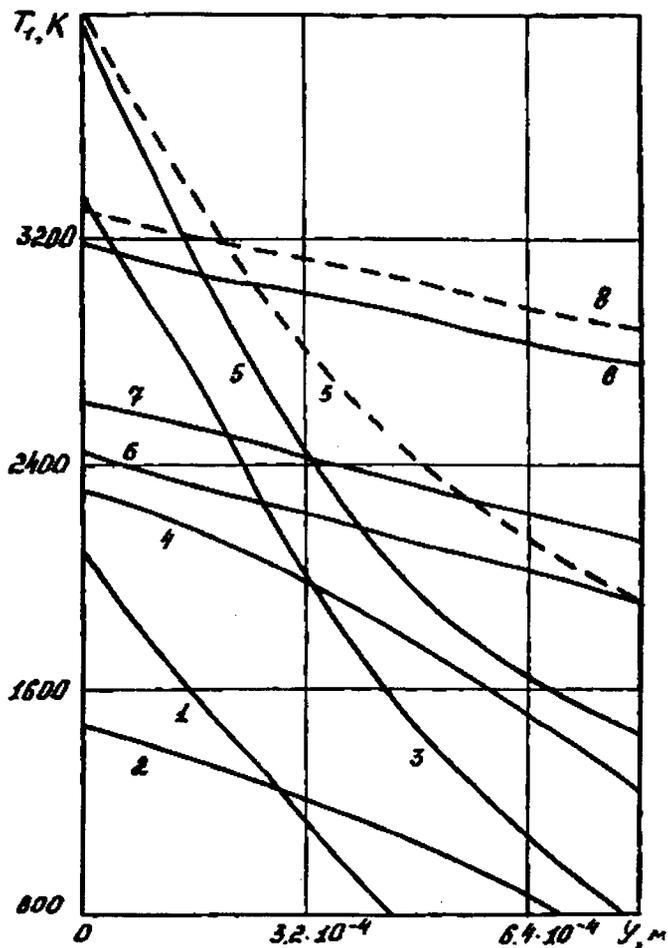


Рис. 1.5.4. Распределение температуры на глубине углепластика в различные моменты времени при радиационно-конвективном нагреве

Здесь сплошные кривые даны на глубине первого слоя композиционного материала и отвечают комбинированному режиму разрушения: пиролиза конденсированной фазы, окисления и сублимации поверхности углепластика, а пунктирные – инертному прогреву тела при прочих одинаковых входных данных. Эффективность пиролиза как теплового барьера проявляется в замедлении процесса термического разложения композиционного материала вследствие утолщения прококсованного слоя (см. рис. 1.5.5) и в более низкой температуре внутри тела. Последнее объясняется поглощением тепла в углепластике из-за эндотермической реакции разложения смолы. В рассмотренных режимах прогрева температура на внутренней поверхности первого слоя композиционного материала равна 315 и 334 К, так как тепловая волна доходит до стыка углепластика с подложкой.

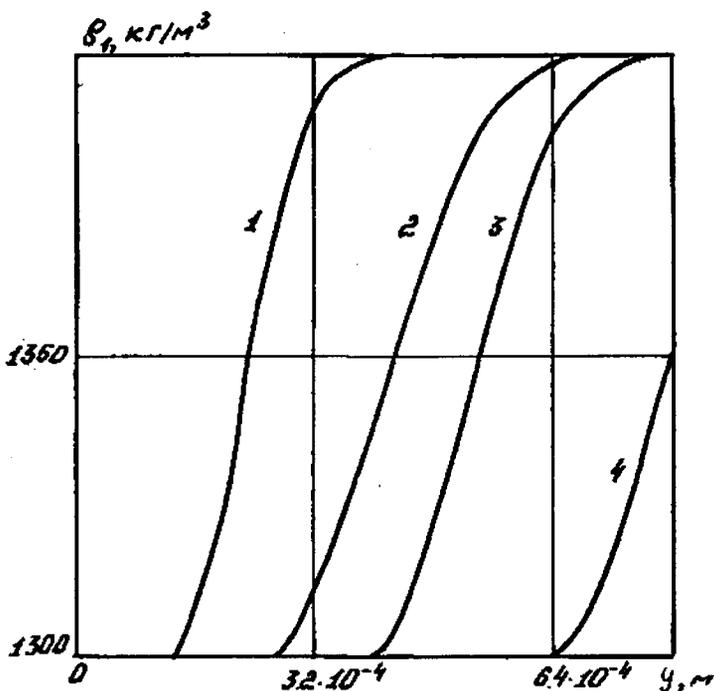


Рис. 1.5.5. Зависимость плотности конденсированной фазы по глубине в различные моменты времени при комбинированном режиме разрушения углепластика

Уменьшение параметра ξ в два раза в формуле для ослабления лучистой составляющей (1.5.1) приводит к увеличению максимальной температуры поверхности в комбинированном режиме разрушения в первом импульсе действия лазерного излучения на 1090 К, а в последующих пичках лазерного излучения – на 80 К. Снижение предэкспоненциального множителя реакции пиролиза на порядок при прочих одинаковых входных данных увеличивает T_{1w} в первом периоде воздействия лучистого потока на 510 К. Однако эти изменения не приводят к существенному замедлению процесса прогрева углепластика и к качественному изменению результата решения задачи.

В то же время при $q_R = q_0$ ($\xi = 0$) температура поверхности углепластика практически мгновенно достигает максимального значения $T_{1w} = 4300$ К при первом же импульсном воздействии лазерного излучения. Это приводит к более интенсивному прогреву композиционного материала по глубине ($l_* = l(t)/2$) на 30 К при $t = 10^{-2}$ с и значительному массовому уносу материала с поверхности углепластика (более чем в шесть раз).

При многократном импульсном нагреве картина повторяется. Очевидно, что столь высокое значение характеристик теплообмена не будет реализовано на практике из-за механического уноса материала и ослабления падающего лучистого потока продуктами термохимического разрушения.

С увеличением коэффициента диспергирования ($z_1 = 2$) начинает повышаться концентрация частиц дисперсной фазы, скорость массового уноса $(\rho v)_\Sigma$ и в итоге – ослабление q_R . Из-за значительного уменьшения q_R в (1.5.1) тепловая волна не доходит до стыка углепластика с подложкой, а $T_* = 428$ К при $t = 10^{-2}$ с, что на 203 К ниже температуры T_* в опорном варианте ($z_1 = 1$).

Отсутствие тепла за счет конвективного нагрева в суммарном тепловом потоке на участке действия лазерного излучения ($10^{-3} \leq t \leq 10^{-2}$ с) не приводит к изменению характеристик теплообмена, приведенных на рис. 1.5.1, 1.5.2, 1.5.4, 1.5.5. Дело в том, что в период пичков излучения ($F = 1$) q_R более чем на порядок превосходит q_w , а при $F = 0$ величина Q_Σ из выражений (1.5.9) определяется, в основном, уносом энергии за счет термохимического разрушения углепластика.

Как известно [57], продукты горения органических материалов (частицы сажи, молекулы c_{8w} и т.д.) сильно поглощают излучение с длиной волны $l =$

= 10.6 мкм. Это приводит к увеличению энергозатрат на обработку таких материалов, как текстолит, углепластик и т.д., например, излучением CO_2 -лазера. Ослабление экранирующего действия продуктов разрушения может происходить из-за обдувания зоны воздействия излучения боковым потоком газа [57]. При обдуве частицы сажи увлекаются газовым потоком, что приводит к изменению экранировки и ускорению раскраса углепластика.

§ 1.6. Расчет характеристик теплообмена с использованием упрощенной математической модели разрушения теплозащитного материала

В работе [6] при описании термохимического разрушения углефенольного композиционного материала использована модель недеформируемого пористого реагирующего тела [4, 13]. Найдено [6], что температурное поле в материале и массовая скорость уноса зависят от специфики неравновесных физико-химических процессов, протекающих одновременно на поверхности и внутри конденсированной фазы.

Цель данного параграфа связана с анализом влияния вдува продуктов пиролиза углепластикового материала на величину уноса с поверхности и рассмотрением соотношения указанных долей уноса при различных значениях параметров торможения. Например, при движении по траектории на больших высотах преобладающий вклад в величину полного уноса дает пиролиз материала $(\rho v)_{1w}$, что, в свою очередь, может оказывать существенное влияние на аэродинамические характеристики. Затем унос за счет реакций окисления и сублимации может существенно превышать $(\rho v)_{1w}$, но в целом за счет возрастания числа Рейнольдса и величины $(\alpha/c_p)_0$ параметр вдува $(\rho v)_{1w}/(\alpha/c_p)_0$ существенно уменьшается по сравнению с предыдущим участком движения.

При различных режимах протекания гетерогенных химических реакций получены аналитические решения для уноса с поверхности в зависимости от $(\rho v)_{1w}$ и проанализированы возможные случаи упрощения граничных условий.

Постановка задачи. Вопрос о математическом моделировании термохимического разрушения и горения композиционных материалов обсуждался в ряде работ [6, 10, 13, 14, 63], в которых приведена подробная библио-

графия. В настоящей работе для описания термохимического разрушения композиционных материалов используется математическая модель реагирующей среды [10] с граничными условиями различного типа. Считается, что конденсированная фаза есть углепластик на теплоизолированной подложке. Анализ работ [6, 10, 13], посвященных вопросу взаимодействия высокоэнтальпийного потока воздуха с графитовой поверхностью, показал, что для правильной оценки массового уноса необходимо наряду с уносом за счет пиролиза композиционного материала учитывать ряд гетерогенных химических реакций и сублимацию поверхности углепластика.

Используя ряд общепринятых допущений, приведенных в [6], математически задача сводится к решению системы уравнений, записанной в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения:

$$c_{p1}\rho_1\left(\frac{\partial T_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_1}{\partial y}\right) + c_{pg}G \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\right) - Q_{11} \frac{\partial \rho_1}{\partial t}, \quad (1.6.1)$$

$$\frac{d\rho_1}{dt} = \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_1}{\partial y}\right) = \quad (1.6.2)$$

$$= \begin{cases} -k_n \rho_{1n} \left(\frac{\rho_1 - \rho_{1*}}{\rho_{1n}}\right) \exp\left(-\frac{E_n}{RT_1}\right), & \rho_1 > \rho_{1*}, \\ 0, & \rho_1 \leq \rho_{1*}, \end{cases}$$

$$c_{p2}\rho_2\left(\frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}\right), \quad (1.6.3)$$

$$G = \int_0^l \frac{d\rho_1}{dt} d\tau, \quad \omega = [(\rho\nu)_{2w} + (\rho\nu)_{3w}] / \rho_{1w}.$$

Систему уравнений (1.6.1) – (1.6.3) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий [4, 13]:

$$T_j = T_n, \quad \rho_1|_{t=0} = \rho_n, \quad j = 1, 2, \quad (1.6.4)$$

$$q_w - \sum_{i=2}^3 (\rho\nu)_{iw} (h_w - h_c) - (\rho\nu)_{1w} (h_w - h_g) -$$

$$-\varphi \varepsilon \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0-s(t)}, \quad (1.6.5)$$

$$J_{\alpha w} + (\rho v)_w c_{\alpha w} = \varphi R_\alpha + (\rho v)_{1w} c_{\alpha 1w}, \quad \alpha = \overline{1-8}, \quad (1.6.6)$$

$$q_w = \frac{\alpha}{c_p} (h_{e0} - h_w), \quad \frac{\alpha}{c_p} = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_0 - \gamma_i (\rho v)_w, \quad i = 1, 2,$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{y=l_1-0} = T_2 \Big|_{y=l_1+0}, \quad (1.6.7)$$

$$\rho_1 \Big|_{y=l_1} = \rho_{II}, \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_2} = \delta(T_2 \Big|_{y=l_2} - T_{II}), \quad (1.6.8)$$

$$l_1 = L_1 - s(t), \quad l_2 = L_2 + l_1, \quad s(t) = \int_0^t \omega d\tau, \quad J_{jw} = \beta_j (c_{jw} - c_{je}),$$

$$\beta = \beta_j = \alpha / c_p, \quad \gamma_1 = 0.6(m_e / m_w)^{0.29}, \quad \gamma_2 = 0.2(m_e / m_w)^{0.35}, \quad (\rho v)_{1w} = G_w,$$

$$Q_w = q_w - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw} (h_w - h_c) - (\rho v)_{1w} (h_w - h_g) - \varphi \varepsilon \sigma T_{1w}^4, \quad (1.6.9)$$

$$h_g = b_1 T_{1w} + b_2 T_{1w}^2 / 2, \quad (\rho v)_w = \sum_{i=1}^3 (\rho v)_{iw}, \quad m_w^{-1} = \sum_{\alpha=1}^8 \frac{c_{\alpha w}}{m_\alpha}, \quad \rho_w = \frac{P_e m_w}{T_{1w} R},$$

$$\begin{aligned} (\rho v)_{2w} = (\varphi \rho)_w & \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \right. \\ & \left. + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right] + (\varphi_2 \rho)_w \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3, \end{aligned}$$

$$(\rho v)_{3w} = \varphi \sum_{i=7}^8 \frac{m_i A_{ci} (P_{ci}^* - P_{ci})}{(2\pi R T_{2w} m_i)^{0.5}}, \quad i = 7, 8, \quad (1.6.10)$$

$$P_{ci} = p_e c_{iw} m_w / m_i, \quad P_{ci} = 10^5 \exp(D_i - E_i / T_w).$$

В (1.6.10) порядковый номер компонента соответствует следующему порядку их перечисления: O, O₂, N, N₂, CO, CO₂, C₁, C₃.

Здесь и ниже: t – время, y – пространственная координата, T – температура, ρ – плотность, ω – линейная скорость перемещения поверхности

разрушения, $s(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной фаз, $(\rho v)_{1w}$, $(\rho v)_{2w}$, $(\rho v)_{3w}$ – массовые скорости уноса за счет пиролиза смолы, гетерогенных процессов окисления и сублимации поверхности углепластика, c_p , λ , и δ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности и теплоотдачи соответственно, G – массовый расход газообразных продуктов разложения связующего, k , Q , E и ν – предэкспонент, тепловой эффект, энергия активации реакции разложения (окисления) и порядок реакции пиролиза соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, ε – излучательная способность поверхности, c_{aw} – массовые концентрации компонентов на границе раздела газовой и конденсированной фаз, q_w – тепловой поток из газовой фазы, Q_w – суммарный тепловой поток, поступающий и конденсированную фазу из (1.6.9), α / c_p – коэффициент теплообмена, β – коэффициент массообмена, m – молекулярная масса, γ_1, γ_2 – коэффициенты ослабления в формуле для q_w , h – энтальпия, φ – доля поверхности углепластика, где идут гетерогенные процессы, L_1 – начальная толщина первого слоя композиционного материала.

Индексы * и w приписываются характерным величинам и термодинамическим параметрам на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, 0 – коэффициенту теплообмена при отсутствии вдува, ∞ и $e0$ – величинам набегающего газового потока на бесконечности и на внешней границе пограничного слоя соответственно, n – величинам, связанным с пиролизом, n – начальным значениям, αw – порядковому номеру концентраций компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, g – параметры воздушной среды, k – время окончания теплового нагрева, индексы 1, 2 «внизу» приписываются первому и второму слоям композиционного материала.

Методика расчета, тестовые проверки и исходные данные. В процессе реализации алгоритма численного решения поставленной краевой задачи (1.6.1) – (1.6.8) (использовались неявные, абсолютно устойчивые разностные схемы, полученные на основе итерационно-интерполяционного метода [29]) выполняются следующие вычислительные модули:

- 1) расчет параметров обтекания за ударной волной [50] и γ ; 2) определение параметров равновесного состава воздуха и параметров в точке торможения [50]; 3) вычисление энтальпий и теплоемкостей компонентов химических реакций и воздуха; 4) нахождение параметров на внешней

границе пограничного слоя; 5) расчет коэффициентов теплообмена, теплового потока из газовой фазы; 6) поиск концентрации компонентов на поверхности тела; 7) определение массовых скоростей уноса $(\rho v)_{iw}$, $i = 1, 2, 3$, линейной скорости перемещения поверхности разрушения и границы раздела между газообразной и конденсированной фазами.

Затем проводился расчет исходной системы уравнений, определялось поле температур и плотностей композиционного материала и в следующий момент времени при движении по траектории отыскивались новые параметры торможения и т.д. Из-за отсутствия информации о составе газа, вдуваемого со стороны материала, значения $c_{\alpha 1w}$ здесь, как и в [6], отождествлялись со вдувом азота. Для задания энтальпии углеродного материала в конденсированном состоянии использовалась формула из [54]. Теплофизические характеристики разлагающегося первого слоя брались из предыдущего параграфа, термокинетические постоянные для фенольного связующего близки к данным [43].

Приводимые ниже результаты получены при $T_n = 293$ К, $\nu = 1$, $\rho_{1n} = 1350$ кг/м³, $\rho_{1*} = 1000$ кг/м³, $\rho_2 = 1120$ кг/м³, $c_{p2} = 1530$ Дж/(кг·К), $\lambda_2 = 2.34$ Вт/(м·К), $E_n = 83699$ Дж/моль, $k_n = 7.1 \cdot 10^4$ с⁻¹, $\varphi = 0.65$, $Q_n = 3.35 \cdot 10^5$ Дж/кг, $\delta = 0$, $L_1 = 10^{-2}$ м, $L_2 = 10^{-3}$ м, $\varepsilon = 0.9$, $c_{\alpha 1w} = 0$, $\alpha = 1, 2, 3, 5, 6, 7, 8$, $c_{\alpha 1w} = 1$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$ для различных значений $(\alpha / c_p)_0$, энтальпии торможения h_{e0} и давления p_e .

Режимы термохимического разрушения композиционного материала. Рассмотрим вначале обтекание композиционного материала при инертном прогреве по глубине тела (первый режим). В этом случае из уравнения (1.6.1) вытекает уравнение теплопроводности, записанное в подвижной системе координат, а условие баланса энергии (1.6.5) примет вид

$$(\alpha / c_p)(h_{e0} - h_w) - (\rho v)_w(h_w - h_g) - \varepsilon \sigma T_{1w}^4 = -(\lambda_1 \partial T_1 / \partial y) \Big|_{y=0-s(t)}. \quad (1.6.11)$$

Учитывая выражение для (α / c_p) через значение коэффициента теплоотдачи в отсутствие разрушения поверхности, запишем (1.6.11) в виде

$$(\alpha / c_p)_0(h_{e0} - h_w) - \gamma(\rho v)_w(h_{e0} - h_w) + (\rho v)_w(h_c - h_w) -$$

$$-\varepsilon\sigma T_{1w}^4 = -(\lambda_1 \partial T_1 / \partial y) \Big|_{y=0-s(t)} . \quad (1.6.12)$$

Для кинетического и диффузионного режимов протекания гетерогенных химических реакций $(\rho\nu)_w = (\rho\nu)_{2w}$ на углеродистой поверхности анализ слагаемых в левой части (1.6.12) показывает [10], что второй и третий члены примерно равны по величине и имеют разные знаки, откуда вытекает упрощенное условие

$$(\alpha / c_p)_0 (h_{e0} - h_w) - \varepsilon\sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (\partial T_1 / \partial y) \Big|_{y=0-s(t)} . \quad (1.6.13)$$

При значительном перепаде энтальпий $h_{e0} - h_w$ будем заменять истинное значение h_w величиной, отыскиваемой для воздушной среды, $h_w = h_g$. Для проверки сделанных предположений были проведены расчеты для постоянных параметров торможения и ламинарного режима течения в пограничном слое ($\gamma = \gamma_1$) при $(\alpha / c_p)_0 = 0.2$ кг/(м²с), $h_{e0} = 2.47 \cdot 10^7$ Дж/кг, $p_e = 1.013 \cdot 10^5$ Н/м².

На рис. 1.6.1,а,б приведены зависимости от времени температуры поверхности T_{1w} , суммарного теплового потока в конденсированную фазу Q_w и массового уноса $(\rho\nu)_{2w}$ за счет окисления углеродной поверхности композиционного материала (штриховые кривые).

Видно, что T_{1w} и Q_w , полученные при использовании (1.6.12) и (1.6.13), практически совпадают (кривые 1, 2), что позволяет значительно упрощать исходную постановку задачи. Отметим, что найденные с помощью полной постановки значения $(\rho\nu)_{2w}$ из (1.6.10) согласуются с результатами работы [65] и приведенным ниже аналитическим решением.

Для случая комбинированного режима разрушения (второй режим), включающего пиролиз композиционного материала и окисление поверхности углепластика, балансовые условия сохранения энергии имеют вид [8]

$$\begin{aligned} & [(\alpha / c_p)_0 - \gamma(\rho\nu)_w](h_{e0} - h_w) - (\rho\nu)_{2w}(h_w - h_c) - \\ & - (\rho\nu)_{1w}(h_w - h_g) - \Phi\varepsilon\sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0-s(t)} , \quad (1.6.14) \\ & (\rho\nu)_w = (\rho\nu)_{1w} + (\rho\nu)_{2w} . \end{aligned}$$

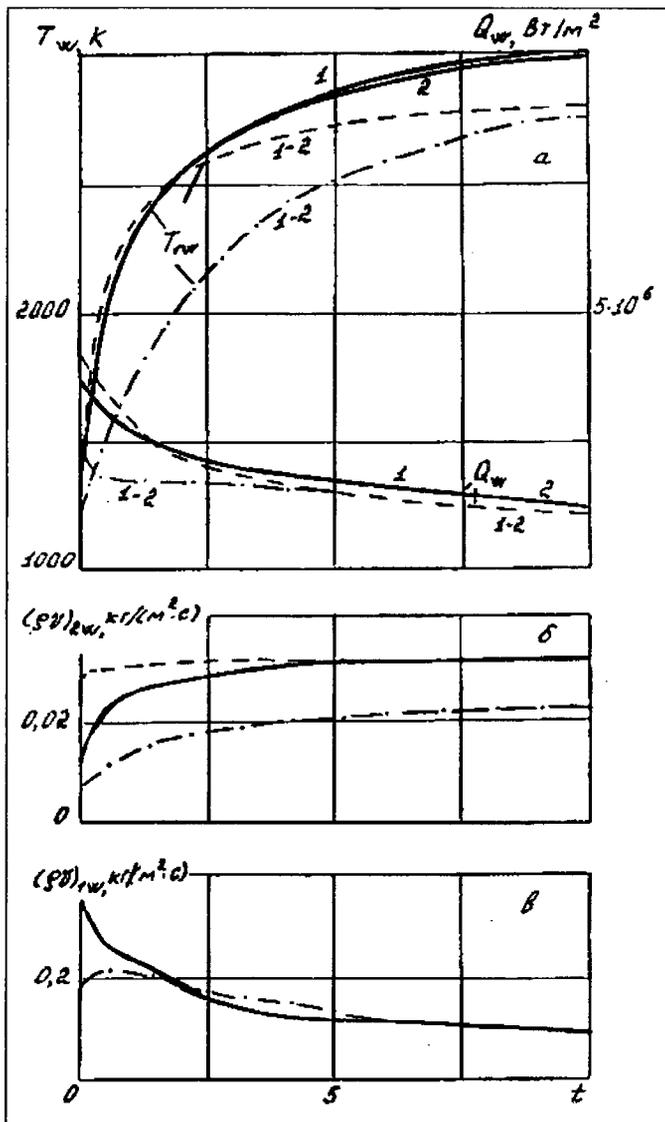


Рис. 1.6.1. Зависимость температуры поверхности, суммарного теплового потока в конденсированную фазу (а), массового уноса за счет реакций окисления (б) и пиролиза (в) от времени

Учитывая предыдущие результаты, связанные с упрощением постановки задачи на углеродной поверхности, условие (1.6.14) может быть записано

$$[(\alpha / c_p)_0 - \gamma(\rho v)_{1w}](h_{e0} - h_w) - (\rho v)_{1w}(h_w - h_g) - \Phi \varepsilon \sigma_{1w}^4 = -(\lambda_1 \partial T_1 / \partial y) \Big|_{y=0-s(t)}. \quad (1.6.15)$$

При $h_{e0} \gg h_w$, сделанном допущении относительно h_g , используя для определения h_w его значение для воздуха h_g , можно окончательно записать (1.6.15) в виде

$$[(\alpha / c_p)_0 - \gamma(\rho v)_{1w}](h_{e0} - h_g) - \Phi \varepsilon \sigma_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0-s(t)}. \quad (1.16)$$

Второй режим прогрева с прежними входными данными представлен на рис. 1.6.1 для постановок задач с полным (1.6.14) и приближенным условием (1.6.16) (штрихпунктирные кривые 1, 2 соответственно). Как видно, T_{1w} и Q_w для принятых условий очень близки, что позволяет использовать граничное условие (1.6.16) для получения тепловых характеристик. Величина массовой скорости вдува продуктов фильтрации $(\rho v)_{1w}$ и окисления поверхности углепластика $(\rho v)_{2w}$ показана на рис. 1.6.1, б, в. Отметим, что в отличие от первого режима прогрева углепластика массовый унос за счет гетерогенных реакций окисления сильно снижается, что обусловлено для кинетического режима окисления снижением температуры поверхности, а для диффузионного режима – влиянием вдува продуктов пиролиза на характеристики пограничного слоя, в частности, на величину коэффициента теплообмена α / c_p .

Для этих же условий $(\alpha / c_p)_0$, h_{e0} , p_e сплошными кривыми на рис. 1.6.1 показаны зависимости характеристики тепломассообмена от времени протекания процесса при турбулентном режиме течения в пограничном слое. Как и выше, кривые 1, 2 на рис. 1.6.1, а отвечают балансовым условиям сохранения энергии (1.6.14) и (1.6.16) соответственно, и наблюдается хорошее согласование по T_{1w} и Q_w для полной и приближенной постановок граничных условий. Отметим большую роль режима течения, что приводит к существенному возрастанию T_{1w} и Q_w при турбулентном характере течения в пограничном слое за счет меньшего ослабления подводимого конвективного потока. Как следует из рис. 1.6.1, мас-

совый унос за счет гетерогенных химических реакций $(\rho\nu)_{2w}$ для данных условий на порядок меньше уноса за счет пиролиза $(\rho\nu)_{1w}$, вследствие чего прогар углепластика за время процесса незначителен и составляет величину порядка $s = 2.6 \cdot 10^{-4}$ м. Вследствие больших тепловых нагрузок при величинах коэффициента теплопроводности материала $\lambda_1 = 0.55$ для начальной температуры тела темпы роста dT_w/dt достигают величин $0.5 \cdot 10^5$ К/с, т.е. реализуется режим теплового удара и пик значения уноса $(\rho\nu)_{1w}$ при турбулентном режиме обтекания приходится на моменты времени, близкие к начальному. Для ламинарного режима течения этот процесс по времени более затянут (см. рис. 1.6.1).

Для оценки влияния вдува продуктов пиролиза на величину уноса за счет реакций окисления и сублимации $(\rho\nu)_{2w}$ и $(\rho\nu)_{3w}$ рассмотрим частный случай кинетической схемы (1.4.1), когда в качестве определяющих использовались реакции 2) $2C + O_2 \rightarrow 2CO$ и 8) $C \leftrightarrow C_3$. Используя закон Фика, из (1.6.6), (1.6.10) имеем [8]:

$$\begin{aligned}
 -\rho_w D \frac{\partial c_2}{\partial y} \Big|_w + (\rho\nu)_w c_{2w} &= -\phi k_2 c_{2w} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right), \\
 -\rho_w D \frac{\partial c_4}{\partial y} \Big|_w + (\rho\nu)_w c_{4w} &= (\rho\nu)_{1w} c_{4w1}, \quad c_{4w1} = 1, \\
 -\rho_w D \frac{\partial c_5}{\partial y} \Big|_w + (\rho\nu)_w c_{5w} &= \frac{2m_5}{m_2} \phi k_2 c_{2w} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right), \\
 -\rho_w D \frac{\partial c_8}{\partial y} \Big|_w + (\rho\nu)_w c_{8w} &= \phi A \left(p^* - \frac{pm_w}{m_8} \right) \left(\frac{m_8}{2\pi RT_w} \right)^{0.5}, \\
 (\rho\nu)_{2w} &= \phi k_2 c_{2w} \rho_w \exp\left(-\frac{E_2}{RT_w}\right) \left(\frac{2m_5}{m_2} - 1 \right), \quad (\rho\nu)_w = \sum_{i=1}^3 (\rho\nu)_{iw}, \\
 (\rho\nu)_{3w} &= \frac{\phi m_8 A (p^* - pm_w c_{8w} / m_8)}{(2\pi RT_w m_8)^{0.5}}. \tag{1.6.17}
 \end{aligned}$$

Используя аналогию процессов тепломассобмена [10, 13], запишем

$$c_{2w} = \frac{c_{2e}(\alpha/c_p) - (\rho\nu)_{2w} m_1/m_7}{(\alpha/c_p) + (\rho\nu)_w}, \quad c_{8w} = \frac{(\rho\nu)_{3w}}{(\alpha/c_p) + (\rho\nu)_w}, \quad (1.6.18)$$

тогда имеем выражение для величины уноса

$$\begin{aligned} Y^2(1-\gamma) + Y \left[1 + (X+Z)(1-\gamma) + \frac{\varphi k_2 \rho_w m_7 (c_{2e} \gamma + m_1/m_7)}{m_1 (\alpha/c_p)_0 \exp(E_2/RT_w)} \right] = \\ = \frac{\varphi k_2 \rho_w m_7 c_{2e}}{m_1 (\alpha/c_p)_0 \exp(E_2/RT_w)} [1 - \gamma(X+Z)], \\ X = \frac{(\rho\nu)_{1w}}{(\alpha/c_p)_0}, \quad Y = \frac{(\rho\nu)_{2w}}{(\alpha/c_p)_0}, \end{aligned} \quad (1.6.19)$$

$$\begin{aligned} Z^2(1-\gamma) + Z \left[1 + (X+Y)(1-\gamma) + \frac{\varphi A}{(\alpha/c_p)_0} \left(\frac{m_8}{2\pi RT_w} \right)^{0.5} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{pm_w}{m_8} - p^*(\gamma-1) \right) \right] = \frac{\varphi A p^*}{(\alpha/c_p)_0} \left(\frac{m_8}{2\pi RT_w} \right)^{0.5} [1 + (1-\gamma)(X+Y)], \\ Z = \frac{(\rho\nu)_{3w}}{(\alpha/c_p)_0}. \end{aligned} \quad (1.6.20)$$

Для диффузионного режима протекания реакции окисления $k_2 \exp(-E_2/RT_w) \rightarrow \infty$ из (1.6.19) вытекает

$$Y = \frac{m_7 c_{2e}}{m_1} \frac{1 - \gamma(X+Z)}{1 + \gamma m_7 c_{2e} / m_1}. \quad (1.6.21)$$

При температурах ниже 3500 К уносом за счет сублимации $(\rho\nu)_{3w}$ можно пренебречь, тогда (1.6.19), (1.6.21) дают решение для величины уноса $(\rho\nu)_{2w}$ в зависимости от массовой скорости вдува продуктов пиролиза. В табл. 1.6.1 приведено значение безразмерной скорости уноса за счет гетерогенных реакций от величины $(\rho\nu)_{1w}/(\alpha/c_p)_0$ при диффузионном режиме протекания поверхностных реакций.

Отметим, что при $(\rho\nu)_{1w} = 0$ решение (1.6.21) согласуется со значением, полученным в [65]. При наличии вдува за счет пиролиза решения (1.6.19), (1.6.21) хорошо согласуются с результатами числовых расчетов, представленных на рис. 1.6.1, что делает возможным использование по-

лученных решений вместо соотношений (1.6.6), (1.6.10). Необходимо отметить, что вследствие упрощения исходной кинетической схемы при использовании аналитических выражений (1.6.19), (1.6.21) в качестве c_{2e} следует брать его значение без учета процессов диссоциации: $c_{2e} = -0.23$.

Таблица 1.6.1

Значение скорости массового уноса
за счет поверхностных реакций окисления
при наличии пиролиза углепластика

X	0	0.2	0.4	0.6
Y	0.156	0.138	0.119	0.1

Представляет интерес рассмотрение процессов теплообмена и разрушения материала при переменных условиях теплового нагружения, отвечающих входу в атмосферу. Для модельных зависимостей коэффициента теплообмена $(\alpha/c_p)_0$, энгалпии торможения h_{e9} и давления p_e от времени протекания процесса (рис. 1.6.2, а) были проведены расчеты по полной модели для краевой задачи (1.6.1) – (1.6.8) при $(\rho v)_w = (\rho v)_{1w} + (\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}$ в законе ослабления для α/c_p и величине $\gamma = \gamma_2$, отвечающей турбулентному характеру течения в пограничном слое. В приближенной постановке унос с поверхности отыскивался из выражений (1.6.19) – (1.6.21), а также использовалась модифицированная для случая вдува газа за счет процесса пиролиза формула Скалы–Джильберта [65]:

$$(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w} = [(\alpha/c_p)_0 - \gamma(\rho v)_{1w}] \cdot 0.16 + \left(\frac{\alpha}{c_p}\right)_0 \cdot 2.24 \cdot 10^6 p_e^{-2/3} \exp\left(-\frac{61400}{RT_w}\right). \quad (1.6.22)$$

Первое слагаемое правой части (1.6.22) отвечает диффузионному режиму и совпадает с (1.6.21), а для уноса за счет сублимации поверхности использовалось допущение о слабом влиянии $(\rho v)_{1w}$ на величину $(\rho v)_{3w}$. Отметим, что для заданных условий с течением времени последовательно реализуются кинетический, диффузионный и сублимационный режимы протекания гетерогенных химических реакций, а при $t > 8$ с достигается снижение тепловых нагрузок и происходит обратная смена режимов

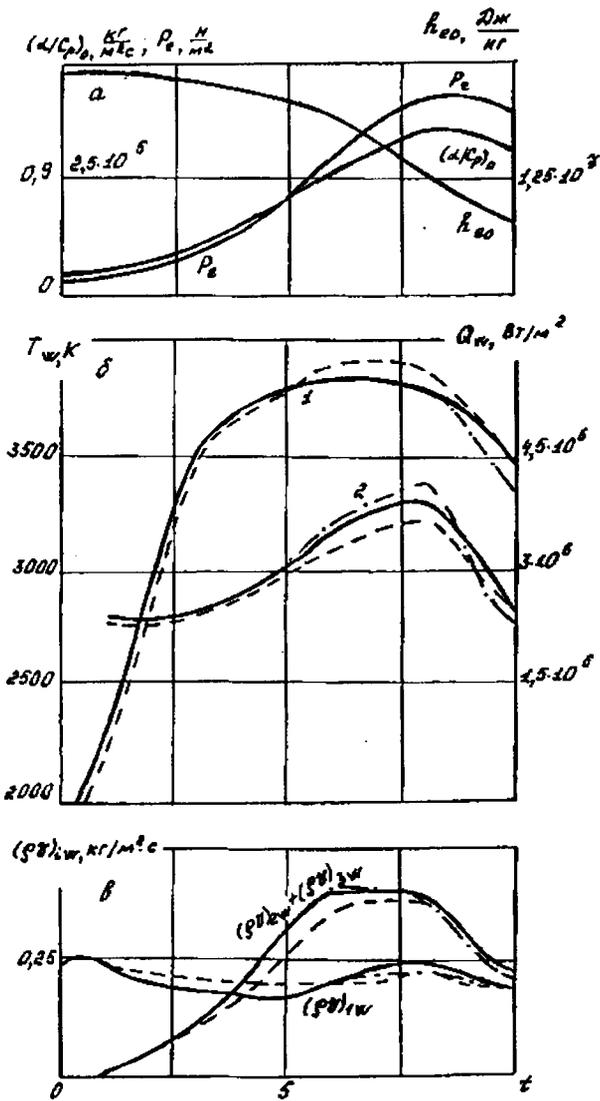


Рис. 1.6.2. Параметры торможения (а). Зависимость температуры поверхности – 1, суммарного теплового потока – 2 (б) и скорости массового уноса (в) от времени

химического реагирования на поверхности. Что касается балансового условия сохранения энергии на границе раздела сред, то для высоких значений T_w при $t > 3$ с, когда начинается сублимация поверхности, а также для больших времен, когда h_{e0} становится сравнимой с величиной h_w , использование упрощенного условия вида (1.6.16) может давать большую погрешность при определении температуры поверхности. Поэтому для указанных случаев следует использовать точные балансовые условия сохранения энергии (1.6.5), (1.6.14) либо упрощенное условие (1.6.15), когда сублимация поверхности не достигается. При этом встает вопрос об определении энтальпии реагирующей смеси $h_w = \sum_{i=1}^8 c_{iw} h_{iw}$ на границе раздела сред. Наряду с условиями сохранения массы компонент (1.6.6) для определения концентраций c_{iw} использовался предельный случай равновесного режима протекания гетерогенных химических реакций, для которого снимается вопрос о точности задания используемых термокинетических характеристик в выражениях для R_i [6]. Вводя концентрации элементов O, N, C

$$c_O^* \frac{m}{m_1} = x_1 + 2x_2 + x_5 + 2x_6, \quad c_N^* \frac{m}{m_3} = x_3 + 2x_6,$$

$$c_C^* \frac{m}{m_7} = x_7 + x_5 + x_6 + 2x_8,$$

где $x_i = c_i m / m_i$ – молярная концентрация i -го компонента, и балансовые условия сохранения массы i -го элемента с учетом аналогии тепло- и массообмена, можно записать

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{c_p} (c_{Ow}^* - c_{Oe}^*) + (\rho v)_w c_{Ow}^* &= 0, \\ \frac{\alpha}{c_p} (c_{Nw}^* - c_{Ne}^*) + (\rho v)_w c_{Nw}^* &= (\rho v)_{1w}, \\ \frac{\alpha}{c_p} c_{Cw}^* + (\rho v)_w c_{Cw}^* &= (\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}. \end{aligned} \quad (1.6.23)$$

Добавляя к условиям (1.6.23) уравнения равновесия для независимых химических реакций и условие равновесной сублимации

$$k_{p1} = x_1^2 p / x_2, k_{p2} = x_3^2 p / x_4, k_{p3} = x_7 x_1^2 p^2 / x_6, k_{p4} = x_7 x_1 p / x_5, \\ k_{p5} = x_7^3 p^2 / x_8, k_{p6} = x_7 p, \quad (1.6.24)$$

получаем систему девяти уравнений для отыскания концентраций x_i , c_{iw} и массового уноса $(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}$ из последнего соотношения (1.6.23), что в сравнении с выражениями (1.6.19) – (1.6.21) позволяет оценить влияние режима протекания поверхностных реакций на величину уноса $(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}$. Отметим также, что принятое допущение о равновесном характере протекания гетерогенных химических реакций позволило оценить роль реакции образования циана, для которой в (1.6.24) добавлялось уравнение $k_{p7} = x_7 x_3 p / x_9$, $x_9 = c_{CN}$. Это важно вследствие отсутствия достаточно надежных термокинетических постоянных при неравновесном режиме протекания указанной реакции. При известном уносе $(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}$ для отыскания c_{iw} целесообразно первые два уравнения (1.6.23) представить в виде $c_{Ow}^* / c_{Nw}^* = c_{Oe}^* / [c_{Oe}^* + (\rho v)_1 / (\alpha / c_p)]$, использовать интеграл $\sum_{i=1}^3 c_{iw}^* = 1$ и условия (1.6.24).

На рис. 1.6.2,б,в представлены результаты расчетов T_w , Q_w , $(\rho v)_{1w}$, $(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}$ от времени движения по полной модели (1.6.1) – (1.6.10) (сплошные кривые) и приближенным моделям, когда унос за счет гетерогенных реакций рассчитывался из (1.6.22) (штриховые кривые) и (1.6.19) – (1.6.21) (штрихпунктирные кривые). В двух последних случаях при $t > 2$ с расчет проводился для точного условия сохранения энергии (1.6.5) с определением h_w с помощью системы уравнений (1.6.23), (1.6.24). Как следует из рис. 1.6.2, результаты по энергетическим характеристикам и величинам уноса удовлетворительно согласуются, что позволяет рекомендовать полученные для уноса формулы и подходы к упрощению граничного условия сохранения энергии в широком диапазоне изменения условий обтекания. Отметим, что в отличие от рис. 1.5.1 превалирующий вклад в суммарное значение уноса $(\rho v)_w$ при $t > 4$ с дает унос за счет реакций окисления и сублимации, а для начального периода движения суммарный унос, как и следовало ожидать, определяется процессом пиролиза углепластика.

Используя полученные формулы (1.6.19), (1.6.20), (1.6.22), можно провести оценку величины температуры поверхности с учетом протекания процессов пиролиза в теплозащитном материале. Для этого в качестве входной информации по величине уноса необходимо использовать результаты экспериментальной обработки по теплостойкости материалов при постоянных параметрах торможения, которые представляются в виде $[(\rho v)_{2w} + (\rho v)_{3w}] / (\alpha / c_p)_0 = f(p_e, h_{e0})$, а также использовать результаты весовых испытаний для определения величины $(\rho v)_{1w}$, например в условиях инертной среды.

§ 1.7. Исследование термохимического разрушения углепластика в потоке высокотемпературного газа. Сравнение результатов расчета с известными экспериментальными данными

Теплозащитные материалы на основе композиций из углеродных тканей и полимерных матриц под действием интенсивных тепловых нагрузок подвергаются комбинированному термохимическому разрушению вследствие пиролиза связующего, окислительных реакций и механической эрозии материала.

Исследованию процессов термохимического разрушения углефенольных композитов, используемых в качестве теплозащитных покрытий, посвящен ряд теоретических и экспериментальных работ [6, 10, 13, 43, 44, 66]. Их результаты свидетельствуют о сложности физико-химических превращений в углефенольных композитах под воздействием интенсивных тепловых нагрузок, характерных для условий движения по траектории входа в атмосферу.

При математическом моделировании важную роль играют информация о механизме протекающих процессов, оценка режима течения газобразных продуктов пиролиза в прококованном слое [44], а также точность используемых в расчетах теплофизических и термокинетических характеристик [44]. В [66] установлено, что состав паров, образующихся при нагреве углефенольных композитов лазерным излучением, не зависит от интенсивности тепловой нагрузки вплоть до $\sim 5 \cdot 10^4$ кВт/м² и содержит продукты деструкции полимерной связки: метан, воду, окись и двуокись углерода, фенол, толуол и др. Дальнейшее увеличение плотно-

сти потока энергии приводит к значительным изменениям состава продуктов разрушения. Результаты [13] свидетельствуют о смещении температурных зависимостей теплоемкости c_{p1} и теплопроводности λ_1 в область высоких температур с увеличением темпа нагрева, связанным с изменением текущей плотности ρ_1 и кинетикой деструкции материала.

Настоящий параграф посвящен изучению процесса термохимического разрушения углефенольного композита в потоках высокотемпературного азота и кислорода и определению соотношений долей уноса массы за счет процесса пиролиза и гетерогенных реакций окисления.

На основе ряда общепринятых допущений [6, 14] математическая постановка задачи сводится к решению уравнения сохранения энергии и химической кинетики в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения:

$$c_{p1}\rho_1\left(\frac{\partial T_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_1}{\partial y}\right) + c_{pg}G \frac{\partial T_1}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y}\right) - Q_n \frac{\partial \rho_1}{\partial t}, \quad (1.7.1)$$

$$\frac{d\rho_1}{dt} = \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_1}{\partial y}\right) = \quad (1.7.2)$$

$$= \begin{cases} -k_n \rho_{1n} \left(\frac{\rho_1 - \rho_{1*}}{\rho_{1n}}\right) \exp\left(-\frac{E_n}{RT_1}\right), \rho_1 > \rho_{1*}, \\ 0, \rho_1 \leq \rho_{1*}, \end{cases}$$

$$c_{p2}\rho_2\left(\frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial y}\right) = \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y}\right), \quad (1.7.3)$$

$$G = \int_0^{l_1} \frac{d\rho_1}{dt} dt, \quad \omega = \frac{(\rho v)_{2w}}{\rho_{1w}}.$$

Начальные и граничные условия:

$$T_j = T_n, \quad \rho_1|_{t=0} = \rho_n, \quad j = 1, 2, \quad (1.7.4)$$

$$q_w - (\rho v)_{2w}(h_w - h_c) - (\rho v)_{1w}(h_w - h_g) -$$

$$- \Phi \epsilon \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0-s(t)}, \quad (1.7.5)$$

$$q_w = \frac{\alpha}{c_p} (h_{e0} - h_w), \quad \frac{\alpha}{c_p} = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_0 - \gamma(\rho v)_w,$$

$$J_{aw} + (\rho v)_w c_{aw} = \Phi R_\alpha + (\rho v)_{1w} c_{a1w}, \quad \alpha = \overline{1-N}, \quad (1.7.6)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=l_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_1+0}, \quad T_1 \Big|_{y=l_1-0} = T_2 \Big|_{y=l_1+0}, \quad (1.7.7)$$

$$\rho_1 \Big|_{y=l_1} = \rho_n,$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=l_2} = 0, \quad (1.7.8)$$

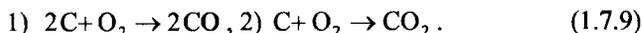
$$l_1 = L_1 - s(t), \quad l_2 = L_2 + l_1, \quad s(t) = \int_0^t \omega d\tau, \quad \rho_w = \frac{p_e m_w}{T_{1w} R},$$

$$J_{jw} = \beta_j (c_{jw} - c_{je}), \quad \beta = \beta_j = \alpha / c_p, \quad \gamma = 0.2(m_e / m_w)^{0.35}, \quad (\rho v)_{1w} = G_w,$$

$$Q_w = q_w - (\rho v)_{2w} (h_w - h_c) - (\rho v)_{1w} (h_w - h_g) - \Phi \varepsilon \sigma T_{1w}^4,$$

$$h_g = b_1 T_{1w} + b_2 T_{1w}^2 / 2, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_{1w} + (\rho v)_{2w}, \quad m_w^{-1} = \sum_{\alpha=1}^N \frac{c_{aw}}{m_\alpha}.$$

При определении c_{jw} из (1.7.6) предполагается, что на поверхности углеродного наполнителя имеют место гетерогенные химические реакции



Молярные и массовые скорости данных реакций приведены в §1.4, причем $(\rho v)_{2w}$ имеет вид

$$(\rho v)_{2w} = (\Phi \rho)_w c_{1w} \left[\left(\frac{2m_2}{m_1} - 1 \right) B_1 + \left(\frac{m_3}{m_1} - 1 \right) B_2 \right], \quad (1.7.10)$$

$$B_i = k_i \exp(-E_i / RT_{1w}), \quad i = 1, 2.$$

В (1.7.10) номера компонентов соответствуют следующему порядку их перечисления: O_2, CO, CO_2, N_2 , индекс i в (1.7.10) отвечает номеру гетерогенной реакции из (1.7.9).

Здесь и ниже: t – время, y – пространственная координата, T – температура, ρ – плотность, ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения, $s(t)$ – граница раздела газообразной и конденсированной

фаз, $(\rho v)_{1w}$, $(\rho v)_{2w}$ – массовые скорости уноса за счет пиролиза смолы, гетерогенных процессов окисления поверхности углепластика, c_p, λ , – коэффициенты теплоемкости и теплопроводности соответственно, G – массовый расход газообразных продуктов разложения связующего, k, Q, E и ν – предэкспонент, тепловой эффект, энергия активации реакции разложения (окисления) и порядок реакции пиролиза соответственно, σ – постоянная Стефана–Больцмана, ε – излучательная способность поверхности, c_{aw} – массовые концентрации компонентов на границе раздела газовой и конденсированной фаз, q_w – тепловой поток из газовой фазы, Q_w – суммарный тепловой поток, поступающий в конденсированную фазу из (1.6.9), α/c_p – коэффициент теплообмена, β – коэффициент массообмена, m – молекулярная масса, γ – коэффициенты ослабления в формуле для q_w , h – энтальпия, ϕ – доля поверхности углепластика, где идут гетерогенные процессы, L_1 – начальная толщина первого слоя композиционного материала.

Индексы $*$ и w приписываются характерным величинам и термодинамическим параметрам на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, θ – коэффициенту теплообмена при отсутствии вдува, ∞ и ε_0 – величинам набегающего газового потока на бесконечности и на внешней границе пограничного слоя соответственно, p – величинам, связанным с пиролизом, n – начальным значениям, α_w – порядковому номеру концентраций компонентов на границе раздела газообразной и конденсированной фаз, g – параметры воздушной среды, k – время окончания теплового нагрева, индексы 1, 2 «внизу» приписываются первому и второму слоям композиционного материала.

При численном интегрировании краевой задачи (1.7.1) – (1.7.8) с помощью итерационно-интерполяционного метода [29] использовались следующие данные: $T_n = 293$ К, $\rho_{1n} = 1350$ кг/м³, $\rho_{1*} = 1156$ кг/м³, $\rho_2 = 1800$ кг/м³, $c_{p2} = 837$ Дж/(кг·К), $\nu = 1$, $\lambda_2 = 0.349$ Вт/(м·К), $E_n = 83000$ Дж/моль, $k_n = 3.15 \cdot 10^4$ с⁻¹, $Q_n = 3.35 \cdot 10^5$ Дж/кг, $\varepsilon = 0.9$, $L_1 = 6.25 \cdot 10^{-3}$ м, $L_2 = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\phi = 0.85$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$.

Кинетические характеристики гетерогенных реакций брались из [14, 67], термической деструкции – из [13, 41], теплофизические данные для

углефенольного композита – из [67]; при определении c_{jw1} состав вдвух газов отождествлялся с вдвухом компонентов из [44].

Результаты численного решения и сравнение с экспериментальными данными. На рис. 1.7.1 изображены результаты расчета температур и убыли массы $\Delta M = M(t) - M_0$ при обтекании углефенольного композита потоком азота для условий проведения эксперимента: $(\alpha / c_p)_0 =$

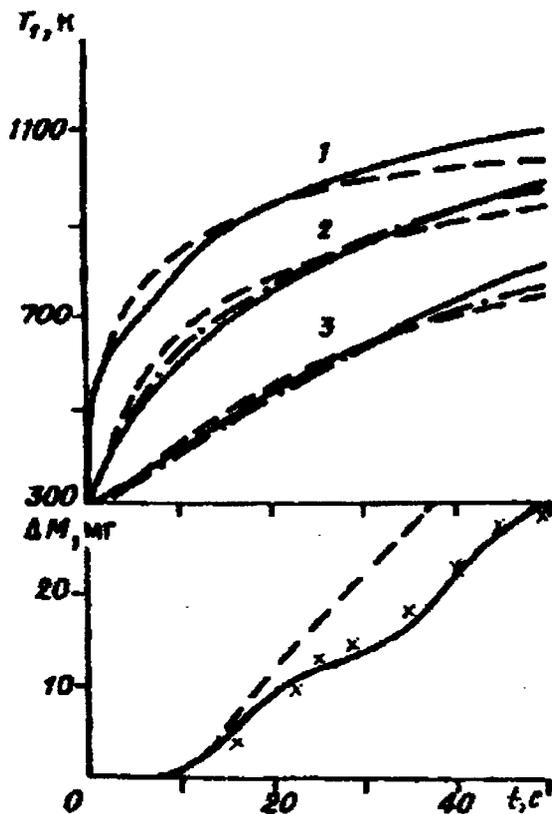


Рис. 1.7.1. Экспериментальные (сплошные) теоретические (штриховые кривые) зависимости изменения убыли массы $\Delta M(t)$ и температур $T(y, t)$ в различных сечениях по глубине образца в потоке азота

$= 0.1 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $h_{e0} = 1.25 \cdot 10^6 \text{ Дж}/\text{кг}$. Сравнение теоретических и экспериментальных данных показывает их удовлетворительное согласие до момента времени $t = 20 \text{ с}$. Здесь сплошные кривые 2 и 3 отвечают эксперименту, а штриховые – расчету при граничном условии (1.7.5) на глубине углепластика: $y = 0.85$ и 2.75 мм соответственно.

При $t > 20 \text{ с}$ расчетные значения ΔM завышены, поскольку, как указано в [9], в математической модели, в частности, не учитывается эффект закупорки пор. В то же время теоретические и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются по максимальной величине скорости массового уноса $(\rho v)_w = (\pi r^2)^{-1} d(\Delta M / dt)$ и составляют $\sim 0.016 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ при $t = 15 \text{ с}$. Температурные поля рассчитываются двумя способами: при граничных условиях (1.7.5) и при граничных условиях первого рода с использованием экспериментальной зависимости $T_{1w}(t)$ (см. рис. 1.7.1, кривая 2). В этом случае значение расчетных температур на глубине $y = 2.75 \text{ мм}$ (штрихпунктирная кривая) при $t > 25 \text{ с}$ лежит ниже экспериментальных. Превалирующим фактором здесь может быть более точное задание теплофизических величин, учитывающих, в частности, темп нагрева [13]. Отметим, что роль конвективного члена в уравнении сохранения энергии при данных скоростях пиролиза невелика. В инертном прогреве $(\rho v)_w = 0$ для $T_{1w}(t)$ температурные поля на глубине тела выше их значений при разрушении не более чем на $15\text{--}20 \text{ К}$ до $t \sim 25 \text{ с}$ и на $50\text{--}100 \text{ К}$ ($25 < t \leq 50 \text{ с}$).

Надо сказать, что причина колебания убыли массы с течением времени свидетельствует [9] о протекании вторичных процессов: при $20 < t < 30 \text{ с}$ происходит закупорка пористого пространства частичками мелкодисперсного углерода, образующегося при термическом распаде полимерной связки. Увеличение пористости вследствие пиролиза связующего снижает прочность материала, способствует появлению макро- и микротрещин, что может вызвать рост скорости уноса массы $30 < t < 40 \text{ с}$.

При учете зависимости изменения плотности коксового остатка от температуры [13] расчетные значения ΔM (крестики на рис. 1.7.1) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [9].

При обтекании образца потоком кислорода реализуется режим комбинированного разрушения углефенольного композита [9] за счет пиролиза конденсированной фазы и реакций окисления на поверхности материала. Дело в том, что формирование коксового слоя с развитой пористой структурой, благодаря увеличению площади поверхности реакции, сти-

мулирует окислительные процессы при нагреве углефенольного компонента в потоке окислителя.

Для условий эксперимента, представленных на рис. 1.7.2, при проведении расчетов полагалось $h_{e0} = 1.15 \cdot 10^6$ Дж/кг, $(\alpha / c_p)_0 = 0.3$ кг/(м²·с), $c_{1e} = 0.98$. Задача решалась до $t \sim 37$ с, когда в результате реакций окисления начинал гореть образец. В целом расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно совпадают за исключением последних моментов времени, когда внутренние термодатчики зафиксировали всплеск температур на глубине вследствие внутривещного реагирования [13], что не учитывалось в исходной математической модели. На рис. 1.7.2 кривые 1, 2, 3 и 4 (обозначения с рис. 1.7.1 совпадают) приведены на глубине углепластика: 0, 1.2, 2.2 и 3.5 мм соответственно.

Для оценки влияния вдува продуктов пиролиза на величину $(\rho v)_{2w}$ рассматривался случай, когда в качестве определяющей использовалась первая реакция из (1.7.9). Из (1.7.6), (1.7.10) следует [8]

$$Y^2(1-\gamma) + Y\{1 + X(1-\gamma) + [1 + \gamma c_e(2m_2 / m_1 - 1)] \frac{\phi k_1 \rho_w}{(\alpha / c_p)_0} \times \\ \times \exp(-E_1 / RT_{1w})\} = \Phi \left(\frac{2m_2}{m_1} - 1 \right) (1 - \gamma X) \frac{k_1 \rho_w c_{1e}}{(\alpha / c_p)_0} \exp(-E_1 / RT_w), \\ X = (\rho v)_{1w} / (\alpha / c_p)_0, Y = (\rho v)_{2w} / (\alpha / c_p)_0. \quad (1.7.11)$$

Представляет интерес сравнение теоретических и экспериментальных данных для диффузионного режима протекания гетерогенных химических реакций, который, как следует из рис. 1.7.1,б, кривая 5, достигается после $t > 40$ с (см. рис. 1.7.2). В этом случае выражение для скорости реакции $k_1 \exp(-E_1 / RT_{1w}) \rightarrow \infty$ и из (1.7.11) вытекает

$$Y = c_{1e}(2m_2 / m_1 - 1)(1 - \gamma X)[1 + \gamma c_{1e}(2m_2 / m_1 - 1)]^{-1}. \quad (1.7.12)$$

При этом для оценки влияния вдува продуктов пиролиза на величину $(\rho v)_{2w}$ рассматривался случай, когда в качестве определяющей использовалась первая реакция из (1.7.9).

С учетом принятых исходных данных имеем $(\rho v)_{2w} = 0.13$ кг/(м²·с) при ламинарном режиме течения в пограничном слое, для которого $\gamma =$

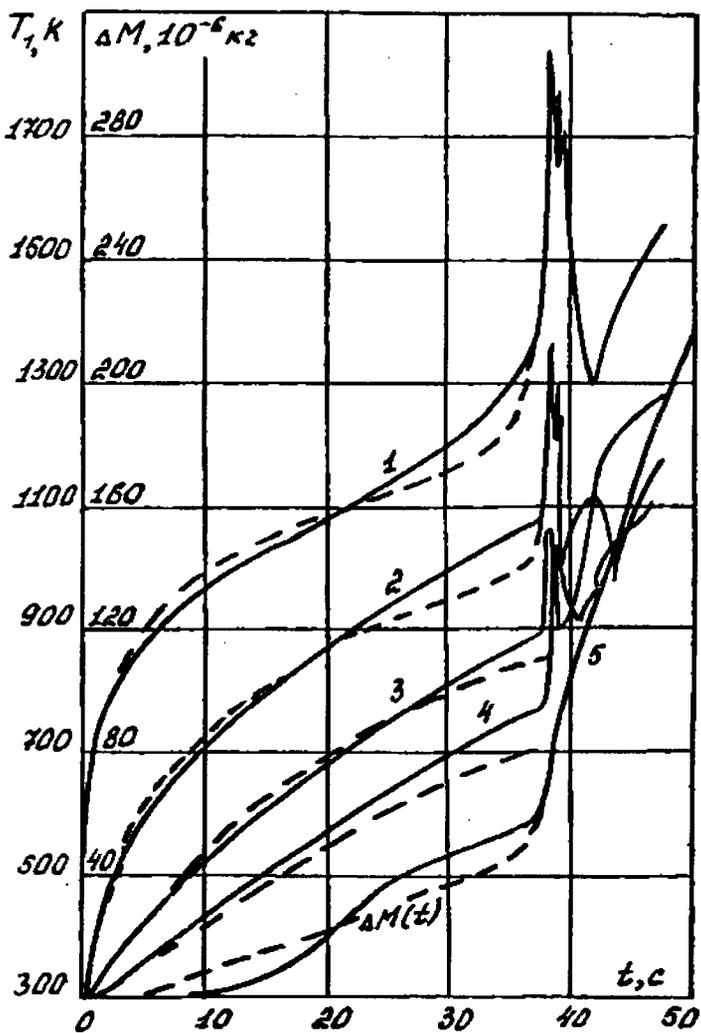


Рис. 1.7.2. Экспериментальные и теоретические зависимости изменения убыли массы и температур в различных сечениях по глубине образца в потоке кислорода

$=0.6(m_e / m_w)^{0.29}$ и $(\rho v)_{2w} = 0.17 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ при турбулентном режиме течения ($\gamma = 0.2(m_e / m_w)^{0.35}$). Учитывая, что $(\rho v)_{1w}$ слабо изменяется с температурой, суммарная величина $(\rho v)_w \sim 0.145$ либо $0.185 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, в то время как эксперимент в [9] дает $(\rho v)_{2w} = 0.15 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

Отметим также хорошее согласование расчетных данных $(\rho v)_{2w}$ и результатов аналитического решения из [9] для кинетического режима протекания химических реакций.

На рис. 1.7.3 изображены расчетные зависимости массового уноса углефенольного композита за счет пиролиза $(\rho v)_{1w}$, гетерогенных реакций $(\rho v)_{2w}$, а также суммарная скорость потери массы $(\rho v)_w$ от времени (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Видно, что до $t \sim 30$ с основное влияние на величину $(\rho v)_w$ оказывает процесс термического разложения связующего. По мере роста T_w заметную роль начинают играть реакции окисления на поверхности материала. При этом тепловыделение от экзотермических реакций приводит к увеличению суммарного теплового потока, росту T_w , падению концентрации кислорода и увеличению количества угарного газа на поверхности. В продуктах окисления появляется также углекислый газ. Величина $(\rho v)_w$ для $t > 35$ с определяется, в основном, окислительными процессами.

Таким образом, полученные экспериментальные и теоретические данные показывают, что значительную роль при термохимическом разрушении углефенольного композита в потоке высокотемпературного газа играют образование мелкодисперсного углерода при пиролизе связующего и реагирование внутри пор, оказывающие большое влияние на тепловое состояние и характеристики уноса теплозащитного покрытия. Сопоставление с результатами решения краевой задачи позволило оценить пределы применимости математической модели и выявить соотношение различных составляющих уноса в процессе нестационарного термохимического разрушения, что позволяет прогнозировать влияние уноса на аэродинамические характеристики в условиях переменных параметров торможения, отвечающих движению по траектории.

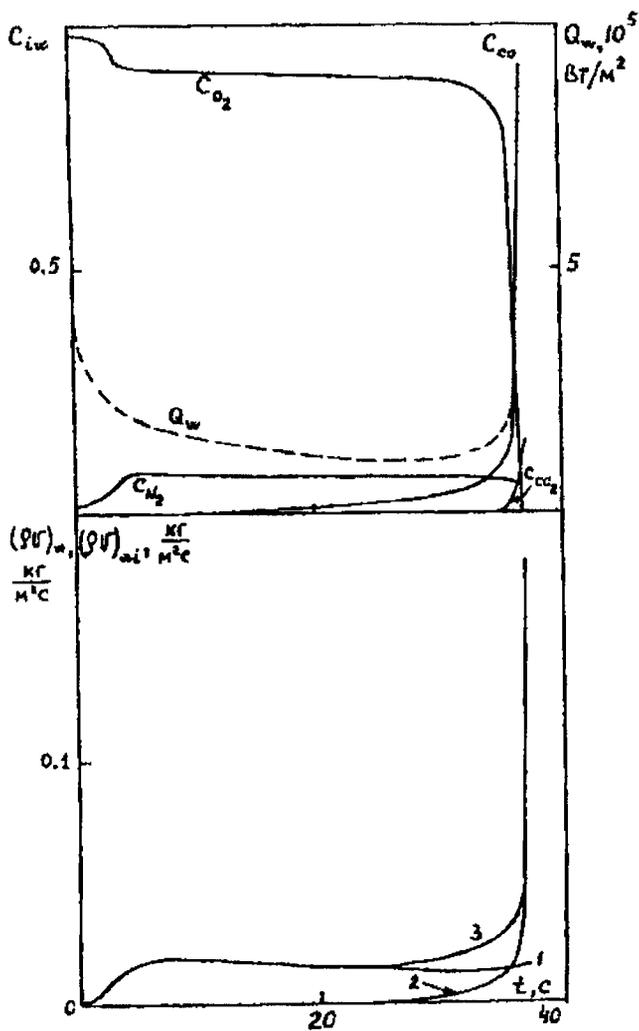


Рис. 1.7.3. Изменение концентрации C_{jw} на поверхности суммарного теплового потока в конденсированную фазу Q_w составляющих скорости массового уноса углефенольного композита от времени при обтекании потоком окислителя

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гришин А.М., Исаков Г.Н., Изматенко Е.М., Мамонтов Г.Я., Якимов А.С.* Влияние газофазных реакций на воспламенение и горение некоторых полимерных материалов // V Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву (тезисы докладов). Черноголовка, 1977. С. 20.
2. *Исаков Г.Н., Мамонтов Г.Я.* Нестационарный теплообмен и воспламенение стеклопластиков при переменных тепловых нагрузках // Матер. рег. науч.-практ. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1977. С. 203–208.
3. *Гришин А.М., Якимов А.С., Миков В.Л.* Режимы воспламенения стеклопластиковой трубы с учётом смешанной конвекции окислителя // ФГВ. 1981. Т. 17, № 2. С. 13–22.
4. *Гришин А.М.* Математическое моделирование некоторых нестационарных азотермохимических явлений. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1973. 281 с.
5. *Гришин А.М., Якимов А.С.* Пиролиз двухслойного теплозащитного материала под действием заданного теплового потока // ФГВ. 1986. Т. 22, № 4. С. 42–48.
6. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 141–149.
7. *Гришин А.М., Парашии А.Д., Якимов А.С.* Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении // ФГВ. 1993. Т. 29, № 1. С. 87–95.
8. *Зинченко В.И., Костин Г.Ф., Якимов А.С.* Расчет характеристик теплообмена при разрушении теплозащитного материала // ФГВ. 1994. Т. 30, № 4. С. 78–84.
9. *Зинченко В.И., Несмелов В.В., Якимов А.С.* Исследование термохимического разрушения углефенольного композиционного материала в потоке высокотемпературного газа // ФГВ. 1995. Т. 31, № 1. С. 80–88.
10. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.* Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
11. *Голованов А.Н.* О влиянии периодических возмущений на процессы разрушения некоторых композиционных материалов // ФГВ. 1999. Т. 35, № 3. С. 67–73.
12. *Шварц Г.С.* Новые материалы и конструкции для абляционных щелей // Исследования при высоких температурах. М.: Наука, 1967. С. 462–484.
13. *Несмелов В.В.* Влияние темпа нагрева на характеристики теплопереноса при термической деструкции фенольного углепластика // ФГВ. 1993. Т. 29, № 6. С. 53–58.
14. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 318 с.
15. *Гришин А.М., Зинченко В.И., Кузин А.Я. и др.* Решение некоторых обратных задач механики реагирующих сред. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. 418 с.
16. *Назаров Г.И., Сушкин В.В.* Теплостойкие пластмассы. М.: Машиностроение, 1980. 208 с.
17. *Белихмаер Я.А., Смолянинова Н.М., Смолянинов С.И.* Техника эксперимента: Учеб. пособие. Томск: Изд-во ТПИ, 1983. 162 с.
18. *Уэндланд У.* Термические методы анализа / Под ред. В.А. Степанова, В.А. Берштейна. М.: Мир, 1978. 312 с.
19. *Синицын С.П.* Решение обратной задачи пиролиза композиционных материалов при двухстадийной кинетической схеме // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 4. С. 48–56.
20. *Хитрин Л.Н., Головина Е.С.* Высокотемпературное взаимодействие графита с различными химически активными газами // Исследования при высоких температурах. М.: Наука, 1967. С. 157–165.

21. *Варгафтик Н.Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
22. *Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Э.* Молекулярная теория жидкостей и газа. М.: ИЛ, 1961. 929 с.
23. *Алексеев Б.В., Гришин А.М.* Курс лекций по аэротермохимии. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1979. 330 с.
24. *Якимов А.С.* Нестационарная теплопередача через двухслойную пластину с учётом термохимического разложения теплозащитного покрытия // Исследование по гидродинамике и теплообмену. Новосибирск: Изд-во ИТФ СО АН СССР, 1976. С. 131–139.
25. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
26. *Тирский Г.А.* Вычисление эффективных коэффициентов диффузии в ламинарном, диссоциированном, многокомпонентном пограничном слое // ПМТФ. 1969. № 1. С. 180–192.
27. *Campbell E.C., Fristrom R.M.* Reaction kinetics thermodynamics and transport in the hydrogen bromine system // Chemical Reviews. 1958. Vol. 38, № 2. P. 173–234.
28. *Щетинков Е.С.* Физика горения газов. М.: Наука, 1965. 739 с.
29. *Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С.* Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. 320 с.
30. *Гришин А.М., Якимов А.С.* Исследование переходных режимов горения пористых реагирующих сред // ЧММСС. 1976. Т. 7, № 6. С. 39–51.
31. *Алексеев Б.В., Гришин А.М.* Введение в аэротермохимию. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1978. 417 с.
32. *Виленский В.Д., Петухов Б.С., Харин Б.Е.* Теплообмен и сопротивление в круглой трубе при ламинарном течении газа с переменными свойствами // ТВТ. 1969. Т. 7, № 5. С. 931–939.
33. *Никитин А.Т., Юревич Ф.Б.* Теоретическое исследование нестационарного нагрева и уноса коксующихся полимерных материалов // Тепло- и массообмен. Т. 2, ч. 2. Минск: Наука и техника, 1972. С. 295–308.
34. *Омельченко К.Г., Савелов М.В., Тимошенко В.П.* К исследованию процессов тепло-массообмена в разлагающихся пористых материалах // ТВТ. 1974. Т. 12, № 4. С. 761–768.
35. *Душин Ю.В.* Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л.: Химия, 1968. 224 с.
36. *Юревич Ф.Б., Ролин М.Н.* Методика расчёта уноса массы тефлона при разрушении его в высокотемпературном газовом потоке // ИВЖ. 1971. Т. 20, № 1. С. 70–75.
37. *Кларк.* Параметрическое исследование нестационарной абляции тефлона // Теплопередача: Труды Америк. общ. инж.-мех. Сер. С. 1972. Т. 94, № 4. С. 13–22.
38. *Ленгелле.* Кинетика тепловой деструкции и пиролиза на поверхности виниловых полимеров // РТК. 1970. Т. 8, № 11. С. 85–95.
39. *Араи Н.* Нестационарная абляция тефлона в условиях интенсивного радиационного и конвективного нагрева // РТК. 1979. Т. 17, № 6. С. 103–110.
40. *Лейбензон Л.С.* Подземная гидрогазодинамика: Собрание трудов. М.: Изд-во АН СССР, 1953. Т. 2. 544 с.
41. *Патент США 2351390 (1944); Chem. Abstract, 38. (1944). 5228.*
42. *Дульнев Г.Н., Заричник Ю.П.* Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Л.: Энергия, 1974. 264 с.
43. *Шнайдер, Долтон, Рид.* Механическая эрозия обуглевающегося аблирующегося материала при наземных испытаниях и в условиях спуска в атмосфере // РТК. 1968. Т. 6, № 1. С. 76–87.

44. *Эприл, Пайк, Вале*. Моделирование течения реагирующего газа в слое кокса теплозащитного покрытия // РТК. 1971. Т. 9, № 6. С. 148–156.
45. *Гордеев А.Н., Колесников А.А., Якушин М.И.* Влияние каталитической активности поверхности на неравновесный теплообмен в дозвуковой струе диссоциированного азота // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 166–172.
46. *Гофман А.Г., Гришин А.М.* Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокотемпературном потоке воздуха // ПМТФ. 1984. № 4. С. 107–114.
47. *Никитин П.В., Овсянников В.М., Холодков Н.В.* Разрушение композиционного материала на органической основе в высокотемпературном потоке газа // ИФЖ. 1986. Т. 50, № 3. С. 363–373.
48. *Землянский Б.А., Степанов Г.И.* О расчёте теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 173–177.
49. *Луи́в В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г.* Гиперзвуковое обтекание притупленных конусов с учётом равновесных физико-химических превращений. М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
50. *Лапин Ю.В.* Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1982. 372 с.
51. *Карпетьянц М.Х., Карпетьянц М.М.* Основные термодинамические константы неорганических и органических веществ. М.: Химия, 1968. 471 с.
52. *Соседов В.П.* Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник. М.: Металлургия, 1975. 335 с.
53. *Уилсон, Спитцер.* Излучательная способность некоторых теплозащитных материалов в видимой и ближней инфракрасной областях спектра // РТК. 1968. Т. 6, № 4. С. 108–117.
54. *Бучнев Л.М., Смыслов А.И., Дмитриев И.А. и др.* Экспериментальное исследование энтропии квазиоднокристалла графита и стеклогуглерода в интервале температур 300–3800 К // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25, № 6. С. 1120–1125.
55. *Виленская Г.Г., Немчинов И.В.* Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты // Докл. АН СССР. 1969. Т. 186, № 5. С. 1048–1051.
56. *Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г. С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 212 с.
57. *Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С.* Термохимическое действие лазерного излучения // Успехи физических наук. 1982. Т. 138, № 9. С. 43–90.
58. *Минько Л.Я., Гончаров В.К., Лопарев А.Н.* Исследование отражения лазерного излучения при его разрушающем действии на непрозрачные диэлектрики // Физика и химия обработки материалов. 1979. № 1. С. 31–36.
59. *Лопарев А.Н., Минько Л.Я.* Роль частиц в экранирующем действии собственных лазерных эрозионных плазменных факелов // Физика и химия обработки материалов. 1979. № 1. С. 31–36.
60. *Левданский В.В., Лейциса В.Г., Мартыненко О.Г. и др.* Нагрев излучением пористого тела // Воздействие концентрированных потоков энергии на материалы / Под ред. П.Н. Рыкалина. М.: Наука, 1985. С. 99–107.
61. *Захаров Н.С., Карпенко В.А., Шенцов Н.И.* Взаимодействие оптического излучения со структурно-несподобными диэлектриками // ТВТ. 1989. Т. 27, № 6. С. 1174–1178.

62. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов: Справочник. М.: Машиностроение, 1985. 496 с.
63. Зинченко В.И., Несмелов В.В., Якимов А.С., Костин Г.Ф. О влиянии массовой доли связующего в теплозащитном покрытии на тепломассообмен при взаимодействии с высокоэнthalпийном газовым потоком // ФГВ. 1998. Т. 34, № 6. С. 48–57.
64. Предводителев А.С., Ступоченко Е.В., Самуйлов Е.В. Таблицы термодинамических функций (для температур от 6000 до 12000 К и давлений от 10^{-3} до 10^3 атм). М.: Изд-во АН СССР, 1957. 453 с.
65. Скала, Джильберт. Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях // РТК. 1965. Т. 3, № 9. С. 87–126.
66. Линкольн К.Э. Экспериментальное определение состава паров, образующихся при абляции фенольного углепластика под действием лазерного облучения // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2, № 4. С. 118–129.
67. Хантер Л.В., Пирины Л.Л., Коин Д.В., Бренза П.Т. Метод расчёта абляции графитового покрытия возвращаемого аппарата при сверхзвуковых и дозвуковых скоростях его полёта // Аэрокосмическая техника. 1987. № 8. С. 31–37.

Глава 2. АКТИВНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА

Во второй главе изложены данные об активной тепловой защите. В § 2.1–2.6 изложены новые способы управления тепловыми режимами при осесимметричном и пространственном обтекании тела высокоэнтальпийным потоком, связанные с одновременным воздействием вдува газа с поверхности затупления и использованием высокотеплопроводных материалов. Разработана математическая модель задачи обтекания в осесимметричной [1, 4], пространственной [2, 3, 5, 6], раздельной [1–3] и сопряженной постановках [4–6].

Предложены новые способы управления тепловыми режимами, связанные с одновременным воздействием вдува газа-охладителя и перетекания тепла в теплозащитном материале. С использованием ЭВМ исследовано тепловое состояние модели с учетом балансовых граничных условий и двухтемпературности пористого затупления [1, 3].

§ 2.1. Расчет характеристик теплообмена в осесимметричном теле с учетом двухтемпературности пористой среды

Математическому моделированию процессов тепло- и массопереноса в составном композиционном материале посвящено ограниченное число работ [1, 4, 7, 8]. Если в [7] рассмотрен режим термохимического разрушения под действием заданного теплового потока в многослойном композиционном материале на боковой части тела вращения, то в [4, 8] уже решается задача о взаимодействии высокоэнтальпийного потока с комбинированным композиционным материалом в сопряженной постановке от начала пористого тела вращения до семи калибров по обводу непроницаемого конуса. Однако математическая модель теплообмена в [8] записана без учета перетекания тепла между конусом и пористым телом (рис. 2.1.1). Кроме того, результаты расчетов в [4, 8] для пористой части тела получены в однотемпературном приближении. В то же время известно [9], что в общем случае в газопроницаемых средах температура газа и температура конденсированной фазы различаются.

В [10–12] приводится обширный список работ, в которых исследовано температурное состояние систем пористого охлаждения [13–15]. Однако, как справедливо отмечено в [10], полученные результаты не

сопоставимы из-за значительного произвола или недостаточной корректности в формулировке граничных условий. В отечественной и зарубежной литературе [12, 13, 15], посвященной математическому моде-

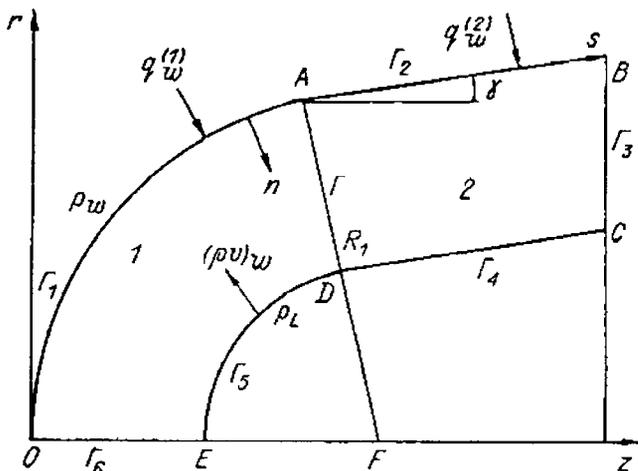


Рис. 2.1.1. Схема обтекаемого тела

лированию процессов тепломассообмена в двухтемпературной среде, в уравнении сохранения энергии для газовой фазы при расчете поля температур, как правило, не учитывают перенос тепла кондукцией. В то же время при учете последнего в [14] предполагается, что весь тепловой поток на внешней границе раздела сред падает на поверхность каркаса (как для одностепенной среды), а для газа выставляется мягкое граничное условие $(\partial^2 T_2 / \partial n^2)|_{n=0} = 0$ или условие тепловой изоляции. Изучение характеристик тепломассообмена для двух типов газопроницаемых сред показало [16], что балансовые (имеющие смысл законов сохранения) граничные условия инвариантны относительно теплофизических свойств двухтемпературной пористой среды. Отметим, что в [16] получены пределы применимости мягких граничных условий.

Цель данного параграфа — изучение в рамках двухтемпературной модели пористой инертной среды внутреннего механизма тепломассообмена для оболочки, составленной из разных материалов. В результате математических экспериментов показано, что необходимо учиты-

вать двухтемпературность пористой среды, использовать материалы, имеющие структурные характеристики, обеспечивающие максимальное значение коэффициента межфазного теплообмена, в качестве теплового экрана брать конструктивным элементом металлокерамику.

Постановка задачи. Для упрощения анализа будем считать, что среда двухтемпературная, т.е. газовая и конденсированная фазы имеют различные температуры, величина потока массы по нормали к обтекаемой поверхности тела значительно больше, чем по образующей этой поверхности, 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 состояния идеального газа, состав вдуваемого газа и в набегающем внешнем потоке одинаков, тепловой поток на внешней нагреваемой стороне конической части тела задавался таким образом, чтобы температура поверхности конуса к моменту окончания теплового воздействия $t = t_0$ была меньше температуры плавления данного материала.

Расход газа-охлаждителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [9, 12, 17]. Дело в том, что при больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re \gg 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [13], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Задача расчета характеристик теплообмена, с использованием естественных координат, сводится к решению системы уравнений сохранения [1]:

$$\frac{\partial(\rho_2 \phi v r H)}{\partial n} = 0, \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \rho_1 c_{p1} (1 - \phi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{rH} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left[rH \lambda_1 (1 - \phi) \frac{\partial T_1}{\partial n} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r \lambda_1 (1 - \phi)}{H} \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] \right\} - A_v (T_1 - T_2), \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

$$c_{p2} \left(\rho_2 \phi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 \phi v \frac{\partial T_2}{\partial t} \right) = \left[\frac{\partial}{\partial n} \left(rH \lambda_2 \phi \frac{\partial T_2}{\partial n} \right) \right] \frac{1}{rH} +$$

$$+ \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r \lambda_2 \varphi}{H} \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) \right] \frac{1}{rH} + A_v (T_1 - T_2), \quad (2.1.3)$$

$$A \mu v + B \rho_2 \varphi v |v| = - \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (2.1.4)$$

$$p = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, r = (r_1 - n) \sin(s / R_1), H = (R_1 - n) / R_1, \quad (2.1.5)$$

$$\mu \sim \sqrt{T_2}, \lambda_2 \sim \sqrt{T_2}, \varphi = \text{const},$$

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial n} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \\ &+ \frac{\lambda}{r} \left(\frac{\partial T}{\partial s} \sin \gamma - \frac{\partial T}{\partial n} \cos \gamma \right), \end{aligned} \quad (2.1.6)$$

$$r = (R_1 - n) \cos \gamma + (s - s_A) \sin \gamma.$$

Систему уравнений (2.1.1) – (2.1.4), (2.1.6) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T|_{t=0} = T_n; \quad (2.1.7)$$

на внешней нагреваемой поверхности пористого носка OA (область l на рис. 2.1.1)

$$\left(q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4 \right) (1 - \varphi) = -\lambda_1 (1 - \varphi) \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right) \Big|_{\Gamma_1}; \quad (2.1.8)$$

$$\varphi q_w^{(1)} = -\lambda_2 \varphi \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right) \Big|_{\Gamma_1}, q_w^{(1)} = \alpha^{(1)} (h_{e0} - c_{p2} T_{1w}); \quad (2.1.9)$$

на оси симметрии OE

$$\left(\frac{\partial T_1}{\partial s} \right) \Big|_{\Gamma_6} = 0, \left(\frac{\partial T_2}{\partial s} \right) \Big|_{\Gamma_6} = 0; \quad (2.1.10)$$

на внутренней поверхности области l

$$-\lambda_1 (1 - \varphi) \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right) \Big|_{\Gamma_3} = \delta (T_1|_{\Gamma_3} - T_n); \quad (2.1.11)$$

$$T_2|_{\Gamma_3} = \frac{\delta}{c_{p2} (\rho v)_w} (T_1|_{\Gamma_3} - T_n) + T_n; \quad (2.1.12)$$

на линии сопряжения AD областей 1 и 2 условия идеального контакта

$$\frac{\lambda_1(1-\varphi)}{H} \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{\Gamma_-} = \lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{\Gamma_+}, \quad T_1 \Big|_{\Gamma_-} = T_2 \Big|_{\Gamma_-} = T \Big|_{\Gamma_+} = T_n; \quad (2.1.13)$$

на внешней нагреваемой сплошной поверхности AB

$$q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_w^4 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{\Gamma_2}, \quad q_w^{(2)} = \alpha^{(2)} (h_{e0} - c_{p2} T_w); \quad (2.1.14)$$

на ломаной линии BCD области 2 выставляются условия тепловой изоляции

$$\frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{\Gamma_3} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma_4} = 0; \quad (2.1.15)$$

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

$$p \Big|_{\Gamma_1} = p_w, \quad p \Big|_{\Gamma_5} = p_L. \quad (2.1.16)$$

Граничное условие (2.1.12) выводится из уравнения (2.1.11) и балансового соотношения для температуры на границе раздела тела и внешней среды с учетом вдува [11]

$$\lambda_1(1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n} \Big|_{\Gamma_3} + \varphi \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n} \Big|_{\Gamma_3} = (\rho v)_w (h_2^{(1)} - h_w^{(1)}), \quad h_2^{(1)} = c_{p2} T_2$$

при условии $\left(\varphi \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n} \Big|_{\Gamma_3} \right) \ll (1-\varphi) \lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \Big|_{\Gamma_3} \right)$, $h_w^{(1)} = c_{p2} T_n$. Тем самым через

(2.1.12) задается относительный подогрев теплоносителя $(T_2 \Big|_{\Gamma_3} - T_n) / (T_1 \Big|_{\Gamma_3} - T_n)$ до подхода к внутренней поверхности области 1, определяемой, вообще говоря, неизвестной величиной δ .

Коэффициент теплообмена в выражении для конвективного теплового потока в области 1 находится из формул [9]

$$\alpha^{(1)} = \xi \eta \exp[-0.37(\rho v)_w / \xi \eta], \quad \eta = k_1 / R_1^{0.2} (1 + c_{p2} T_{1w} / h_{e0})^{2/3},$$

$$\xi = 3.75 \sin(s / R_1) - 3.5 \sin^2(s / R_1). \quad (2.1.17)$$

В области 2 $\alpha^{(2)} = f(t, s)$ задается аналитической формулой

$$\alpha^{(2)} = 1.27s / R_1 \exp(s / k_4), \quad 0 \leq t \leq 1, c,$$

$$\alpha^{(2)} = k_2 [k_3 - \exp(0.4t + t / t_0)] s \exp(s / k_1) / R_1, \quad t \geq 1 c. \quad (2.1.18)$$

Здесь: t – время; r, z – поперечная и продольная составляющие цилиндрической системы координат; n, s – составляющие естественной системы координат; T – температура; p – давление; ρ – истинная плотность; v – скорость фильтрации газа в области 2; $(\rho v)_w$ – расход газа-охладителя в порах; c_p, λ, μ и δ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости и теплоотдачи на внутренней поверхности оболочки; φ – пористость; A_v – объемный коэффициент теплообмена между газом и каркасом; R – универсальная газовая постоянная; A и B – вязкостный и инерционный коэффициенты в законе Дарси; σ – постоянная Стефана–Больцмана; $\varepsilon^{(i)}$ ($i = 1, 2$) – излучательная способность поверхности каркаса и графита; R_1 – внешний радиус затупления тела; L_{OE} – толщина оболочки; s_{OB} – длина тела по образующей; $\alpha^{(i)}$ – коэффициент теплообмена в формуле для конвективного теплового потока; γ – угол конусности; $q_w^{(i)}$ ($i = 1, 2$) – конвективный тепловой поток из газовой фазы; $Q_{w1} = (q_w^{(1)} - \varepsilon^{(1)} \sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi)$, $Q_{w2} = (q_w^{(2)} - \varepsilon^{(2)} \sigma T_w^4)$ – суммарный тепловой поток в конденсированную фазу на сфере и на конусе соответственно; h – энтальпия; M – молекулярная масса воздуха; Nu, Pe и Re – числа Нуссельта, Пекле и Рейнольдса; индексы e и $e0$ приписываются величинам на внешней границе пограничного слоя и в точке торможения соответственно, w и L – термодинамическим параметрам на внешней и внутренней границах раздела газообразной и конденсированной фаз, 1 и 2 сверху – параметрам в области 1 и 2, 1 и 2 внизу – каркасу и газу в области 1, n – начальным величинам, v – объемным величинам, 0 – моменту окончания теплового воздействия, $*$ – характерным величинам.

Метод расчета и исходные данные. Давление на внешней нагреваемой поверхности тела $p_w = p_* \cdot p_{e0}$ находилось из формул сфер [18]: $p_* = 1 - 1.17 \sin^2(s/R_1) + 0.225 \cdot \sin^6(s/R_1)$, а в точке торможения задавалось постоянным. Давление на внутренней «холодной» поверхности оболочки сферы бралось в виде $p_L = 1.2 \cdot p_{e0}$, что обеспечивало необходимый расход охладителя на участке теплового воздействия от $t = 0$ до $t = t_0$.

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 v \varphi = -(\rho v)_w \times r_w / rH$ (знак « \rightarrow » обусловлен тем, что нормальная составляющая координата n направлена вглубь тела (рис. 2.1.1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с выражением (2.1.5), нелинейным законом Дарси (2.1.4) и граничными условиями (2.1.16) может быть проинтегрировано и найдены расход газа и давление поперек слоя области 1:

$$(\rho v)_w(s) = \left\{ \left[2B(p_L^2 - p_w^2) \varphi MD_L / R + E_L^2 \right]^{0.5} - E_L \right\} / 2BD_L, \quad (2.1.19)$$

$$p(s, n) = \left\{ p_w^2 + 2R \left[B(\rho v)_w^2 D + (\rho v)_w E \right] / M \right\}^{0.5}, \quad (2.1.20)$$

где $D(s, n) = \int_0^n T_2 (r_w / rH)^2 dn$, $E(s, n) = A \int_0^n \mu T_2 (r_w / rH) dn$.

Краевая задача (2.1.2), (2.1.3), (2.1.6) – (2.1.15) решалась численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [19]. Использовались неявные, монотонные, абсолютно устойчивые разностные схемы с суммарной погрешностью аппроксимации $O(\tau + H_{i+1} - H_i + H_{2i+1} - H_{2i})$ (H_i – переменный шаг по пространству вдоль координаты s , H_{2i} – вдоль координаты n). При этом обеспечивался автоматический выбор шага по времени τ из условия заданной точности, с одной стороны, и сходимости итераций по значениям T_1, T_2 – с другой. Максимальный шаг по времени не превышал 0.5 для расчетной сетки по пространству и $T_1(31 \times 17)$ и $T_2(21 \times 17)$ при решении задачи на ЭВМ. Кроме того, программа численного расчета тестировалась на точном аналитическом решении [20]. Отклонение численного решения от точного значения на заданном промежутке времени не превышало 0.76 %. Интеграл в уравнении (2.1.20) находился по формуле трапеций. При численном решении необходимо было уменьшить шаг разностной сетки по пространственной координате n в окрестности нагретой границы для преодоления трудностей расчета, связанных с малым параметром при старшей производной в уравнении (2.1.3).

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала брались из [21] для образца, изготовленного из спеченного порошка нержавеющей стали. При этом $T_n = 300$ К, $h_{e0} = 6.1 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\lambda_1 = 2.92 + 4.5 \cdot 10^{-3} T_1$ Вт/(м·К), $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0.544 T_1) \cdot 10^3$, $\rho_{r0} = 4 \cdot 10^5$ Н/м² Дж/(м³·К), $\varphi = 0.34$, $L_{0E} = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $s_{0B} = 0.2725$ м,

$\varepsilon^{(1)} = 0.7$, $c_{p2} = 10^3$ Дж/(м³·К), $\delta = 100$ Вт/(м²·К), $A = 2.3 \cdot 10^{11}$ м⁻²,
 $B = 5.7 \cdot 10^5$ м⁻¹, $R = 8.31$ Дж/(моль·К), $\gamma = 10^\circ$, $R_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ м,
 $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $t_0 = 10$ с, $k_1 = 1.76$, $k_2 = 0.7$, $k_3 = 2.5$, $k_4 = 0.18$.

Характерные величины при $T_* = 10^3$ К в формуле для вязкости и теплопроводности воздуха ($\lambda_2 = \lambda_* \sqrt{T_2/T_*}$, $\mu = \mu_* \sqrt{T_2/T_*}$) брались из [22]: $M = 0.029$ кг/моль, $\mu_* = 4.2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_* = 6.7 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К). Теплофизические параметры и излучательная способность графита ВПШ взяты из [23].

Теплофизические характеристики пористой металлокерамики Al₂O₃40 % + Si₃N₄60 % с $\phi = 0.36$ определялись с помощью измерителей теплоемкости и теплопроводности ИТ-С_p-400, ИТ-λ-400 [24], эффективные значения которых от температуры приведены в табл. 2.1.1.

Суммарные статистические погрешности в определении параметров не превышали 6.9 и 7.7 % соответственно, а плотность пористой керамики составила 2072.8 кг/м³. Фильтрационные характеристики A и B в нелинейном законе Дарси (2.1.4) получены по методике [25]: $A = (1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{10}$ м⁻², $B = (6.56 \pm 0.1) \cdot 10^3$ м⁻¹. Значение $Re = (\rho v)_w l_* / \mu$ варьировалось в пределах 1.57–2.37. В силу того, что B невелико, в числе Рейнольдса в качестве характерного размера использовалась величина $l_* = \sqrt{A^{-1}}$.

Таблица 2.1.1
**Теплофизические характеристики
 пористой металлокерамики**

T, K	$c_{p1}, \text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$	$\lambda_1, \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{K})$
300	701.3	0.101
400	950.2	0.11
500	1372	0.115
600	1804	0.125

Анализ литературных данных показывает [9, 11, 12, 21, 26], что не смотря на большое количество работ, посвященных теплообмену в пористых средах, существует значительное расхождение в коэффициен-

тах теплообмена A_v . Опытные данные по внутривязному теплообмену обобщены в [26] уравнением подобия

$$\text{Nu}_v = 0.015 \cdot \text{Pe}^{n_1}, \quad n_1 = 1 - 1.3, \quad 0.5 < \text{Pe} < 80. \quad (2.1.21)$$

В [26] при обработке зависимости из (2.1.21) в качестве характерного размера использовалось $l_* = B/A$, причем A и B определялись экспериментально для данного образца. Такой подход позволяет в соотношении $\text{Nu}_v = f(\text{Pe})$ учесть взаимосвязь гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Использование критериальной зависимости (2.1.21) для пористой керамики при $n_1 = 1.3$ дает $A_v = 1.1 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, а для пористой стали [21] $A_v = 3.6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$.

Пусть при заданных величинах давлений $p_L = 1.25 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ и $p_w = 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ имеет место изотермический прогрев металлокерамики. Тогда при известных A , B и $T = 300 \text{ К}$ из формулы (2.1.19) без учета геометрии оболочки можно найти расход $(\rho v)_w = 5.03 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Эксперимент в этих условиях прогрева дает $(\rho v)_w = 5.48 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, расхождение результатов не превышает 8%.

Анализ результатов численного решения. Сначала рассмотрим первый режим прогрева оболочки, когда передняя часть выполнена из пористой [21], а коническая из непроницаемой стали [12]. На рис. 2.1.2 даны зависимости температуры поверхности каркаса T_{1w} , газа T_{2w} , суммарного теплового потока в конденсированную фазу Q_{wi} , $i = 1, 2$ (сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответственно) в моменты времени $t = 2, 4, 6 \text{ с}$ (линии 1–3) для коэффициента межфазного теплообмена $A_v = 3.6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$. Кривые 1'–3' отвечают расходу охладителя $(\rho v)_w$ в те же самые моменты времени. Видно, что с ростом Q_{wi} увеличивается температура каркаса и газа в проницаемом носке. Причем максимум температуры пористого носка $T_{1*} = T_{1w}(s_*, t)$ и Q_{w*} находится в согласии с максимумом для $\alpha^{(1)}$ в формуле (2.1.17). Оказалось, что при заданных $A_v = 3.6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ и давлении $p_L = 1.25 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$ образец не разрушается, так как $T_{1*} = 1445 \text{ К}$

при $t = t_0$ остается меньше температуры плавления пористой стали 1600 К. Расход газа-охладителя (рис. 2.1.2) вдоль поверхности тела на некоторых участках роста температуры газа уменьшается из-за увеличения влияния сил инерции по сравнению с силами давления в законе Дарси (2.1.4).

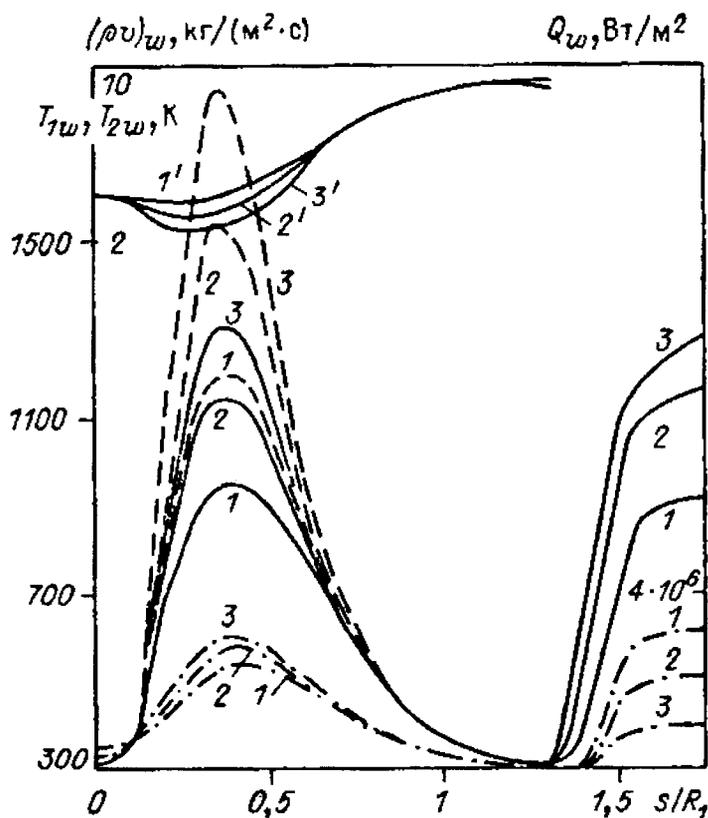


Рис. 2.1.2. Распределение температуры поверхности каркаса, газа и суммарного теплового потока в конденсированную фазу по обводу тела в различные моменты времени

Температура поверхности T_w конической части оболочки для материала на основе керамики [27], стали [12] и графита ВПП [23] (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) приведена на рис. 2.1.3 в моменты времени $t = 1, 4, 8$ с (линии 1–3). Поскольку теплопроводность керамики на порядок ниже стали, а у стали на порядок ниже, чем у графита, то материалы в том же порядке по глубине прогреваются меньше, тогда как температуры поверхности их выше.

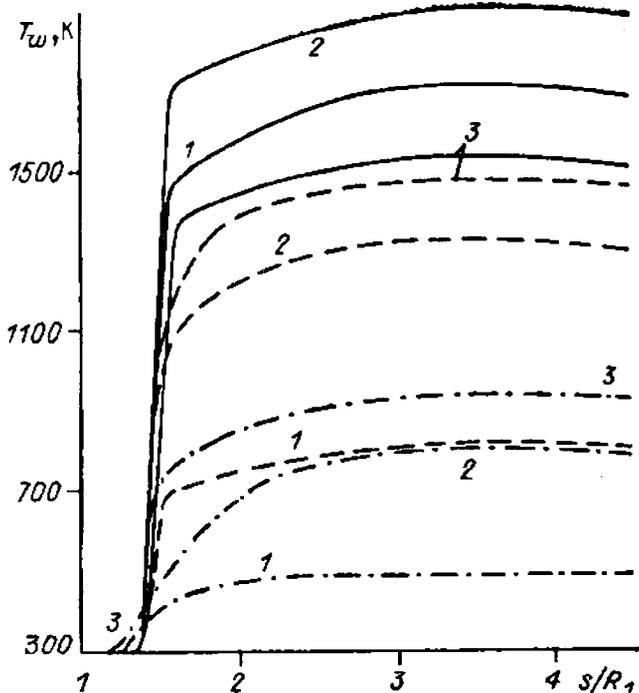


Рис. 2.1.3. Распределение температуры поверхности конической части оболочки для трех материалов в различные моменты времени

В силу того, что теплопроводность графита и стали одного порядка, прогрев пористого тела на глубине одного шага по s от стыка с ко-

нусом для $t = t_0$ составил 338 и 351 К соответственно, в то время как для керамики прогрев из-за низкой теплопроводности составил лишь 305 К. По-видимому, последний материал в силу хороших теплоизоляционных свойств целесообразно использовать конструктивным элементом в тепловых экранах.

Изменение в граничных условиях величины δ до 500 при прочих равных входных данных не приводит ни к количественному, ни к качественному изменению результата решения задачи.

На рис. 2.1.4 сплошными линиями 1–4 показаны профили температуры поверхности каркаса T_{1*} , отвечающие соответственно $A_v = 3.6 \cdot 10^7$, $1.8 \cdot 10^7$, $7.2 \cdot 10^7$, 10^{10} Вт/(м³·К), в зависимости от времени (штриховые кривые отвечают профилю $(\rho v)_w$).

Распределение температуры каркаса и газа по глубине в сечении $s = s_*$ при $t = 2$ с для указанных режимов тепломассообмена дано на рис. 2.1.5 штриховыми и сплошными кривыми соответственно.

Анализ рис. 2.1.4 и 2.1.5 показывает, что уменьшение интенсификации теплообмена между газом и каркасом [$A_v = 1.8 \cdot 10^7$ Вт/(м³·К)] приводит к росту T_1 и T_2 в окрестности поверхности носка. Дело в том, что большее значение T_2 при $A_v = 1.8 \cdot 10^7$ Вт/(м³·К), чем при $A_v = 3.6 \cdot 10^7$ Вт/(м³·К), ведет к уменьшению расхода охладителя (рис. 2.1.4, кривая 2) согласно формуле (2.1.19). Таким образом, охладитель с более высокой температурой обладает меньшим эффектом охлаждения проникаемой оболочки, что не противоречит результатам [13–15]. Это приводит к увеличению коэффициента теплообмена $\alpha^{(1)}$ из (2.1.17), а в итоге – к росту конвективного теплового потока $q_w^{(1)}$.

Обратный эффект наблюдается при $A_v = 7.2 \cdot 10^7$ Вт/(м³·К) (кривые 3 на рис. 2.1.4 и 2.1.5). Значение $A_v = 10^{10}$ Вт/(м³·К) выравняет температуру газовой и конденсированной фазы (рис. 2.1.5, кривая 4). Это в конечном итоге понижает температуру поверхности каркаса на 800 К. Для оболочки ($L = 5 \cdot 10^{-3}$ м и $A_v = 3.6 \cdot 10^7$ Вт/(м³·К) – кривые 5 на рис. 2.1.4 и 2.1.5) вследствие уменьшения перепада давления расход охладителя понижается на 33 %, что приводит к увеличению $q_w^{(1)}$ и к разрушению каркаса при $t = t_0$.

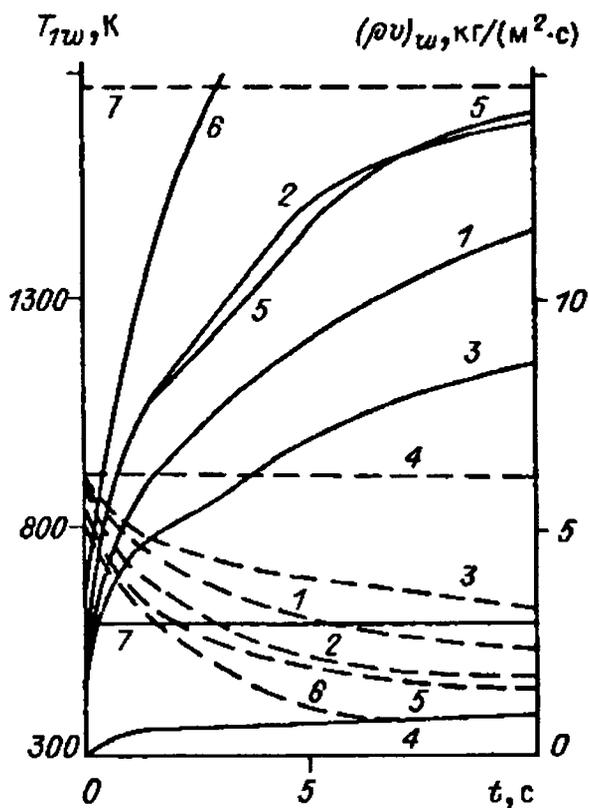


Рис. 2.1.4. Зависимость температуры поверхности каркаса T_{1*} от времени для различных значений A_v (сплошные линии), штриховые кривые отвечают профилю $(\rho v)_w$

Надо сказать, что для некоторых режимов теплообмена для балансовых граничных условий (2.1.8), (2.1.9) $T_{2w} > T_{1w}$ (кривые 1–3, 5 на рис. 2.1.5). Однако по мере продвижения в глубь материала T_1 становится выше T_2 . Это связано с тем, что для таких режимов теплообмена мал расход газа при $t = 2$ с (см. рис. 2.1.4). В результате температура воздуха резко возрастает как на поверхности, так и в некоторой ее окрестности из-за теплообмена с внешней средой и каркасом и

большей теплопроводности воздуха, чем у каркаса (стали). Затем по мере установления процесса теплообмена конденсированная фаза прогревается быстрее, так как теплопроводность пористой стали на два порядка выше теплопроводности газа.

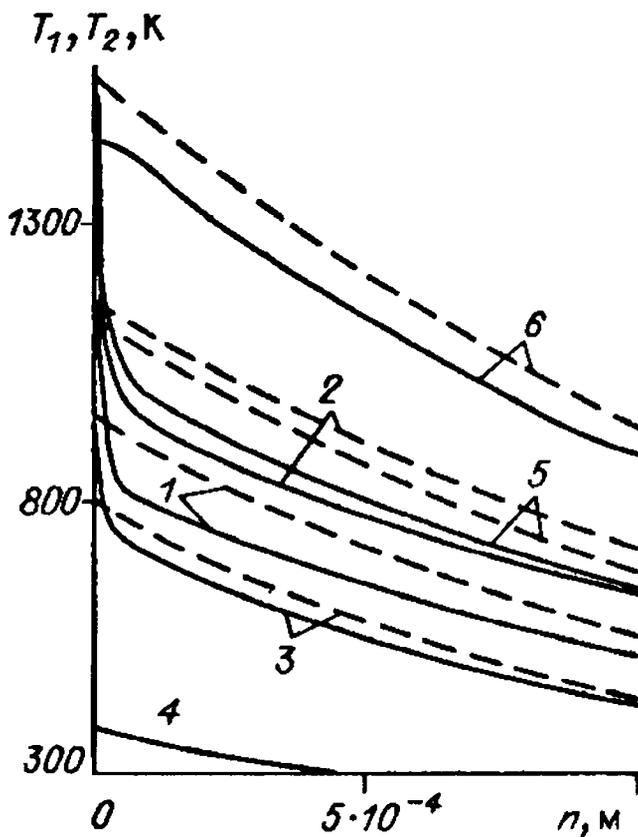


Рис. 2.1.5. Распределение температуры каркаса (штриховые) и газа (сплошные кривые) по глубине тела в сечении $s = s_0$ при $t = 2$ с

Кривые 6 на рис. 2.1.4 и 2.1.5 отвечают режиму $A_v = 3.6 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ и условию тепловой изоляции для газа $(\partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_1} = 0$. В этом случае, согласно граничному условию для T_w (2.1.8), весь конвективный тепловой поток $q_w^{(1)}$ падает на поверхность каркаса. Так как $\phi = 0.34$, то поверхность конденсированной фазы все время греется интенсивнее более чем на 30% и достигает температуры плавления при $t > 2$ с. При малой пористости $\phi = 0.05$ балансовые граничные уравнения (2.1.8), (2.1.9) практически совпадают с условиями тепловой изоляции $(\partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_1} = 0$ [14], так как в этом случае $(\lambda_2 \phi \partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_1} / [\lambda_1 (1 - \phi) \partial T_1 / \partial n]|_{\Gamma_1} \ll 1$ и весь тепловой поток из газовой фазы падает на поверхность каркаса. Поэтому условия $(\partial T_2 / \partial n)|_{\Gamma_1} = 0$ могут иметь физический смысл только при $\phi < 0.1$. Однако композиционный материал с малой пористостью в теплотехнике практически не используется [12]. Кроме того, в [16] показано, что условия тепловой изоляции для газа не являются инвариантными относительно теплофизических свойств двухтемпературной газопроницаемой среды.

Рассмотрим второй режим прогрева композиционного материала, когда передняя часть – пористая керамика, а коническая – непроницаемая сталь (кривые 7 на рис. 2.1.4). В этом режиме при $p_{e0} = 1.8 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$, $A = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $B = 6.56 \cdot 10^3 \text{ м}^{-1}$, $L_{0E} = 5.9 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $A_v = 1.1 \cdot 10^7 \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$ силы инерции и вязкости малы по сравнению с перепадом сил давления, последние из которых в итоге и определили расход газа-охладителя в пористой керамике (для $(\rho v)_w$ штриховая линия 7 на рис. 2.1.4). В результате температура газа-охладителя увеличивается незначительно (до 325 К), а температура поверхности конденсированной фазы в десятые доли секунды достигает стационарного значения (сплошная линия 7 на рис. 2.1.4). Из-за низкой теплопроводности каркаса (см. табл. 2.1.1) и большого расхода газа температура иористой части в области стыка с конусом до $t = t_0$ сохраняется начальной. Последнее ведет к значительному стоку тепла, поступающего со стороны конической части оболочки. Поэтому в момент $t = t_0$ температура поверхности конуса по обводу на 200–300 К ниже, чем в первом режиме прогрева, когда передняя часть – пористая сталь.

Значения T_{1w} , T_{2w} существенно зависят от объемного коэффициента теплообмена A_v . Для обеспечения снижения температур поверхности пористых тел необходимо использовать материалы, имеющие структурные характеристики, обеспечивающие максимальное значение A_v .

Результаты численного эксперимента показали:

1) необходимость учета двухтемпературности при математическом моделировании процесса тепломассообмена в пористой стали и в пористой металлокерамике, потому что однотемпературность пористой среды ($A_v \rightarrow \infty$) значительно занижает температуру каркаса;

2) целесообразность применять в качестве теплового экрана материал на основе металлокерамики, так как в одинаковых условиях обтекания керамика из-за низкой теплопроводности практически не прогревается по глубине образца.

§ 2.2. Исследование характеристик теплообмена при обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки и вдуве газа с поверхности затупления

Как найдено для стационарных режимов прогрева [28], при высокотемпературном обтекании тела перетекание тепла в материале служит эффективным способом снижения температуры для областей, где достигаются максимальные тепловые нагрузки.

Анализ характеристик сопряженного нестационарного теплообмена, рассмотренный в [4] при различных режимах течения в пограничном слое, показал, что надежным способом тепловой защиты конструкции от перегрева является также вдув газа-охладителя. В последнем случае происходит ослабление теплового потока, подводимого к поверхности, и отбор тепла при фильтрации газа в порах.

В отличие от осесимметричного прогрева [4, 28] при обтекании тела под углом атаки [29], разница в тепловых потоках на подветренной и наветренной сторонах может быть весьма значительной, что вызывает перетекание тепла в окружающем направлении. В [29] исследовано влияние теплофизических свойств ряда материалов на температурные поля конической части обтекаемого тела и делается вывод о целесообразности использования высокотеплопроводных покрытий, обеспечивающих интенсивный сток тепла в область пористого затупления. При этом задача в области пористого затупления не рассматривалась, а использовались уп-

рощенные граничные условия на стыке сферической и конической частей тела.

В данном параграфе используется полная постановка задачи в составном теле и при математическом моделировании задаются граничные условия, соответствующие заданию конвективных тепловых потоков со стороны газовой фазы для пространственного сверхзвукового обтекания конуса, затупленного по сфере, с учетом влияния вдува с поверхности пористого затупления.

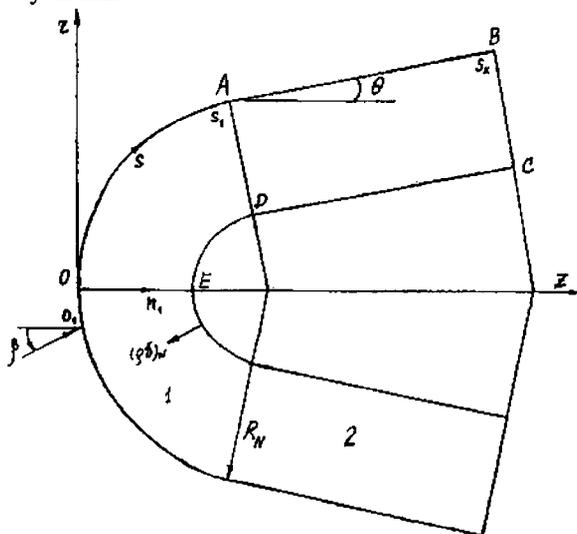


Рис. 2.2.1. Схема обтекания тела: 1 – пористое сферическое затупление, 2 – сплошная коническая часть тела

Постановка задачи. Для проницаемой сферической оболочки составного тела (рис. 2.2.1), с учетом допущения об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газ в направлении нормали к поверхности и фильтрации вдуваемого газ в направлении нормали к поверхности и однотемпературности пористой среды, уравнение сохранения энергии в естественной системе координат, связанной с осью симметрии тела, записываются [2]:

$$c_{\Sigma}(1-\varphi)\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_{\Sigma} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1 \lambda_{\Sigma}}{H_1} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] + \right.$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_{\Sigma}}{r_1} (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right] \left. \vphantom{\frac{\partial}{\partial \eta}} \right\} + (\rho \nu)_w \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{p1} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \quad (2.2.1)$$

где $0 \leq n_1 \leq L$; $0 \leq \eta \leq \pi$; $H_1 = (R_N - n_1) / R_N$; $r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s})$, $\bar{s} = s / R_N$.

Для конической части оболочки уравнение теплопроводности:

$$(r\rho c)_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \quad (2.2.2)$$

где $r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta$.

Систему уравнений (2.2.1), (2.2.2) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T_u, \quad (2.2.3)$$

на внешней нагреваемой границе раздела газового потока и тела AO (область l на рис. 2.2.1) имеем

$$q_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_w; \quad (2.2.4)$$

на внешней поверхности непроницаемого конуса AB

$$q_w - \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4 = -\lambda_2 (1 - \varphi) \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_w; \quad (2.2.5)$$

на внутренней поверхности ED проницаемой области 1 задается теплообмен по закону Ньютона с учетом вдува

$$\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = -\frac{r_{1w} c_{p1} (\rho \nu)_w}{(r_1 H_1)_{n_1=L}} (T_{1L} - T_u), \quad 0 \leq s < s_1; \quad (2.2.6)$$

на кольце сопряжения AD – условия идеального контакта

$$\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{1}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0}, \quad T_1|_{s=s_1-0} = T_2|_{s=s_1+0}; \quad (2.2.7)$$

на линиях DC , BC выставляются условия тепловой изоляции

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = 0, \quad \frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0; \quad (2.2.8)$$

для теплообмена, имеющего плоскость симметрии, имеем

$$\left. \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = \left. \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \right|_{\eta=\pi} = 0, \quad i=1,2. \quad (2.2.9)$$

При задании теплового потока из газовой фазы q_w воспользуемся формулами работы [30] для пространственного случая при ламинарном и турбулентном режимах течения в пограничном слое. Для ослабления теплового потока при вдуве газа-охлаждителя, совпадающего по составу с набегающим воздушным потоком, будем использовать формулы из [9]. При этом на пористой сферической части в системе координат, связанной с точкой торможения, получим для ламинарного режима течения в пограничном слое

$$q_w = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 \left[\frac{0.6(\rho v)_w}{(\alpha/c_p)^0} \right] (h_r - h_w), \quad \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 = 1.05 \cdot V_\infty^{1.08} \cdot \left(\frac{\rho_\infty}{R_N} \right)^{0.5} \times \\ \times [0.55 + 0.45 \cos(2\tilde{s})], \quad h_r = h_{e0} \left[\bar{p}^G + \left(\frac{u_e}{v_m} \right)^2 \text{Pr}^{0.5} \right], \quad (2.2.10)$$

$$u_e/v_m = (1 - \bar{p}^G)^{0.5}, \quad \bar{p} = p_e/p_{e0}, \quad h_w = b_1 T_{iw} + b_2 T_{iw}^2, \quad 0_1 \leq \tilde{s} \leq \tilde{s}_*, \\ i = 1, 2, \quad G = (\gamma - 1)/\gamma, \quad \tilde{s} = \arccos(\cos \bar{s} \cos \beta + \sin \bar{s} \sin \beta \cos \eta).$$

Для турбулентного режима течения в пограничном слое имеем

$$q_w = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 \exp \left[- \frac{0.37(\rho v)_w}{(\alpha/c_p)^0} \right] (h_r - h_w), \\ \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 = \frac{16.4 \cdot V_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{R_N^{0.2} (1 + h_w/h_{e0})^{2/3}} (3.75 \sin \tilde{s} - 3.5 \sin^2 \tilde{s}), \quad (2.2.11) \\ h_r = h_{e0} \left[\bar{p}^G + \left(\frac{u_e}{v_m} \right)^2 \text{Pr}^{1/3} \right], \quad \tilde{s}_* \leq \tilde{s} \leq \tilde{s}_1.$$

Чтобы оценить влияние вдува на тепловой поток в завесной зоне, воспользуемся результатами [31] и формулами, приведенными в [29], полученными на основе обработки результатов точных численных расчетов пространственного турбулентного пограничного слоя и вязкого ударного слоя [32, 33]:

$$q_w = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 (1 - k_1 b^{k_2}) (h_r - h_w), \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)^0 = \frac{16.4 \cdot V_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{R_N^{0.2} (1 + h_w / h_{e0})^{2/3}} \times \\ \times \frac{2.2 \bar{p}(u_e / v_m)}{k^{0.4} \bar{r}_2^{0.2}}, \bar{r}_{2w} = \cos \theta + (\bar{s} - \bar{s}_A) \sin \theta, \quad (2.2.12)$$

где $k = (\gamma - 1 + 2 / M_\infty^2) / (\gamma + 1)$, $s_A \leq s \leq s_B$;

при законе расхода газа-охлаждителя (2.2.13)

$$(\rho v)_w(\tilde{s}) = (\rho v)_w(0_1) (1 + \sin^2 \tilde{s}) \quad (2.2.13)$$

имеем

$$b = \frac{2(\rho v)_w(0_1) \{1 - \cos \tilde{s}_1 + \alpha [2/3 - \cos \tilde{s}_1 + 1/3 \cos^2 \tilde{s}_1]\}}{(\alpha / c_p)^0 (\bar{s} - \bar{s}_1) [2 \cos \theta + (\bar{s} - \bar{s}_1) \sin \theta]},$$

$$\cos \tilde{s}_1 = \cos \bar{s}_1 \cos \beta + \sin \bar{s}_1 \sin \beta \cos \eta, \quad \bar{s}_1 = \bar{s}_A = \pi / 2 - \theta,$$

где \tilde{s}_1 – координаты точки потери устойчивости в системе координат с началом в точке торможения.

Краевая задача (2.2.1) – (2.2.9) решалась численно при помощи неявных разностных уравнений на основе локально-одномерной схемы расщепления [19].

Так как в силу условия сопряжения (2.2.7), расчет оболочки в областях 1 и 2 является сквозным, окружная координата изменяется в диапазоне $0 \leq \eta < \pi$. Используется расчетная сетка по пространству (11×41×11), а время решения опорного (трехмерного) варианта до стационарного распределения температуры тела на ЭВМ составляло 15 мин. Ступение узлов по пространственной сетке в два раза привело к отличию решения не более чем 1.5%. Численное решение, полученное при автоматическом выборе шага по времени из условия заданной точности, отличалось от расчета задачи с постоянным шагом всего на 0.5%, поэтому для экономии времени решения на ЭВМ результаты численного расчета получены при постоянном шаге по времени.

Обтекание затупленного по сфере конуса определялось турбулентным режимом течения в пограничном слое, так как число Рейнольдса, найденное по параметрам торможения, равно $Re = \rho_{e0} R_N (2h_{e0})^{0.5} / \mu_{e0} = 0.7 \cdot 10^6$. Распределение давления на поверхности тела, отнесенное к значению давления торможения $\bar{p} = p_e / p_{e0}$, находилось из результатов решения пространственной газодинамической задачи [34]. Теплофизиче-

ские постоянные меди взяты из работы [9], а в качестве газа-охладителя бралась воздушная среда [22]. Основные результаты получены при $c_{\Sigma} = c_{p1}\rho_1(1-\varphi) + c_{p\Gamma}\rho_{\Gamma}\varphi$, $c_{p\Gamma} = b_1 + b_2 \cdot T_1$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$, $V_{\infty} = 2.08$ км/с, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $\lambda_{\Sigma} = \lambda_1(1-\varphi) + \lambda_{\Gamma}\varphi$, $h_{e0} = h_{\infty}[1 + 0.5(\gamma-1)M_{\infty}^2]$, $\lambda_i = 386$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 370$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 8950$ кг/м³, $\varepsilon_i = 0.85$, $i = 1, 2$, $T_u = T_{\infty} = 300$ К, $c_{pg} = 10^3$ Дж/(кг·К), $\rho_{\Gamma} = 1.3$ кг/м³, $\lambda_{\Gamma} = 0.026$ Вт/(м·К), $R_N = 1.85 \cdot 10^{-2}$ м, $\beta = 20^\circ$, $\theta = 5^\circ$, $\rho_{\omega} = 0.0208$ (с²·кгс)/м⁴, $\gamma = 1.4$, $M_{\infty} = 6$, $Pr = 0.72$, $k_1 = 0.285$, $k_2 = 0.165$, $a = 3$, $R = 8.314$ Дж/(моль·К).

Для контроля численного решения задачи использовалось аналитическое решение для стационарного теплообмена в виде интегрального закона сохранения. Тогда температура поверхности удовлетворяет следующему выражению (2.2.14), которое получается после интегрирования исходной краевой задачи в стационарном случае:

$$\int_0^{\pi} \left\{ \int_0^{s_1} r_{1w} [(q_w - \varepsilon_1 \sigma T_w^4) + c_{pg}(\rho v)_w (T_{\pi} - T_w)] ds + \int_{s_1}^{s_2} r_{2w} (q_w - \varepsilon_2 \sigma T_w^4) ds \right\} d\eta = 0 \quad (2.2.14)$$

При $\lambda_1, \lambda_2 \rightarrow \infty$ имеет место выравнивание температурного поля в материале обтекаемого тела и значение искомой температуры хорошо согласуется с результатами расчетов нелинейного алгебраического уравнения, вытекающего из (2.2.14), при использовании выражения для теплового потока в виде $q_w = (\tilde{\alpha} / c_p) (h_{e0} - c_{pg} T_{1w})$, $c_{pg} = \text{const}$:

$$\begin{aligned} (h_{e0} - c_{pg} T_{1w}) \int_0^{\pi} \left[\int_0^{s_1} r_{1w} \left(\frac{\tilde{\alpha}}{c_p} \right) ds + \int_{s_1}^{s_2} r_{2w} \left(\frac{\tilde{\alpha}}{c_p} \right) ds + c_{pg} (T_{\pi} - T_w) \int_0^{s_1} r_{1w} (\rho v)_w ds \right] d\eta = \\ = \pi \sigma T_w^4 \left(\varepsilon_1 \int_0^{s_1} r_{1w} ds + \varepsilon_2 \int_{s_1}^{s_2} r_{2w} ds \right) \left(\frac{\tilde{\alpha}}{c_p} \right) = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right) \frac{h_e - h_w}{h_{e0} - h_w}. \end{aligned} \quad (2.2.15)$$

Анализ результатов численного решения. На рис. 2.2.2 дана зависимость температуры поверхности и конвективного теплового потока из газовой фазы (сплошные кривые 1-3) вдоль координаты \bar{s} на навет-

ренной $\eta = 0$ и подветренной $\eta = \pi$ стороне плоскости симметрии при $(\rho v)_w = 0$.

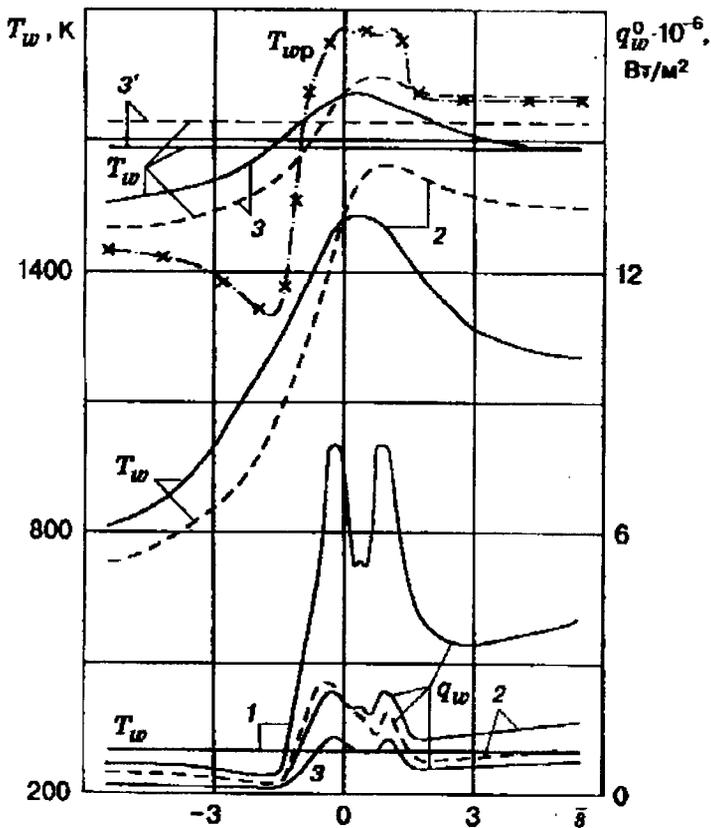


Рис. 2.2.2. Зависимость температуры поверхности T_w и конвективного теплового потока из газовой фазы q_w^0 (сплошные кривые) вдоль координаты \bar{x} в плоскости симметрии при $(\rho v)_w = 0$

Кривые 1–3 на рис. 2.2.2 отвечают моменту времени $t = 0$, $t = 10$ с и стационарному режиму протекания процесса нагрева тела в момент времени $t = 200$ с.

Для оценки влияния перетекания тепла в окружном направлении рассматривалось решение двумерной задачи, получающейся из (2.2.1), (2.2.2), вдоль разных сечений (штриховые линии).

Штрихпунктирной линией обозначено распределение радиационной равновесной температуры T_{wp} в плоскости симметрии на наветренной и подветренной сторонах, которая отыскивалась из условий сохранения энергии на пористой и конической поверхностях

$$q_w + c_{p\Gamma}(\rho v)_w(T_n - T_{wp}) = \varepsilon_1 \sigma T_{wp}^4, \quad q_w = \varepsilon_2 \sigma T_{wp}^4 \quad (2.2.16)$$

и определяет максимально достижимую температуру поверхности в отсутствие перетекания тепла в продольном и окружном направлениях. Вследствие внешнего нагрева температура поверхности непроницаемого тела возрастает и наибольшее ее значение отвечает величине радиационной равновесной температуры в области максимальной величины теплового потока для турбулентного режима течения в пограничном слое вблизи точки торможения. Как и следовало ожидать, учет перетекания тепла дает значительное снижение T_w для высокотеплопроводного материала типа меди, причем неучет перетекания тепла в окружном направлении завышает температуру поверхности в текущие моменты времени более чем на 300 К на наветренной стороне и существенно занижает T_w на подветренной стороне (сплошные и штриховые кривые 2). Отметим также, что при выходе на стационарный режим протекания процесса температура поверхности на подветренной стороне вследствие продольного и окружного перетекания тепла значительно превышает значение радиационно-равновесной температуры T_{wp} . Помимо расчета T_{wp} из (2.2.16), проводилось решение исходной краевой задачи для низкотеплопроводного материала типа асбоцемента ($\lambda_i = 0.349$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 837$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 1800$ кг/м³, $i = 1, 2$).

При выходе на стационарный режим после выравнивания полей температуры поперек оболочки значения T_w в этом случае совпали со значениями T_{wp} (кривые, помеченные крестиками, на рис. 2.2.2), поскольку для данного материала процесс прогрева является одномерным.

Расчет стационарного режима протекания процесса нагрева при $\lambda_i \rightarrow \infty, i = 1, 2$ приводит к выравниванию температурного профиля в обтекаемом материале (на рис. 2.2.2 прямые линии 3), а значения температур в трехмерном прогреве удовлетворительно согласуются с результатами

расчета по формуле (2.2.15). С теми же обозначениями кривых, что и на рис. 2.2.2, на рис. 2.2.3 показано распределение T_w и q_w на конической части оболочки в сечении $\bar{s} = 2.3$, близком к сферическому носку, по окружной координате.

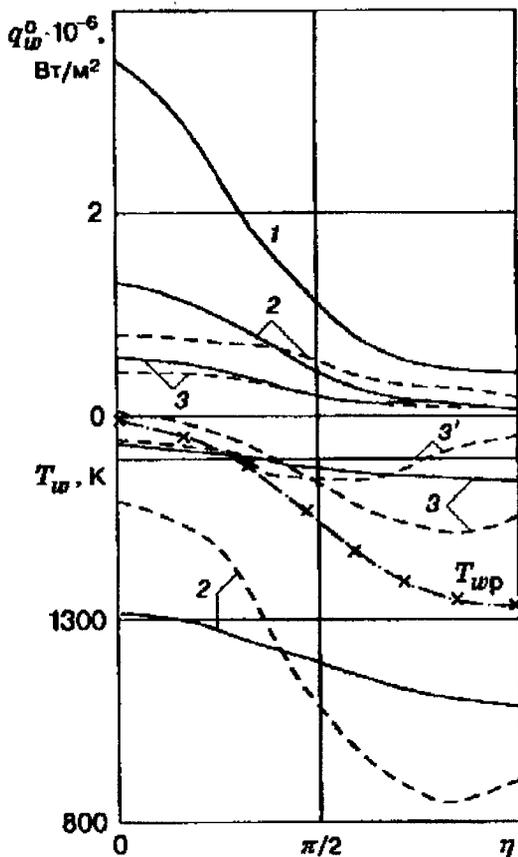


Рис. 2.2.3. Распределение температуры поверхности и конвективного теплового потока по окружной координате при $\bar{s} = 2.3$

Здесь значительное расслоение температур для трехмерного и двумерного случаев достигается в самом теплонапряженном сечении $\eta = 0$ (~ 269 К) при $t = 10$ с и $\eta = 0.8 \pi$ (~ 258 К) для стационарного режима про-

грева. Однако максимальное расслоение T_w при $t = 10$ с получается на периферийном участке оболочки для $\bar{s} = \bar{s}_{B_2}$ и $\eta = 0$ (~ 348 К, см. рис. 2.2.2). С немонотонным распределением давления $p_e = p_e(s, \eta)$ по окружной координате связано немонотонное поведение температур для меди и при $\lambda_i \rightarrow \infty, i = 1, 2$ в двумерном случае (штриховая кривая 3').

Рассмотрим далее влияние расхода газа-охладителя с поверхности затупления. На рис. 2.2.4 приведены распределения тепловых потоков, температур поверхности и, заданного по формуле (2.2.12) расхода газа-охла-

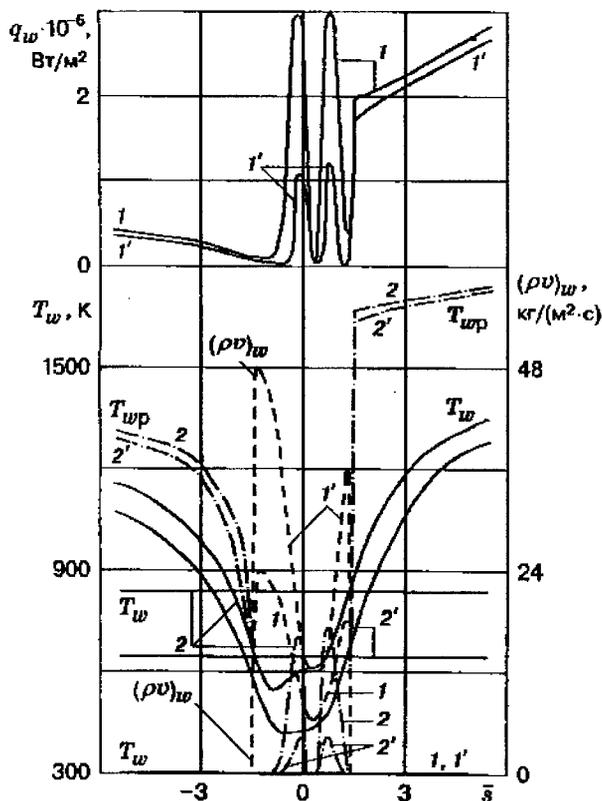


Рис. 2.2.4. Распределение тепловых потоков, температур поверхности и заданного по формуле (2.2.13) расхода газа-охладителя в плоскости симметрии при $\eta = 0, \eta = \pi$

дителя (штриховые кривые) в окрестности плоскости симметрии. Сплошные кривые на рис. 2.2.4 отвечают T_w и q_w для моментов времени $t = 0$ с (кривые 1, 1') и стационарному режиму протекания процесса при $t \rightarrow \infty$ (кривые 2, 2'). Кривые 1, 2 получены при значении расхода в точке торможения $(\rho v)_w(0_1) = 6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, 1', 2' – $(\rho v)_w(0_1) = 12 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Штрихпунктирные кривые 2, 2' рис. 2.2.4 отвечают значениям радиационной равновесной температуры при различных значениях расхода, прямые линии 2, 2' получены при $\lambda \rightarrow \infty$ и согласуются с результатами, полученными по формулам (2.2.15). Из рис. 2.2.4 видно, что вдув газохладителя с пористого затупления приводит к значительному уменьшению (в 2.5 раза) максимума q_w на сфере и к снижению его до двух раз на конической части тела (см. кривые 1 на рис. 2.2.2 и 2.2.4). Кроме того, здесь также происходит поглощение тепла при фильтрации газа в порах. В результате температура пористой полусферы в наиболее теплонапряженном сечении $\eta = 0$ в стационарном режиме теплообмена при $t = 200$ с не превышает 860 К при $(\rho v)_w(0_1) = 6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и 710 К при $(\rho v)_w(0_1) = 12 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

На рис. 2.2.5 дано распределение температуры поверхности по окружной координате при стационарном режиме протекания процесса нагрева тела при $t = 200$ с. Сплошные и штриховые кривые отвечают трехмерному и двумерному случаям при двух значениях продольной координаты кривые: 1, 1' – $\bar{s} = 2.3$; 2, 2' – $\bar{s} = s_{B_2}$, при $(\rho v)_w = 6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $(\rho v)_w(0_1) = 12 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Как следует из рисунков, поведение температуры поверхности при наличии вдува качественно отличается от распределения $T_w(s, \eta)$ при $(\rho v)_w = 0$ для различных конечных значений $\lambda_i, i = 1, 2$. На пористой части оболочки T_w может превышать соответствующее значение T_{wp} , а на конической части как на наветренной, так и подветренной сторонах вследствие стока тепла в пористое затупление температура поверхности становится существенно ниже радиационной равновесной температуры T_{wp} .

Отметим, что в двумерном случае на периферии $\bar{s} = s_{B_2}$, $\eta = 0$, где достигается максимальная температура тела, оболочка может разрушаться при $t \rightarrow \infty$ (см. на рис. 2.2.5 штриховую кривую 2), в то время как при

трехмерном теплообмене из-за значительного перетекания тепла в окружном направлении температура тела не достигнет температуры плавления меди (см. на рис. 2.2.5 сплошную кривую 2).

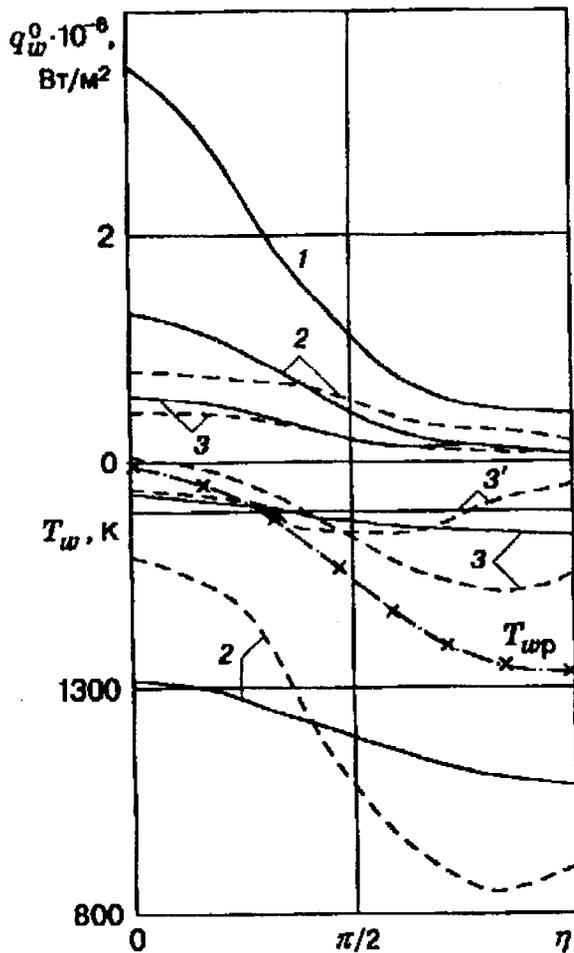


Рис. 2.2.5. Стационарное распределение температуры поверхности по окружной координате при $\bar{s} = 2.3$ и $\bar{s} = s_{B_2}$

Анализ рис. 2.2.5 показывает, что вдув газа-охладителя на стационарном участке теплообмена вызывает более значительное расслоение температурных кривых T_w при $\eta = 0$ и 0.8π , чем в режиме прогрева при $(\rho v)_w = 0$. Это обусловлено поведением конвективного теплового потока из газовой фазы q_w вследствие попадания большей массы газа-охладителя [согласно формуле (2.2.13)] в завесную зону на подветренной стороне (см. штриховую кривую 1 для $(\rho v)_w$ на рис. 2.2.5).

Значения температур поверхности, отвечающих $\lambda_i \rightarrow \infty, i = 1, 2$ и стационарному трехмерному процессу теплообмена (на рис. 2.2.4 и 2.2.5 сплошные прямые 1, 2; 1', 2') при $(\rho v)_w \neq 0$ снижаются более чем в два раза по сравнению с данными рис. 2.2.2 и 2.2.3. Результаты, полученные при различных значениях $(\rho v)_w(0_1) = 0 \div 12 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, подтверждают выводы о целесообразности использования высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих интенсивный сток тепла в область проницаемого затушения. При этом из рисунков видно, что вдув заметно снижает максимальные температуры, но гораздо больший эффект по уменьшению максимальной температуры конической поверхности в завесной зоне связан с использованием теплопроводных материалов.

§ 2.3. Расчет характеристик теплообмена в составном теле с учетом двухтемпературности проницаемой среды

Как показано для стационарных и нестационарных режимов прогрева в [4, 28], перетекание тепла вдоль образующей тела наряду с вдувом газа с поверхности сферического затушения может служить эффективным способом снижения температуры поверхности в областях, где достигаются максимальные тепловые нагрузки. При этом математическая модель теплообмена в [4] для сферического пористого носка записана в однотемпературном приближении. Однако известно [1, 9], что в общем случае в газопроницаемых инертных средах температуры газа и конденсированной фазы различаются.

В данном параграфе в рамках двухтемпературной модели пористой инертной среды решается задача прогрева составного тела (см. рис. 2.3.1) при высокоэнтальпийном обтекании под углом атаки.

Проведен анализ влияния вдува с поверхности пористой сферы на температурные поля в композиционном материале с разными теплофизическими характеристиками.

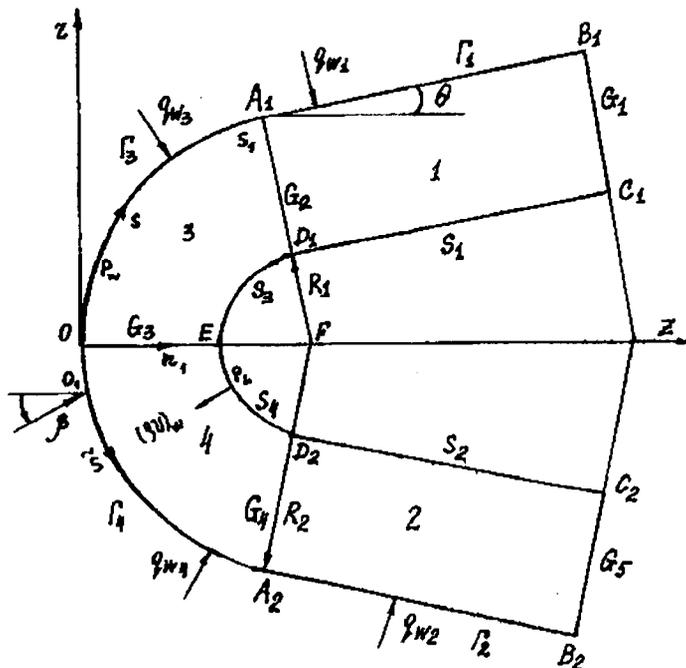


Рис. 2.3.1. Схема обтекаемого тела

Постановка задачи. Для проницаемой сферической оболочки составного тела при допущениях [1, 3] система уравнений сохранения в естественной системе координат имеет вид [3]

$$\frac{\partial(\rho_{2i}\varphi v_i r H_1)}{\partial n_1} = 0, \quad (2.3.1)$$

$$(\rho c_p)_{ii} (1-\varphi) \frac{\partial T_{ii}}{\partial t} = \frac{1}{r H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r H_1 \lambda_{ii} (1-\varphi) \frac{\partial T_{ii}}{\partial n_1} \right] + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r\lambda_{1i}}{H_1} (1-\varphi) \frac{\partial T_{1i}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_{1i}}{r} (1-\varphi) \frac{\partial T_{1i}}{\partial \eta} \right] \Big\} - \\
& - A_v (T_{1i} - T_{2i}), \quad i = 3, 4,
\end{aligned} \tag{2.3.2}$$

$$\begin{aligned}
(\rho c_p)_{2i} \varphi \left(\frac{\partial T_{2i}}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_{2i}}{\partial n_1} \right) &= \frac{1}{rH_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[rH_1 \lambda_{2i} \varphi \frac{\partial T_{2i}}{\partial n_1} \right] + \right. \\
& + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r\lambda_{2i} \varphi}{H_1} \frac{\partial T_{2i}}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_{2i} \varphi}{r} \frac{\partial T_{2i}}{\partial \eta} \right] \Big\} + \\
& + A_v (T_{1i} - T_{2i}), \quad i = 3, 4,
\end{aligned} \tag{2.3.3}$$

$$A_{\mu v_i} + B \rho_{2i} \varphi v_i |v_i| = - \frac{\partial p_i}{\partial n_1}, \quad i = 3, 4, \tag{2.3.4}$$

$$p_i = \frac{\rho_{2i} R T_{2i}}{M}, \quad r = (R_2 - n_1) \sin(\bar{s}), \quad H_1 = (R_2 - n_1) / R_2, \quad \bar{s} = s / R_2,$$

$$\mu_i \sim \sqrt{T_{2i}}, \quad \lambda_{2i} \sim \sqrt{T_{i2}}, \quad \varphi = \text{const}, \quad i = 3, 4. \tag{2.3.5}$$

Для конической части тела уравнение теплопроводности запишется следующим образом:

$$\begin{aligned}
(r\rho c)_j \frac{\partial T_j}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_j \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(r_j \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial s} \right) + \\
& + \frac{1}{r_j} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(r_j \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial \eta} \right),
\end{aligned} \tag{2.3.6}$$

где $r_j = (R_2 - n_1) \cos \theta + (s - s_{A_j}) \sin \theta$, $j = 1, 2$.

Систему уравнений (2.3.1) – (2.3.4), (2.3.6) необходимо решать с учетом начальных и граничных условий

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T_j|_{t=0} = T_{\text{н}}, \quad j = 1, 2, \quad i = 3, 4; \tag{2.3.7}$$

на внешней нагреваемой поверхности пористого носка $A_1 O A_2$ (область 3, 4 на рис. 2.3.1) задаются балансовые граничные условия [1]

$$(q_{iw} - \varepsilon_i \sigma T_{iw}^4)(1-\varphi) = -\lambda_{1i} (1-\varphi) \frac{\partial T_{1i}}{\partial n_1} \Big|_{\Gamma_i}, \quad 0 \leq \eta < \pi, \tag{2.3.8}$$

$$q_{iw} \varphi = -\lambda_{2i} \varphi \left. \frac{\partial T_{2i}}{\partial n_1} \right|_{\Gamma_i}, \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad (2.3.9)$$

$$q_{iw} = \alpha_i (h_i - h_{iw}), \quad h_i = h_{e0} [\bar{p}_i^G + (1 - \bar{p}_i^G) \text{Pr}^\nu], \quad h_{iw} = z_1 T_{1iw} + z_2 T_{1iw}^2, \\ G = (\gamma - 1) / \gamma, \quad \gamma = c_p / c_v, \quad i = 3, 4;$$

на внешней поверхности непроницаемого конуса $A_j B_j, j = 1, 2$ имеем

$$q_{jw} - \varepsilon_j \sigma T_{jw}^4 = -\lambda_j \left. \frac{\partial T_j}{\partial n_1} \right|_{\Gamma_j}, \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad (2.3.10)$$

$$q_{jw} = \alpha_j (h_j - h_{jw}), \quad h_j = h_{e0} [\bar{p}_j^G + (1 - \bar{p}_j^G) \sqrt{\text{Pr}}], \quad j = 1, 2;$$

на внутренней поверхности $D_1 E D_2$ областей 3 и 4

$$-\lambda_{1i} (1 - \varphi) \left. \frac{\partial T_{1i}}{\partial n_1} \right|_{S_i} = \delta (T_{1iL} - T_n), \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad (2.3.11)$$

$$T_{2i} \Big|_{S_i} = \frac{\delta (T_{1iL} - T_n)}{c_{p2i} (\rho \nu)_w} + T_n, \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad i = 3, 4; \quad (2.3.12)$$

на линиях сопряжения $A_j D_j, j = 1, 2, 0E$ областей 1–4 задаются условия идеального контакта

$$\frac{\lambda_{13}}{H_1} \left. \frac{\partial T_{13}}{\partial s} \right|_{G_{2+}} = \lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial s} \right|_{G_{2-}}, \quad T_1 \Big|_{G_{2-}} = T_{13} \Big|_{G_{2+}}, \quad i = 1, 2, \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad (2.3.13)$$

$$\lambda_{i3} \left. \frac{\partial T_{i3}}{\partial s} \right|_{G_{3-}} = \lambda_{i4} \left. \frac{\partial T_{i4}}{\partial s} \right|_{G_{3+}}, \quad T_{i3} \Big|_{G_{3-}} = T_{i4} \Big|_{G_{3+}}, \quad i = 1, 2, \quad 0 \leq \eta < \pi, \quad (2.3.14)$$

$$\frac{\lambda_{14}}{H_1} \left. \frac{\partial T_{14}}{\partial s} \right|_{G_{4+}} = \lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial s} \right|_{G_{4-}}, \quad T_2 \Big|_{G_{4-}} = T_{14} \Big|_{G_{4+}}, \quad i = 1, 2, \quad 0 \leq \eta < \pi; \quad (2.3.15)$$

на ломаных линиях $B_i C_i D_i, i = 1, 2$ полагаются справедливыми условия тепловой изоляции

$$\left. \frac{\partial T_j}{\partial n_1} \right|_{S_j} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_j}{\partial s} \right|_{G_i} = \left. \frac{\partial T_j}{\partial s} \right|_{G_s} = 0, \quad j = 1, 2, \quad 0 \leq \eta < \pi. \quad (2.3.16)$$

Поскольку вследствие (2.3.13) – (2.3.15) расчет оболочки по линиям типа $B_1 A_1 O A_2 B_2$ при $0 \leq \eta < \pi$ является сквозным, то по окружной координате получаем соотношение, аналогичное условию периодичности:

$$T_{1i}(n_1, s_{B_2} - x, \pi) = T_{1i}(n_1, x, 0), \quad s_{B_1} \leq x \leq s_{B_2}, \quad i = \overline{1,4}, \quad (2.3.17)$$

$$T_{2i}(n_1, s_{A_i} - y, \pi) = T_{2i}(n_1, y, 0), \quad s_{A_i} \leq y \leq s_{A_i}, \quad i = 3, 4.$$

На внешней и внутренней поверхностях областей 3 и 4 имеет место равенство давлений в порах и во внешней среде

$$p_i \Big|_{\Gamma_i} = p_{iw}, \quad p_i \Big|_{s_i} = p_{il}, \quad i = 3, 4. \quad (2.3.18)$$

При реализации соотношений (2.3.17) для решения поставленной задачи считалось, что начало отсчета по продольной координате s находится в вершине B_1 (см. рис. 2.3.1) для температуры T_{1i} (конденсированная фаза) и в точке A_1 для температуры T_{2i} (газовая фаза) соответственно.

Коэффициент теплообмена в выражении α_i , $i = \overline{1,4}$ для конвективного теплового потока в областях 1–4 находится по формулам [9, 30, 32, 35]

$$\alpha_3 = \chi y \exp \left[-\frac{0.37(\rho v)_w}{\chi y} \right], \quad v = 0.33, \quad s_0 \leq s < s_{A_1}, \quad (2.3.19)$$

$$\alpha_4 = \alpha - 0.6 (\rho v)_w, \quad v = 0.5, \quad s_0 \leq s < s_*$$

$$\alpha_4 = \chi y \exp \left[-\frac{0.37(\rho v)_w}{\chi y} \right], \quad v = 0.33, \quad s_* \leq s < s_{A_2},$$

$$x = \frac{16.4 V_\infty^{1.25} \rho_\infty^{0.8}}{R_2^{0.2} (1 + h_{iw} / h_{e0})^{2/3}}, \quad y = 3.75 \sin w - 3.5 \sin^2 w, \quad i = 3, 4,$$

$$\alpha = 1.05 V_\infty^{1.08} [0.55 + 0.45 \cos(2w)] (\rho_\infty / R_2)^{0.5},$$

$$\alpha_j = u_j (1 - 0.285 b_j^{0.165}), \quad u_j = \frac{2.2 x \bar{p}_j (1 - \bar{p}_j^G)^{0.5}}{k^{0.4} (r_{jw} / R_2)^{0.2}}, \quad j = 1, 2,$$

$$b_j = \frac{2(\rho v)_w (0_1, \eta) [5/3 - 2c(\bar{s}_1) + c^3(\bar{s}_1)/3]}{u_j (\bar{s} - \bar{s}_{A_j}) [2 \cos \theta + (\bar{s} - \bar{s}_{A_j}) \sin \theta]}, \quad \bar{s}_1 = \pi/2 - \theta,$$

$$k = (\gamma - 1 + 2/M_\infty^2) / (\gamma + 1), \quad w = \arccos c, \quad \rho_{e0} = p_{e0} M / RT_{e0},$$

$$c = \cos \bar{s} \cos \beta + \sin \bar{s} \sin \beta \cos \eta, \quad Re = \rho_{e0} R_2 (2h_{e0})^{0.5} / \mu_{e0},$$

$$h_{e0} = \frac{T_{e0}}{T_\infty} h_\infty, \quad \rho_\infty = \frac{\gamma p_\infty}{(\gamma - 1) h_\infty}, \quad h_\infty = (c_p T)_\infty, \quad a_\infty^2 = h_\infty (\gamma - 1),$$

$$\frac{\mu_{e0}}{\mu_{\infty}} = \left(\frac{T_{e0}}{T_{\infty}} \right)^{0.5} \frac{1+1111/T_{\infty}}{1+1111/T_{e0}}, \quad \frac{T_{e0}}{T_{\infty}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{\infty}^2 \right), \quad M_{\infty} = \frac{V_{\infty}}{a_{\infty}},$$

$$\frac{P_{e0}}{P_{\infty}} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{1/G} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{\infty}^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right), \quad M_1^2 = \frac{T_{e0}}{T_{\infty}} \left(\gamma M_{\infty}^2 - \frac{\gamma-1}{2} \right)^{-1}.$$

Коэффициент объемного теплообмена между газом и каркасом определяется из формул [36]

$$Nu_v = v_1 Pe^{v_2}, \quad 0.5 < Pe < 80, \quad v_2 = 1 - 1.3, \quad (2.3.21)$$

где $Nu_v = A_v l^2 / \lambda_{2i}$, $Pe = (\rho v)_w l c_{p2i} / \lambda_{2i}$, $l = B / A$, $i = 3, 4$.

Здесь и ниже: v – скорость фильтрации газа в области 3, 4; s , n_1 , η – составляющие естественной системы координат; M_{∞} , Pr , Re , Nu , Pe – числа Маха набегающего потока, Прандтля, Рейнольдса, Нуссельта и Пекле; t – время; P , ρ , T , и M – давление, плотность, температура и молекулярная масса; R – универсальная газовая постоянная; θ – угол конусности; r_i , $i = 1, 2$, H_1 – коэффициент Ламе, R_2 – радиус сферического затупления; ϕ – пористость сферического затупления, L – толщина оболочки; ε_i , $i = 1, 2$ – коэффициент излучательной способности поверхности оболочки; σ – постоянная Стефана–Больцмана, β – угол атаки; c_p , λ , μ , δ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости и коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности оболочки; h и $(\rho v)_w$ – энтальпия и расход газа-охлаждителя, A_v – объемный коэффициент теплообмена между газом и каркасом; A и B – вязкостный и инерционный коэффициенты в законе Дарси; R_1 , R_2 – внутренний и внешний радиусы затупления.

Индексы e , $e0$ и w соответствуют величинам на внешней границе пограничного слоя, на внешней границе в точке торможения и на поверхности обтекаемого тела. Первый индекс двойного индекса приписывается параметрам каркаса, второй – газа, второй индекс двойного индекса – номеру области проницаемой сферы. Индексы L – термодинамические параметры внутренней границы оболочки, Γ – газовая фаза набегающего потока, ∞ – величины в набегающем газовом потоке на бесконечности, n – начальные условия, k – периферийный участок оболочки. Черта вверху – безразмерные параметры. 1–4 – номер областей композиционного материала. * – характерные величины.

Метод расчета, исходные данные. Квazистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \nu = -(\rho \nu)_w r_{1w} / (r_1 H_1)$ (знак « \leftarrow » обусловлен тем, что нормальная составляющая координата n_1 направлена вглубь тела (рис. 2.3.1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с выражением (2.3.5), нелинейным законом Дарси (2.3.4) и граничными условиями (2.3.18) может быть проинтегрировано и найдены расход газа и давление поперек слоя в областях 3 и 4:

$$(\rho \nu)_w(s, \eta) = \left\{ \left[2(p_L^2 - p_w^2) \phi M D_L / R + E_L^2 \right]^{0.5} - E_L \right\} / 2 B D_L, \quad (2.3.22)$$

$$p(s, n_1, \eta) = \left\{ p_{iw}^2 + 2R \left[B(\rho \nu)_w^2 D + (\rho \nu)_w E \right] / (\phi M) \right\}^{0.5}, \quad (2.3.23)$$

$$D(n_1, s, \eta) = \int_0^{n_1} T_{2i} (r_{1w} / r_1 H_1)^2 dn_1, \quad E(n_1, s, \eta) = A \int_0^{n_1} \mu_i T_{2i} (r_{1w} / r_1 H_1) dn_1,$$

$i = 3, 4, p_{iw} = \bar{p}_i(\bar{s}) p_{e0}$.

Использование критериальной зависимости (2.3.21) для пористой меди для величин $A = 3.18 \cdot 10^{11} \text{ 1/м}^2$, $B = 8.5 \cdot 10^6 \text{ 1/м}$ [95] дает $A_v = 2.61 \cdot 10^5 (\rho \nu)_w \text{ Вт/(м}^3 \cdot \text{К)}$, а для проницаемой стали $A = = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ 1/м}^2$, $B = 5.7 \cdot 10^5 \text{ 1/м}$ [21] – $A_v = 6.05 \cdot 10^6 (\rho \nu)_w \text{ Вт/(м}^3 \cdot \text{К)}$.

Давление $\bar{p}(\bar{s})$ на внешней нагреваемой поверхности тела задавалось таблично, а на внутренней «холодной» поверхности сферы определялось в виде $p_L = g \cdot p_{e0}$, что обеспечивало нужный расход охладителя на участке теплового воздействия от $t = 0$ до $t = t_k$.

Теплофизические характеристики пористой меди определялись из [36], для непроницаемой конической части из меди, стали и асбестоцемента – из [9, 12, 37]. Основные результаты получены при $\beta = 20^\circ$, $R = 8.314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$, $c_{p2i} = c_{p\infty} = 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\lambda_j = 386 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $c_{p,j} = 370 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\rho_j = 8950 \text{ кг/м}^3$, $j = 1, 2$, $R_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $\theta = 5^\circ$, $\delta = = 100 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$, $T_u = T_\infty = 300 \text{ К}$, $\mu_\infty = 1.81 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$, $(\rho c_p)_{ii} = = 1215.5 - 0.984(T_{ii} - 273) + 2.34 \cdot 10^{-3}(T_{ii} - 273)^2 \text{ кДж/(м}^3 \cdot \text{К)}$, $\phi = 0.4$, $\lambda_{ii} = 163.8 - 2.56 \cdot 10^2 T_{ii} \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $i = 3, 4$, $z_1 = 965.5$, $z_2 = 0.0735$, $\gamma = 1.4$, $M_\infty = 8$, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$, $\varepsilon_i = 0.7$, $i = \overline{1, 4}$, $L_{0E} = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $p_{e0} =$

$5.55 \cdot 10^5$ Па, $M = 0.029$ кг/моль, $t_0 = 10$ с, $g = 1.5$, $v_2 = 1$, $v_1 = 0.015$, $Pr = 0.72$, $s_{A,B_1} = 4.1$, $\bar{s}_s = 0.45$, $Re = 7.45 \cdot 10^5$.

Краевая задача (2.3.2), (2.3.3), (2.3.6) – (2.3.17) решалась численно при помощи явно-неявного, безусловно устойчивого метода [19]. Локальная погрешность аппроксимации конечно-разностной схемы определяется в виде $O(\tau + H_1^2 + H_2^2 + H_3^2)$, где τ – шаг по времени, H_j ($j = 1, 2, 3$) – шаги по пространственным координатам n_1, s, η соответственно.

Для контроля численного решения задачи найдем ее аналитическое решение в виде интегрального закона сохранения. Стационарные уравнения (2.3.2), (2.3.6) с граничными условиями (2.3.8), (2.3.10), (2.3.11), (2.3.13) – (2.3.17) при $\varphi = \delta = 0$, $T_{1i} = T_{2i} = T_i$ имеют решения для температуры, записанной в неявной форме:

$$\Delta = \int_0^\pi \left(\int_{s_{B_1}}^{s_{A_1}} r_{1w} Q_{1w} ds_1 + \int_{s_{A_1}}^{s_0} r_w Q_{3w} ds_3 + \int_{s_0}^{s_{A_2}} r_w Q_{4w} ds_4 + \right. \\ \left. + \int_{s_{A_2}}^{s_{B_2}} r_{2w} Q_{2w} ds_2 \right) d\eta = 0, \quad (2.3.24)$$

где $Q_{iw} = q_{iw} - \varepsilon_i \sigma T_{iw}^4$, $i = \overline{1, 4}$, $r_{jw} = R_2 \cos \theta + (s - s_{A_j}) \sin \theta$, $j = 1, 2$, $r_w = R_2 \sin(\bar{s})$.

После однократного интегрирования по n_1, s, η описанной выше краевой задачи в первом члене уравнения остается интеграл от суммарного теплового потока на нагреваемой стороне тела в силу граничных условий (2.3.8), (2.3.10) и первого равенства из (2.3.16). Первый член описан подробно для четырех областей составного тела (см. рис. 2.3.1). Во втором члене слагаемые в сумме равны нулю из-за краевых условий (2.3.13) – (2.3.16). Третий член также равен нулю, так как условие периодичности (2.3.17) равносильно условию сопряжения [19]: $\lambda_j (\partial T_j / \partial \eta) \Big|_{\eta=\pi-0} = \lambda_j (\partial T_j / \partial \eta) \Big|_{\eta=\pi+0}$, $T_j \Big|_{\eta=\pi-0} = T_j \Big|_{\eta=\pi+0}$, $j = \overline{1, 4}$.

Невязка из (2.3.24) для стационарного распределения температуры в теле к моменту времени $t = 105$ с дает $\Delta = 1.06$ и при $t > 105$ с происходит смена знака Δ . Интегралы в выражениях (2.3.22) – (2.3.24) находились по формуле трапеций.

Анализ результатов численного решения. На рис. 2.3.2 дана зависимость температуры поверхности каркаса T_{1w} , газа T_{2w} и расхода газа-охлаждителя $(\rho v)_w$ (сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые

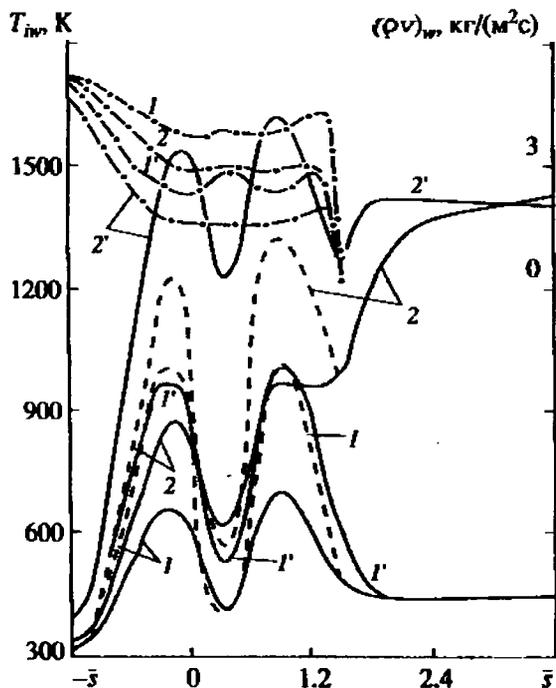


Рис. 2.3.2. Зависимость температуры поверхности каркаса T_{1w} , газа T_{2w} и расхода газа-охлаждителя $(\rho v)_w$ в моменты времени $t = 1$ и 10 с

соответственно) в моменты времени $t = 1$ и 10 с (кривые 1 и 2). Кривые $1'$ и $2'$ отвечают однотемпературному приближению $T_{1i} = T_{2i}$. Результаты получены в двухмерной постановке (в сечении $\eta = 0$) без учета перетекания

ния тепла по окружной координате η (первый режим прогрева) для композиционного материала пористая медь–медь. В этом случае невязка из (2.3.24) для стационарной температуры $T_{li} = T_{2i} = T_i$, $\varphi = \delta = 0$ при $t = 300$ с равна $\Delta = 1.9 \cdot 10^{-3}$.

Видно, что вследствие внешнего нагрева увеличивается температура каркаса и газа как в проницаемой сфере, так и на конической части тела. Причем максимум температуры пористого носка находится в согласии с максимумом для α_3 и α_4 в формулах (2.3.19) и (2.3.20).

В первом режиме прогрева составная оболочка в завесной зоне (коническая часть тела) разрушается к моменту времени t_0 , так как температура плавления меди $T_* = 1370$ К [9]. Кроме того, для однотемпературного приближения разрушается проницаемая сферическая часть тела (кривые 2' на рис. 2.3.2) потому, что в этом случае весь тепловой поток падает на поверхность каркаса. Так как $\varphi = 0.4$, то поверхность конденсированной фазы все время греется интенсивнее на 40 % и достигает $T = 1600$ К при $t = t_0$. К тому же большее значение температуры каркаса при $T_{li} = T_{2i}$ ведет к уменьшению расхода охладителя (см. на рис. 2.3.2 кривые 1' и 2' для $(\rho v)_w$) согласно формуле (2.3.22). Поэтому охладитель с более высокой температурой обладает меньшим эффектом охлаждения проницаемой оболочки, что не противоречит результатам [1].

Надо добавить, что на подветренной стороне ($\bar{s} < 0$) из-за значительного ослабления теплового потока в результате продувки холодного газа через поры и стока тепла в сферу температура конической части тела не превышает 550 К при $t = t_0$ ($T_{li} \neq T_{2i}$, $i = 3, 4$).

Второй режим обтекания оболочки – трехмерный прогрев композиционного материала. На рис. 2.3.3 кривые под номером 1 отвечают трехмерному, а под номером 2 – двумерному прогреву тела в сечении $\eta = 0$ при $t = t_0$. При этом обозначения для кривых T_{1w} , T_{2w} и $(\rho v)_w$ в опорном варианте (пористая медь–медь, $T_{li} \neq T_{2i}$) на рис. 2.3.2 и 2.3.3 совпадают.

Видно, что на наветренной стороне температура поверхности конической части тела при трехмерном прогреве не достигает температуры разрушения T_* в момент окончания теплового воздействия, в то же время при двумерном обтекании поверхность оболочки плавится уже при $\bar{s} > 2.4$. Это связано с перетеканием тепла в окружном направлении (по

координате η). По этой же причине температура поверхности конической части тела на подветренной стороне в трехмерном нагреве не превышает 491 К.

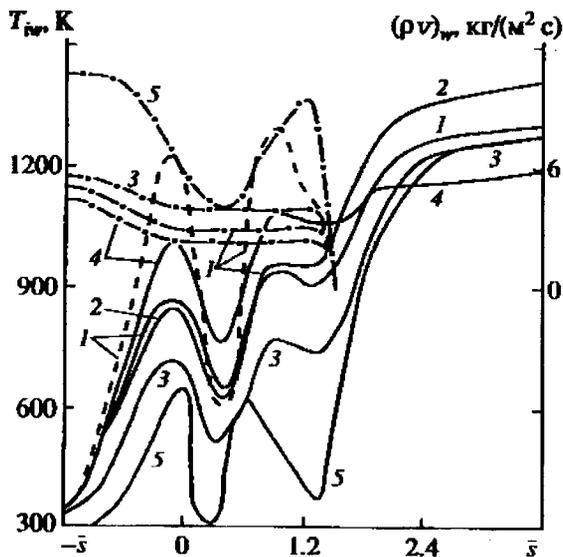


Рис. 2.3.3. Зависимость температуры поверхности каркаса T_{1w} , газа T_{2w} и расхода газа-охлаждителя $(\rho v)_w$ по обводу для сечения $\eta = 0 - \pi$ в момент времени $t = 10$ с

Увеличение расхода охладителя $(\rho v)_w$ при $g = 1.7$ (для большего g растет перепад давления в пористой сфере) ведет к уменьшению температуры носовой части композиционного материала и к снижению температуры поверхности в завесной зоне (кривая 3 на рис. 2.3.3) вследствие стока тепла. Для более толстой оболочки $L_{0e} = 6 \cdot 10^{-3}$ м и $g = 1.5$ (кривая 4 на рис. 2.3.3) из-за уменьшения перепада давления согласно формуле (2.3.22) расход охладителя понижается на 25–30% по обводу. Это приводит к увеличению α_4 [см. выражение (2.3.20)], а в итоге – к более сильному прогреву проникаемого носка. Коническая часть композиционного материала при этом прогревается меньше, чем в опорном варианте (кривая 1 на рис. 2.3.3), из-за большей толщины оболочки.

Третий режим прогрева составного тела. Возьмем в качестве пронизываемого носка пористую сталь [71]. Обеспечим расход охладителя $(\rho\nu)_w$ при $g = 1$ такой, чтобы число Pe попадало в диапазон неравенства соотношений (2.3.21). При прочих одинаковых входных данных в этом случае температура сферы ниже, чем в предыдущих вариантах, из-за возросшего $(\rho\nu)_w$. Однако это не приводит к значительному стоку тепла с конической части тела из меди (кривая 5 на рис. 2.3.3), так как теплопроводность пористой стали в 20 раз ниже теплопроводности пронизываемой меди. Объемные теплоемкости этих пористых металлов [21, 36] в рассмотренном температурном диапазоне отличаются не более чем на 9%.

Рассмотрим следующий случай. Пусть передняя часть композиционного материала – пористая медь ($g = 1.5$), а коническая – непроницаемая сталь: $\lambda_j = 20$ Вт/(м·К), $c_{p,j} = 600$ Дж/(кг·К), $\rho_j = 7800$ кг/м³, ($k_j = 4.27 \times 10^{-6}$ м²/с, $j = 1, 2$) или асбестоцемент: $\lambda_j = 0.349$ Вт/(м·К), $c_{p,j} = 837$ Дж/(кг·К), $\rho_j = 1800$ кг/м³, ($k_j = 2.32 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $j = 1, 2$) [37]. Если стальная коническая часть к моменту времени t_0 имеет максимальную температуру $T \sim 1263$ К и не разрушается ($T_* = 1600$ К), то для асбестоцемента из-за низкой теплопроводности тело слабо прогревается по глубине и температура поверхности достигает температуры разрушения $T_* = 1100$ К [37] уже при $t \geq 0.2$ с.

Результаты численного эксперимента показали: 1) необходимость использования двухтемпературного приближения для пористой меди и трехмерной модели прогрева, так как однотемпературная модель пористой среды и одно- и двумерная модели переноса тепла дают более высокие температуры каркаса; 2) целесообразность применения в качестве теплозащитного покрытия материала с высокой теплопроводностью для эффективного отвода тепла из области наиболее высоких тепловых потоков.

§ 2.4. Исследование температурных режимов обтекания осесимметричного тела при вдуве газа с поверхности

При обтекании высокоэнтропийным потоком перетекание тепла вдоль образующей тела может служить эффективным способом сниже-

ния температуры поверхности для областей, где достигаются максимальные тепловые нагрузки, как показано для стационарных режимов в [28, 38]. Другим способом защиты от перегрева конструкций является вдув газа-охлаждителя, при котором происходит ослабление теплового потока, подводимого к поверхности, и отбор тепла при фильтрации в порах. Представляет интерес исследование одновременного действия указанных выше факторов на картину распределения поля температур в газовой и конденсированной фазах и тепловых потоков к поверхности обтекаемого тела.

В данном параграфе рассмотрено решение задачи прогрева при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое и вдуве газа с поверхности сферического затупления. Изучено влияние режимов течения и интенсивности расходов вдуваемого газа, геометрии обтекаемой оболочки и теплофизических данных материала на характеристики нестационарного сопряженного теплообмена.

В соответствии с [4, 33, 39] характеристики сопряженного теплообмена будем отыскивать из решения системы уравнений, описывающей изменение осредненных величин в пограничном слое, уравнения сохранения энергии для пористой сферической части оболочки и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки.

С учетом переменных Дородницына–Лиза для уравнений газовой фазы в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью оболочки тела, система уравнений в безразмерных переменных имеет вид [4]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + \beta \left(\bar{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right); \quad (2.4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{l}{Pr_z} \frac{\partial g}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{H_e} l \left(1 - \frac{1}{Pr_z} \right) \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right] + f \frac{\partial g}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \eta} \right). \quad (2.4.2)$$

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq \xi \leq \xi_1$) с учетом допущения об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности:

$$\pi_p \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{H_1 r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{r}{H_1} \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r H_1 \pi_{\lambda_1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) \right] + \quad (2.4.3)$$

$$+ (\bar{\rho v})_w \frac{\sqrt{\text{Re Pr}} \lambda_{e0}}{\lambda_*} \frac{r_w}{r H_1} \frac{\partial \theta}{\partial n_1}.$$

Для конической части тела

$$\pi_{\rho_2} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(r \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r \pi_{\lambda_2} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right) \right]. \quad (2.4.4)$$

Граничные и начальные условия запишем как

$$\bar{u}(\xi, \infty) = g(\xi, \infty) = 1; \quad (2.4.5)$$

$$\bar{u}(\xi, 0) = 0, \quad f(0, \xi) = f_w = \int_0^\xi (\bar{\rho v})_w r_w d\xi / \left(2 \int_0^\xi \frac{\rho_e \mu_e u_e}{\rho_{e0} \mu_{e0} v_m} r_w^2 d\xi \right)^{0.5}, \quad (2.4.6)$$

$$\bar{q}_w(\xi, 0) \sqrt{\text{Re Pr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} - \pi_o \theta_w^4 = - \left(\pi_{\lambda_i} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right)_w, \quad i = 1, 2,$$

$$\left(\pi_{\lambda_i} \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right)_{w1} = \sqrt{\text{Re Pr}} \frac{\lambda_{e0}}{\lambda_*} \frac{r_w}{(r H_1)_{w1}} (\bar{\rho v})_w (\theta_n - \theta_{w1}), \quad \theta \leq \xi \leq \xi_1, \quad (2.4.7)$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial n_1} \right|_{w1} = 0, \quad \xi > \xi_1,$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad \left. \frac{\pi_{\lambda_i} \partial \theta}{H_1 \partial \xi} \right|_{\xi=\xi_i} = \pi_{\lambda_2} \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=\xi_i}, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right|_{\xi=\xi_k} = 0, \quad (2.4.8)$$

$$\theta(0, \xi, n_1) = \theta_n, \quad 0 \leq \xi \leq \xi_k. \quad (2.4.9)$$

Здесь $\bar{u} = u/u_e$, $g = H/H_e$, $\theta = T/T_{e0}$ – безразмерные значения скорости, полной энтальпии и температуры оболочки, n_1 – безразмерная координата,

отнесенная к радиусу затупления R_N , $\alpha = 2 \int_0^\xi \rho_e \mu_e u_e r_w^2 d\xi / (\rho_e \mu_e u_e r_w)^2$,

$\beta = \frac{\alpha}{u_e} \frac{du_e}{d\xi}$, $H_1 = 1 - n_1$, $r = r_w - n_1 \cos \alpha$ – величины коэффициентов Ламе;

$(\bar{\rho v})_w = (\rho v)_w \sqrt{\text{Re}} / (\rho_{e0} v_m)$ – безразмерный расход газа-охладителя;

$$\pi_{\rho_1} = \frac{\rho_1 c_1}{\rho_* c_*} (1 - \varphi) + \frac{\rho_1 c_1 \rho \Gamma}{\rho_* c_*} \varphi, \quad \pi_{\rho_2} = \frac{\rho_2 c_2}{\rho_* c_*}, \quad \pi_{\lambda_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_*} (1 - \varphi) + \frac{\lambda_1 \Gamma}{\lambda_*} \varphi, \quad \pi_{\lambda_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_*},$$

$Re = \frac{\rho_{e0} v_m R_N}{\mu_{e0}}$, $\pi_\sigma = \frac{\varepsilon \sigma T_{e0}^3 R_N}{\lambda_*}$, $\tau = \frac{t}{t_*}$, $t_* = \frac{R_N \rho_* c_*}{\lambda_*}$ – характерное время. В

общем случае ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое:

$$l = \frac{\rho(\mu + \Gamma \mu_T)}{\rho_e \mu_e}, \quad Pr_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) Pr Pr_T}{\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr}.$$

В (2.4.7) безразмерный поток $\tilde{q}_w(\xi, 0)$ связан с размерным следующим

образом: $\tilde{q}_w = \frac{\mu_w}{Pr} \left. \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w \frac{\sqrt{Re}}{\rho_{e0} v_m H_e}$. Индексы $e, e0, w$ отвечают величинам на

внешней границе пограничного слоя, на внешней границе в точке торможения, на поверхности оболочки $n_1 = 0$ соответственно, w – условиям на внутренней границе оболочки толщиной L/R_N , 1, 2 – характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей, * – характерным величинам материала, Γ – газовой фазе пористой сферической оболочки, T, n – характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям, Σ – суммарной величине.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [40]. Во внутренней области коэффициент турбулентной вязкости находился из формулы Прандтля с демпфирующим множителем Ван-Драйста–Себеси, учитывающим градиент давления и вдув с поверхности. Во внешней области использовалась формула Клаузера. Коэффициент продольной перемежаемости брался из [41]. Подробная запись используемой модели турбулентности дана в [32] и здесь же проведено сопоставление теоретических и экспериментальных результатов, подтверждающее возможность применения этой модели турбулентного течения. Отметим, что при расчетных числах Рейнольдса данные по тепловым потокам совпадают для обеих моделей турбулентного вязкого ударного слоя и пограничного слоя.

Как следует из постановки задачи, к определяющим параметрам относятся геометрия тела, числа Маха и Рейнольдса, начальная температура и безразмерный закон расхода. При постоянных и одинаковых теплофизических характеристиках материала пористого затупления и конической части к указанным выше добавляются параметры, характеризующие теплообмен потока с телом как критерий сопряженности $S = \sqrt{Re} Pr \lambda_{e0} / \lambda_*$, определяющий соотношение конвективного и кон-

дуктивного потоков тепла, критерий π_{σ} , выражающий соотношение радиационного и кондуктивного потоков тепла, относительная толщина оболочки s/R_N . При численном интегрировании коэффициент молекулярной вязкости находится по закону Сазерленда. Численное интегрирование системы уравнений пограничного слоя проводилось по разностной схеме, полученной с помощью итерационно-интерполяционного метода [42]. Расчет двумерных уравнений (2.4.3), (2.4.4) проводился методом расщепления [43] в комбинации с методом [42]. Для турбулентного режима течения в пограничном слое были разработаны комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомым характеристик в области ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения поперек μ_T пограничного слоя. Это позволило увеличить скорость сходимости итерационного процесса и проводить расчеты для любых значений при различных величинах расхода вдуваемого газа с поверхности обтекаемого тела.

Рассмотрим результаты решений краевой задачи (2.4.1) – (2.4.9). Расчеты обтекания конуса, затупленного по сфере, с углом полураствора 5° проводились для определяющих параметров, соответствующих условиям испытаний в аэродинамической трубе. Геометрия модели, давление в точке торможения, интенсивность и закон расхода вдуваемого газа с поверхности затупления соответствовали данным [44]: $(\rho v)_w(\xi) = \text{const} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $P_{e0} = 3.125 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $R_N = 0.0508 \text{ м}$, $M_\infty = 5$. Расчеты, проведенные при $T_{e0} = 525 \text{ К}$ для условий, соответствующих начальной изотермической температуре стенки $T_w = T_n = 288 \text{ К}$, показали удовлетворительное согласование теоретических и экспериментальных результатов [44]. В данном случае для исследования нестационарного процесса прогрева T_{e0} принималась равной 1500 К , теплофизические характеристики материала оболочки брались постоянными и отвечали высокотеплопроводному материалу, выполненному из меди, и нетеплопроводной стенке с характеристиками асбеста. Степень черноты $\varepsilon = 0.7$, основные расчеты проведены для тонкой оболочки ($L/R_N = 0.0425$), для которой достигаются максимальные температуры стенки.

На рис. 2.4.1 и 2.4.2 в случае ламинарных режимов течения приведены распределения тепловых потоков и температуры поверхности при

обтекании непроницаемой оболочки (сплошные кривые) и при наличии вдува (штриховые) в различные моменты времени.

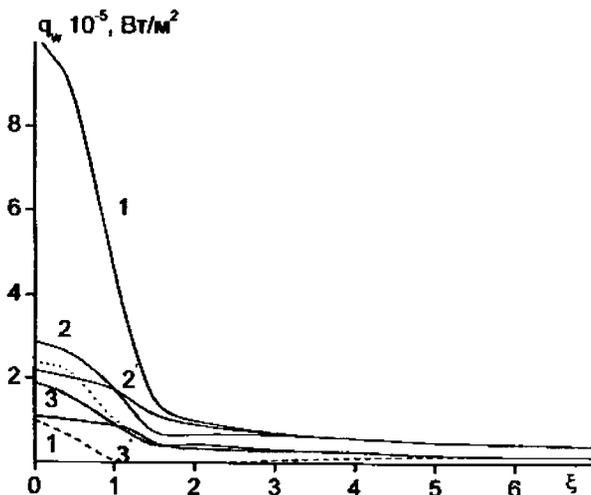


Рис. 2.4.1. Распределение тепловых потоков q_w для ламинарных течений в различные моменты времени

Линии 1–3 отвечают материалу с высокой теплопроводностью $S = 0.15$ в моменты времени $t = 0, 30, 210$ с, а 1'–3' получены для нетеплопроводной стенки ($S = 470$) при $t = 0, 1, 60$ с. В начальный момент времени при $T_w = 288$ К кривые 1, 1' совпадают. Расчеты проводились до выхода на стационарный режим протекания процесса и дополнительно автономно рассчитывалась краевая задача определения радиационной равновесной температуры поверхности T_{wP} , нанесенной на рисунках штрихпунктирными кривыми. В этом случае при $(\rho v)_w = 0$

$$\tilde{q}_w(\xi, 0)S = \pi_\sigma \theta_{wP}^4, \quad (2.4.10)$$

а при вдуве на поверхности сферического затупления условие сохранения энергии бралось с учетом стационарного решения для тонкой пористой оболочки

$$\tilde{q}_w(\xi, 0) = \frac{\pi \sigma}{S} \theta_{wp}^4 + (\overline{\rho v})_w (\theta_{wp} - \theta_n). \quad (2.4.11)$$

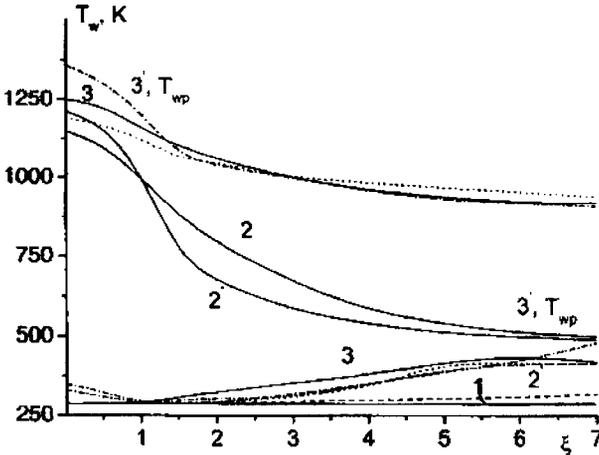


Рис. 2.4.2. Распределение температуры поверхности T_w для ламинарных течений в различные моменты времени

Отметим, что при решении задачи в сопряженной постановке для не-теплопроводного материала кривые $3'$ совпадают со значением радиационной равновесной температуры T_{wp} . Как следует из рис. 2.4.2, при $(\rho v)_w = 0$ снижение максимальной температуры T_w в окрестности точки торможения при использовании теплопроводного материала составляет около 100 К, что обусловлено перетеканием тепла из области затупления на коническую часть и последующим переизлучением с поверхности. Увеличение толщины оболочки в 2 раза (пунктирные линии, полученные при $t = 500$ с при выходе на стационарный режим) приводит к снижению $T_w(0)$ еще на 50 К, и, таким образом, за счет выбора L/R_N можно управлять уровнем снижения температуры оболочки в области затупления. На конической части поверхности для теплопроводного материала T_w незначительно превышает соответствующее значение температуры T_{wp} .

Существенное снижение температур оболочки достигается при расчетном вдуве через пронцаемое затупление. За участком вдува реализу-

ется режим тепловой завесы и максимальные температуры оболочки достигаются на конической поверхности.

Использование теплопроводного материала также приводит к выравниванию температуры оболочки, при этом перетекание тепла происходит к сферическому затуплению и на периферийной части конуса температура становится меньше в отличие от обтекания непроницаемого тела.

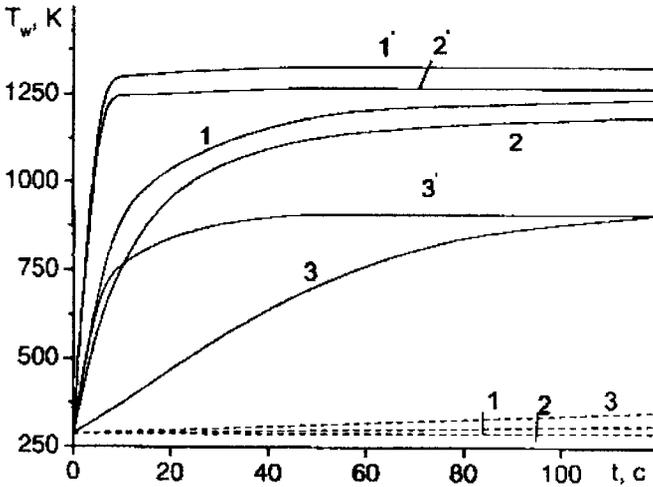


Рис. 2.4.3. Изменение температуры поверхности T_w в различных сечениях вдоль образующей для ламинарного течения

Согласно принятым выше обозначениям кривых, на рис. 2.4.3 и 2.4.4 показана динамика изменения температуры поверхности в различных сечениях вдоль образующей (линии 1–3 для $\xi = 0.2, 0.67, 4$) для ламинарного режима течения и ламинарного переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое соответственно.

Видно, что для теплопроводного материала имеет место значительное затягивание времени выхода на стационарный режим протекания процесса, причем это время зависит от тепловой нагрузки вдоль образующей, толщины оболочки, теплофизических характеристик материала и очень сильно уменьшается для пористого затупления при наличии вдува газа.

Представляет интерес поведение коэффициентов теплоотдачи при прогреве оболочки. На рис. 2.4.5 и 2.4.6 приведены результаты решения сопряженной задачи в виде зависимости

$$St/St_n = q_w(\xi)(T_{e0} - T_n)/q_{wn}(T_{e0} - T_w),$$

представляющей собой отношение коэффициента теплоотдачи в фиксированном сечении ξ к своему значению в начальный момент времени для изотермической поверхности, от времени процесса и температуры поверхности (рис. 2.4.5 и 2.4.6).

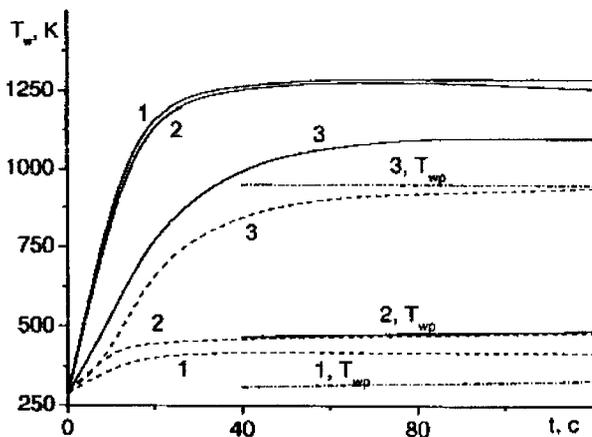


Рис. 2.4.4. Изменение температуры поверхности T_w в различных сечениях вдоль образующей для турбулентного течения

На рис. 2.4.5 данные получены при $\xi = 1.4, 1.7, 4$ для теплопроводной стенки (кривые 1–3) и нетеплопроводного материала (1'–3'). Коэффициенты теплоотдачи, либо числа Стантона, ведут себя немонотонным образом, что согласуется с аналитическими решениями [45], в которых показана зависимость St от температурного фактора и величины

$$\frac{1}{(T_{e0} - T_w)} \frac{\partial T_w}{\partial \xi}.$$

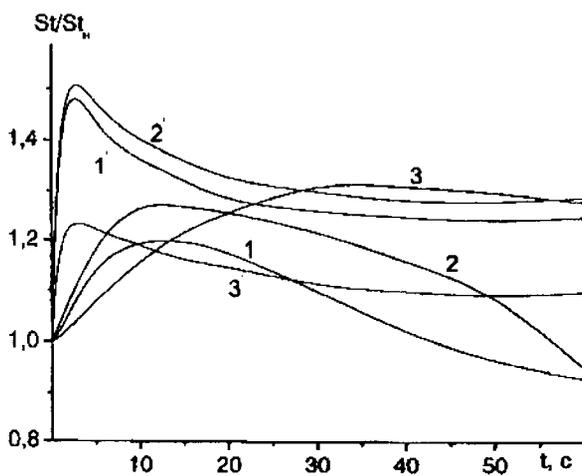


Рис. 2.4.5. Распределение St/St_n в фиксированном сечении поверхности от времени процесса и температуры поверхности

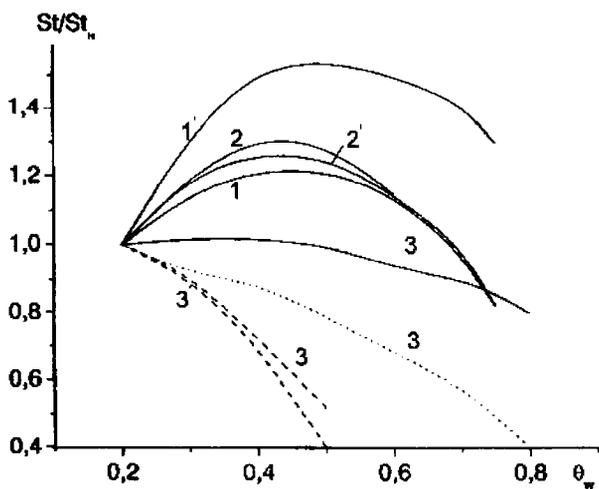


Рис. 2.4.6. Распределение St/St_n от времени процесса и температуры поверхности

При отрицательном значении $\partial T_w / \partial \xi$, характерном для рассматриваемой геометрии, St возрастает в моменты времени, близкие к началу, когда поверхность становится неизотермической, а затем по мере уменьшения $\partial T_w / \partial \xi$ и увеличения температурного фактора начинает убывать. Сказанное выше иллюстрирует также поведение $\frac{St}{St_n}(\theta_w)$ при $\xi = 1.4, 4$.

Видно, что для тонких оболочек немонотонный характер зависимости коэффициента теплоотдачи от температуры поверхности имеет место и на конической поверхности. Такое поведение $\alpha/c_p = q_w / (H_{c0} - h_w)$ следует учитывать при решении задачи прогрева в раздельной постановке с граничными условиями третьего рода, поскольку для известных зависимостей α/c_p монотонно убывает с ростом температуры поверхности, что будет приводить к занижению тепловых потоков и температуры материала на боковой поверхности тела. В этом случае для потоковых величин из газовой фазы могут быть использованы формулы [45], построенные для общего случая неизотермических поверхностей.

Рассмотрим далее случай турбулентного режима течения в пограничном слое. На рис. 2.4.7 и 2.4.8 приведены зависимости $q_w(\xi)$, $T_w(\xi)$ при $t = 0, 30, 120$ с, для теплопроводного (кривые 1–3) и нетеплопроводного материалов оболочки (линии 1, 3' для $t = 0; 60$ с). Прочие обозначения и определяющие параметры совпадают с приведенными для рис. 2.4.1. Как и при ламинарном режиме течения, для нетеплопроводной оболочки кривые 3' совпадают со значением $T_{wp}(\xi)$, и из рис. 2.4.1, 2.4.4 видно более слабое снижение максимальной температуры поверхности за счет перетекания тепла для турбулентного режима течения при $(\rho v)_w = \theta$, что обусловлено уменьшением градиентов температуры поверхности. В то же время при вдуве охладителя, используя эффекты перетекания тепла в материале, можно заметно снизить температуру оболочки в области тепловой завесы за участком вдува. Использование теплопроводного материала приводит к выравниванию и монотонному поведению температуры пористой сферической оболочки, причем распределение температуры можно изменять выбором толщины оболочки (пунктирные линии для $L/R_N = 0.085$).

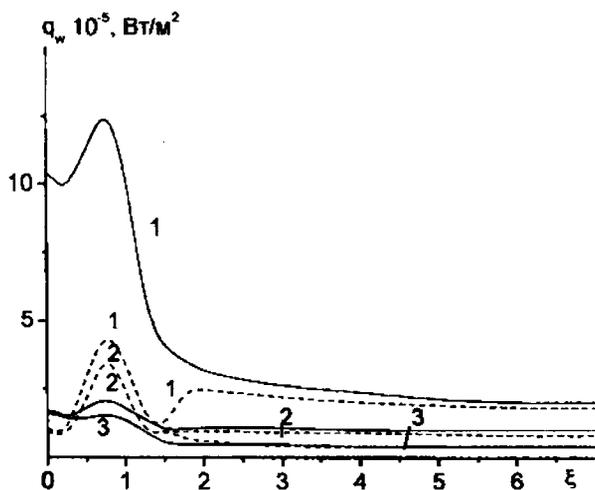


Рис. 2.4.7. Распределение теплового потока q_w для турбулентного режима в различные моменты времени

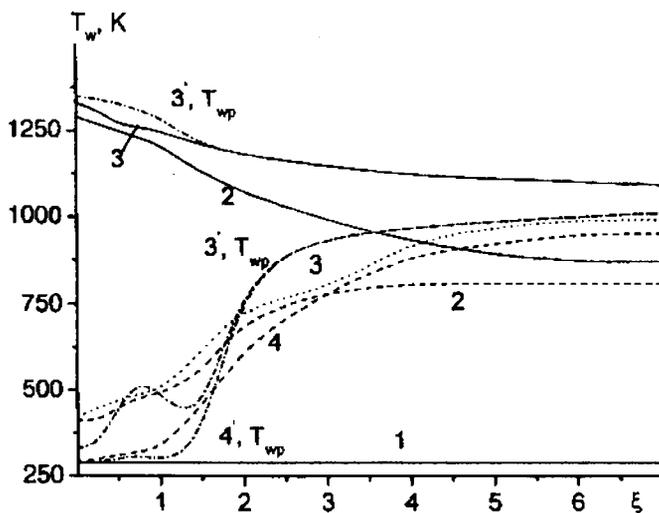


Рис. 2.4.8. Распределение температуры поверхности T_w для турбулентного режима в различные моменты времени

Как следует из расчетов, для нетеплопроводного материала на проникаемом сферическом затуплении стационарный режим устанавливается в течение первой секунды и температура поверхности равняется величине T_{wp} , которая совпадает также с аналитическим решением, вытекающим из балансового условия на поверхности (2.4.11) при заданном коэффициенте теплоотдачи из газовой фазы. Поведение температуры поверхности теплопроводной оболочки от времени при вдуве газа показано на рис. 2.4.4, здесь же приведено стационарное значение T_{wp} в соответствующих сечениях по ξ . Из рис. 2.4.4 также можно проследить смену монотонного характера поведения $T_w(\xi)$ для теплопроводного материала в различные моменты времени: от убывающей функции при $(\rho\nu)_w = 0$ до возрастающей при наличии вдува.

Для изотермической поверхности сферического затупления при различных интенсивностях вдува была проведена обработка в виде широко используемой зависимости $\alpha/c_p / (\alpha/c_p)^0$ от $(\rho\nu)_w / (\alpha/c_p)^0$, где $(\alpha/c_p)^0$ отвечает непроницаемой поверхности, для разных значений Re. Показано, что если для экспериментальных условий [44] при $Re = 3.972 \cdot 10^6$ теоретические и экспериментальные результаты согласуются для различных ξ в области турбулентного режима течения [32] и описываются предложенной в [9] формулой $\alpha/c_p / (\alpha/c_p)^0 = \exp[-0.37(\rho\nu)_w / (\alpha/c_p)^0]$, то при уменьшении Re для области максимальных тепловых потоков в районе звуковой линии имеет место заметное снижение кривых относительного коэффициента теплоотдачи или относительного теплового потока от параметра вдува $(\rho\nu)_w / (\alpha/c_p)^0$. Таким образом, при уменьшении Re эффективность вдува, связанная с ослаблением тепловых потоков, возрастает, что следует учитывать при оценке тепловых потоков к проникаемой поверхности при турбулентном режиме течения.

Для вдува газа с поверхности на рис. 2.4.9 приведены распределения коэффициентов теплоотдачи вдоль образующей в те же моменты времени, что и на рис. 2.4.7 и 2.4.8, а штрихпунктирная кривая получена для равновесной температуры поверхности T_{wp} . Видно, что если на проникаемом сферическом затуплении α/c_p меняется незначительно для расчетных распределений температуры сферы, то в завесной зоне коэффициент теплоотдачи снижается очень сильно и непосредственно за участ-

ком вдува имеет различное качественное поведение, обусловленное распределением $T_w(\xi)$ для разных материалов стенки. При турбулентном режиме течения на рис. 2.4.6 показано отношение St/St_n в сечении (кривые 3, 3') в отсутствие и при наличии вдува к поверхности затупления (сплошные и штриховые кривые). Видно, что при $(\rho v)_w = 0$ кривая имеет слабовыраженный максимум, обусловленный неизотермическим поведением температуры стенки, и качественно согласуется с расчетами при ламинарном режиме течения.

При вдуве газа зависимость $St/St_n(\theta_w)$ носит монотонно убывающий характер для разных материалов оболочки. Важно отметить, что расчетное поведение температуры стенки в завесной зоне приводит к очень сильным различиям в коэффициентах теплоотдачи по сравнению со случаем изотермической поверхности. Так, пунктирная кривая 3 (рис. 2.4.6) иллюстрирует поведение $St/St_n(\theta_w)$ при параметрическом изменении

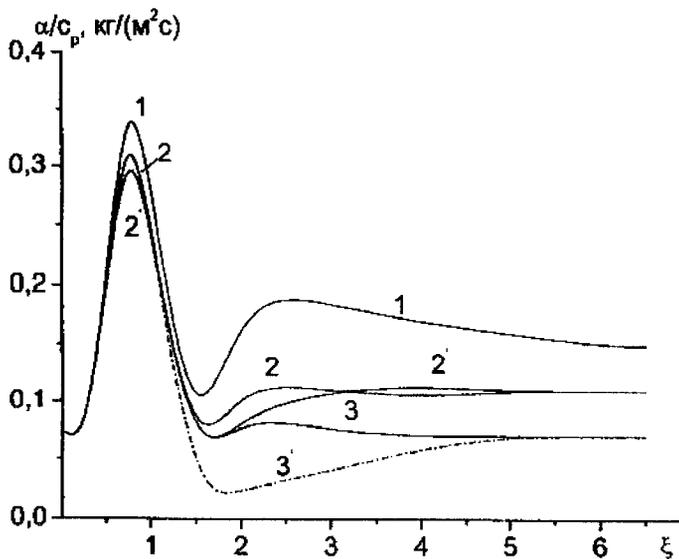


Рис. 2.4.9. Распределение коэффициентов теплоотдачи α/c_p вдоль образующей тела

температуры поверхности $T_w(\xi) = \text{const}$ и может превышать результаты решения сопряженной задачи более чем в 2 раза.

Таким образом, по сравнению со случаем задания изотермической стенки при решении задачи прогрева за счет выбора толщины оболочки и материала стенки конической части можно получить дополнительный существенный выигрыш в снижении тепловой нагрузки в завесной зоне за счет формирования $T_w(\xi)$ и снижения коэффициента теплоотдачи. Эти выводы согласуются с проведенным анализом влияния изотермической температуры стенки [33, 45], поскольку коэффициенты теплоотдачи убывают при положительном значении величины $\frac{1}{T_{e0} - T_w} \frac{\partial T_w}{\partial \xi}$, характерном для участка тепловой завесы.

Как и следовало ожидать, возрастание расхода газа-охладителя уменьшает температуру поверхности затупления и конической части тела. На рис. 2.4.7 и 2.4.8 приведены распределения вдоль образующей радиационной равновесной температуры T_{wp} (кривая 4') и температуры T_w (линия 4), соответствующей при $t = 100$ с стационарному режиму при обтекании теплопроводной оболочки, для расходов $(\rho v)_w = 3.25$ кг/(м²·с) при прочих прежних определяющих параметрах. Для нетеплопроводной стенки на сферическом затуплении максимальная температура достигает 311 К, а в зоне тепловой завесы наибольшее снижение T_w при выборе теплопроводного материала составляет более 100 К. Отметим, что при данных значениях $(\rho v)_w$ суммарный расход газа-охладителя равен 0.048 кг/с. Это определяет возможности тепловой защиты вдувом для рассмотренных времен процесса до выхода на стационарный режим.

Таким образом, в настоящей работе проиллюстрировано влияние перетекания тепла и вдува газа с поверхности на характеристики теплообмена, что может быть использовано при интерпретации данных аэродинамического эксперимента. Отметим, что вывод о необходимости учета перетекания тепла вдоль поверхности модели при существенной зависимости теплового потока от продольной координаты сделан в [46], где на основании анализа экспериментальных результатов предложен подход для учета влияния растекания тепла и получены формулы для оценки ошибок вследствие пренебрежения им. Вопросы учета перетекания тепла представляются актуальными при создании датчиков теплового потока с длительными временами измерения, позволяющих умень-

шить стоимость испытаний путем проведения экспериментов в изменяющихся условиях. Одной из причин погрешности определения величины теплового потока в этом случае также является перетекание тепла вдоль стенки, что следует учитывать при разработке конструкции датчика, расчетной модели и метода восстановления теплового потока к обтекаемой поверхности. Как было показано выше, поставленные вопросы по учету перетекания тепла вдоль модели, неизотермичности поверхности тела и влияния этих факторов на коэффициенты теплоотдачи могут быть разрешены в рамках решения задачи в сопряженной постановке.

§ 2.5. Расчет характеристик тепло- и массообмена при пространственном обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком

При конструировании высокоскоростных летательных аппаратов одной из наиболее сложных проблем является тепловая защита конструкции. Возрастание требований к точности определения характеристик тепло- и массообмена оболочки обтекаемого тела приводит к необходимости решения задачи в сопряженной постановке [5, 28, 47]. При повышении тепловых нагрузок материалы зачастую работают на пределе своих возможностей. Поэтому представляет интерес изучение высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих понижение температуры поверхности T_w . Альтернативным решением проблемы, по-видимому, является отработка комбинированной тепловой защиты [2, 5]. В настоящей работе приведены результаты решения задачи прогрева оболочки сферически затупленного конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком воздуха под различными углами атаки, при ламинарном режиме течения в пограничном слое. При этом для понижения максимальной температуры поверхности использовались высокотеплопроводные материалы оболочки обтекаемого аппарата и вдув газа с поверхности пористого сферического затупления.

Для модели совершенного газа система уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид [5]

$$\frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) = 0, \quad (2.5.1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = - \frac{\partial p_e}{\partial s} + \frac{\partial u}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial n} \right), \quad (2.5.2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) = - \frac{1}{r_w} \frac{\partial p_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial w}{\partial n} \right), \quad (2.5.3)$$

$$\begin{aligned} \rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial s} + v \frac{\partial T}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial T}{\partial \eta} \right) &= \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu \frac{\partial T}{\partial n} \right) + u \frac{\partial p_e}{\partial s} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial p_e}{\partial \eta} + \\ &+ \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

$$P = \rho T R / m, \quad P = P_e(s, \eta). \quad (2.5.5)$$

Здесь и ниже: u, v, w – компоненты вектора среднemasовой скорости на оси естественной системы координат s, n, η соответственно; L – толщина обтекаемой оболочки; $(\rho v)_w$ – расход газа-охлаждителя, M_∞ – число Маха; P, ρ, T, t – давление, плотность, температура и время; β, θ – углы атаки и конусности; c_p, λ, μ – коэффициенты теплоёмкости, теплопроводности, динамической вязкости; m, h, R – молекулярная масса, энтальпия и универсальная газовая постоянная; r_w, r_1, H_1 – коэффициенты Ламе; ϕ, R_N, σ – пористость, радиус сферического затупления и постоянная Стефана–Больцмана; $\epsilon_i, i=1, 2$ – коэффициенты излучательной способности поверхности оболочки; n_1 – направлена по нормали к внешнему контуру тела в глубину материала; индексы $e, e\theta, w$ соответствуют величинам на внешней границе пограничного слоя, в точке торможения и на поверхности обтекаемого тела, 1, 2 – характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей тела, Γ – газовой фазе пористой сферической оболочки, n – начальным условием; ∞ – набегающему потоку, k – периферийному участку оболочки, 0 «верху» – тепловому потоку из газовой фазы в отсутствие вдува.

Для пористой сферической оболочки ($\theta \leq s \leq s_1$) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, запишем [2]:

$$\begin{aligned}
(\rho c_p)_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1 \lambda_1}{H_1} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] + \right. \\
\left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_1}{r_1} (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right] \right\} + (\rho v)_w \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{p\Gamma} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \quad (2.5.6)
\end{aligned}$$

$0 < n_1 < L$, $0 < \eta < \pi$, $H_1 = (R_N - n_1)/R_N$, $r_1 = (R_N - n_1) \sin \bar{s}$, $\bar{s} = s/R_N$.

Для конической части тела ($s_1 < s \leq s_k$) уравнение теплопроводности примет вид

$$\begin{aligned}
r_2 \rho_2 c_{p2} \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \quad (2.5.7) \\
r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta.
\end{aligned}$$

Граничные и начальные условия запишем следующим образом. На внешней границе пограничного слоя имеем при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), \quad w \rightarrow w_e(s, \eta), \quad T \rightarrow T_e(s, \eta), \quad (2.5.8)$$

где u_e, w_e, T_e могут быть определены, например, из решения системы уравнений Эйлера методом работы [34] либо найдены при известном распределении давления $P = P_e(s, \eta)$.

При неучёте эффектов скольжения на поверхности обтекаемого тела будем иметь:

$$\begin{aligned}
u = w = 0, \quad (\rho v)_w(s, \eta) = \text{const} (0 \leq s \leq s_1), \\
(\rho v)_w(s, \eta) = 0, \quad (s_1 < s \leq s_k). \quad (2.5.9)
\end{aligned}$$

На обтекаемой внешней поверхности оболочки выписываются балансовые условия при $0 \leq \eta \leq \pi$

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1-\varphi) \left(\partial T_1 / \partial n_1 \right)_w, \quad (2.5.10)$$

$$\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \right)_w - \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4 = -\lambda_2 \left(\partial T_2 / \partial n_1 \right)_w. \quad (2.5.11)$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части запишем [2]:

$$\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = -\frac{r_{1w} c_{p\Gamma} (\rho v)_w}{(r_1 H_1)_{n_1=L}} (T_{1L} - T_n), \quad (0 \leq s \leq s_1), \quad (2.5.12)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = 0, \quad (s_1 < s \leq s_k). \quad (2.5.13)$$

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

$$\frac{\lambda_1(1-\varphi)}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0}, \quad T_1 \Big|_{s=s_1-0} = T_2 \Big|_{s=s_1+0},$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_k} = 0. \quad (2.5.14)$$

При наличии плоскости симметрии течения

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)_{\eta=0} = \left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)_{\eta=\pi} = 0, \quad i=1,2. \quad (2.5.15)$$

Начальные условия имеют следующий вид

$$T_1(t=0) = T_2(t=0) = T(t=0) = T_n. \quad (2.5.16)$$

Уравнения сохранения записаны при допущении о неизменности состава, которое справедливо при вдуве газа, совпадающего с составом набегающего потока. При этом в качестве вдуваемого газа-охладителя выступает воздух.

Красная задача (2.5.1.1) – (2.5.16) решалась численно при помощи итерационно-интерполяционного метода [48]. Расчёт уравнений (2.5.1)–(2.5.4) проводился в переменных типа Дородницына–Лиза для ламинарного режима течения в пограничном слое, а трёхмерных нестационарных уравнений (2.5.6), (2.5.7) – локально-одномерной схемой расщепления [19]. Геометрия модели, давление в точке торможения, интенсивность и закон расхода вдуваемого газа с поверхности затупления соответствуют данным работы [44]: $M_\infty = 5$, $R_N = 0.0508$ м, $T_{e0} = 1500$ К, $P_{e0} = 3.125 \cdot 10^5$ Па, $(\rho v)_w = 1.626$ кг/(м²·с), $T_n = 288$ К, $\varphi = 0.34$, $\theta = 5^\circ$, $h_{e0} = 1.536 \cdot 10^6$ Дж/кг, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.85$, $L = 2.2 \cdot 10^{-3}$ м, $\beta = 10^\circ$.

Теплофизические характеристики оболочки соответствовали следующим материалам:

асбоцементу $\lambda_i = 0.349$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 837$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 1800$ кг/м³ и меди $\lambda_i = 386$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 370$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 8950$ кг/м³, $i=1,2$ [9].

Анализ результатов численного решения. На рис. 2.5.1 представлены зависимости конвективного теплового потока из газовой фазы q_w и температуры поверхности T_w от координаты \bar{s} на наветренной и подветренной сторонах плоскости симметрии при $(\rho v)_w = 0$. Сплошные линии соответствуют углу атаки $\beta = 10^\circ$, штриховые линии – $\beta = 0^\circ$. Кривые 1 и 2 на рис. 2.5.1 для q_w даны в момент времени $t=0$, а для T_w кривые 1, 2 отвечают низкотеплопроводному материалу типа асбоцемента, 3, 4 – меди, 5, 6 – получены для предельного $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i=1,2$. Найденные температуры поверхности соответствуют стационарному ($t \rightarrow \infty$) режиму протекания процесса нагрева тела, а кривая, помеченная крестиками, – режиму прогрева оболочки из меди без учёта перетекания тепла по окружной координате η .

Как следует из рис. 2.5.1, наибольшее значение температуры поверхности непроницаемой оболочки отвечает максимальной величине теплового потока для ламинарного течения в пограничном слое в окрестности точки торможения, а изменение угла атаки вызывает смещение относительно центра симметрии обтекаемого тела.

Для нетеплопроводного материала (кривые 1, 2) температура поверхности совпадает с радиационной равновесной температурой T_{wp} , величину которой можно найти из условия сохранения энергии на пористой и конической поверхностях [2], поскольку для асбоцемента процесс прогрева является одномерным. Использование высокотеплопроводных материалов (кривая 3, 4) приводит к заметному снижению максимальной температуры поверхности. В то же время вследствие перетекания тепла по продольной и окружной координате повышается температура поверхности на конической части и особенно на подветренной стороне по сравнению с T_{wp} . Неучёт перетекания тепла в окружном направлении при пространственном обтекании тела (кривые помеченные крестиками) приводит к завышению T_w на наветренной стороне и к снижению на подветренной стороне.

При $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i=1,2$ происходит значительное снижение T_w на сферической части тела и выравнивание температурного профиля в обтекаемом материале, а значения температур поверхности согласуются с результатами расчётов по формулам работы [2].

Рассмотрим влияние расхода газа-охладителя с поверхности затупления.

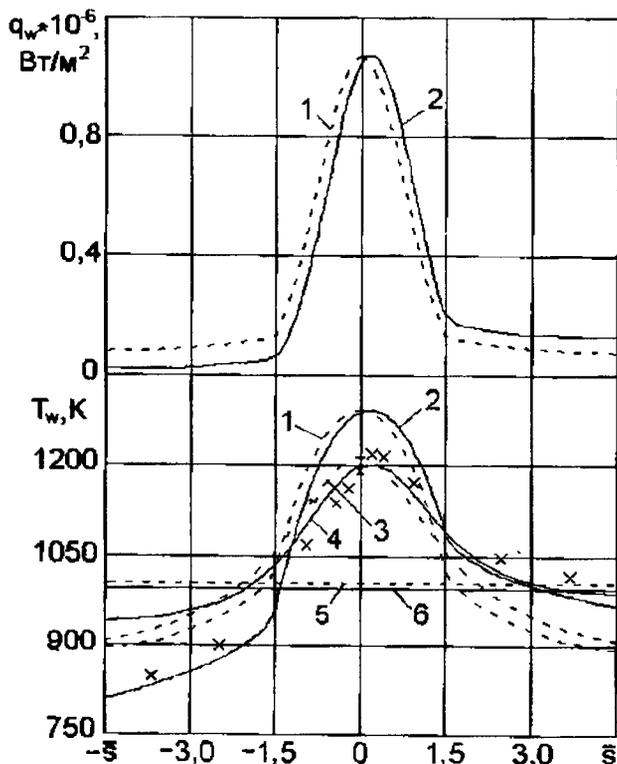


Рис. 2.5.1. Зависимости теплового потока q_w и температуры поверхности T_w от продольной координаты в плоскости симметрии при $(\rho v)_w = 0$

На рис. 2.5.2 приведены распределения тепловых потоков q_w при $t=0$ и стационарных температур поверхности T_w при обтекании под углом атаки. Сплошные кривые отвечают вдуву газа-охладителя $(\rho v)_w = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, а штриховые — $(\rho v)_w = 0.813 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

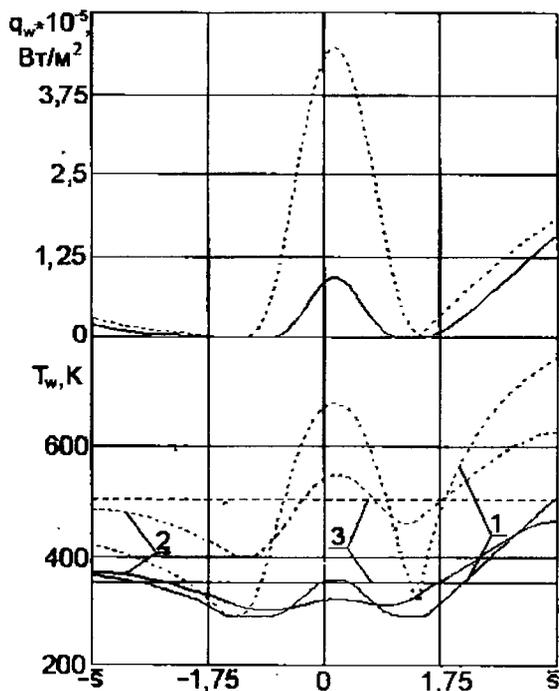


Рис. 2.5.2. Распределение тепловых потоков q_w в начальный момент времени и стационарных температур поверхности T_w при обтекании под углом атаки при $(\rho v)_w \neq 0$

Вдув газа-охлаждителя с поверхности пористого затупления приводит к значительному снижению теплового потока на сферической части. При этом при вдуве $(\rho v)_w = 0.813 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ реализуется линейный характер охлаждения теплового потока, хорошо согласующийся с формулой работы [44], а при $(\rho v)_w = 1.626 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ зависимость относительного теплового потока в критической точке к соответствующему значению q_w^0 в отсутствие вдува q_w/q_w^0 от параметра вдува $(\rho v)_w/(\alpha/c_p)^0$ близка к экспериментально найденной в [44].

Как следует из рис. 2.5.2, распределение T_w при вдуве газа-охладителя качественно отличается от распределения T_w при $(\rho v)_w = 0$ для различных значений $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i=1,2$. При этом кривые 1 рис. 2.5.2, полученные для асбоцемента, совпадают со значением радиационной температуры поверхности T_{wp} , кривые 2 отвечают теплопроводному материалу типа меди, линии 3 – предельному случаю $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i=1,2$.

При увеличении λ_i на пористой части оболочки T_w может превышать соответствующее значение T_{wp} , а на конической части вследствие стока тепла в проникаемое затупление T_w становится существенно ниже радиационной равновесной температуры.

Температура поверхности, отвечающая $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i=1,2$, и стационарному трёхмерному процессу теплообмена при $(\rho v)_w \neq 0$, снижается более чем в два раза по сравнению с данными, представленными на рис. 2.5.1. Этот результат подтверждает вывод о целесообразности использования высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих интенсивный сток тепла в область проникаемого затупления.

Представляет интерес пространственное распределение стационарной величины T_w для различных расходов газа-охладителя и материалов с разными теплофизическими свойствами.

На рис. 2.5.3 показано распределение q_w и T_w по продольной координате для материала из меди. Как и ранее, q_w отвечает моменту времени $t=0$, T_w – стационарному нагреву тела. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые соответствуют величинам $(\rho v)_w = 1.626, 0.813, 0$ кг/(м²·с), а цифрами 1–3 помечены значения температур поверхности в сечениях по окружной координате $\eta = 0, \pi/2$ и π . На рис. 2.5.4 с теми же обозначениями, что и рис. 2.5.3, дано стационарное поле температур для низкотеплопроводного материала (асбоцемента).

Как и следовало ожидать, максимальное значение температуры поверхности тела находится на наветренной стороне оболочки и отвечает максимальному значению конвективного теплового потока из газовой фазы для $\eta = 0$ в отсутствие вдува газа-охладителя и при его наличии.

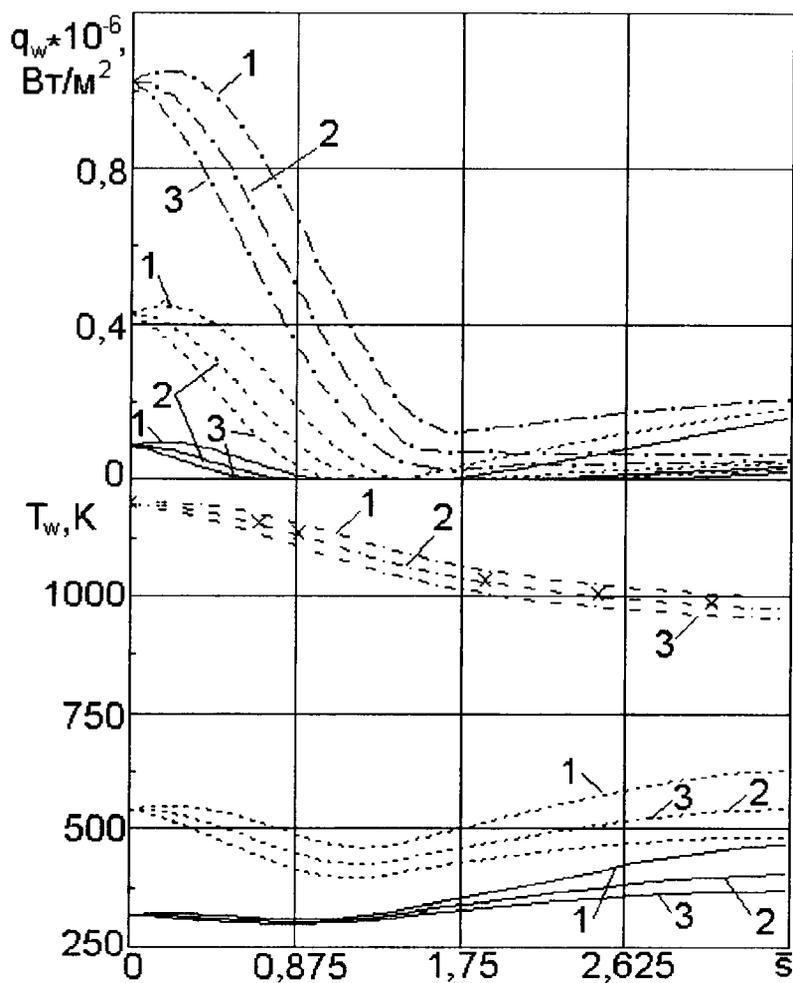


Рис. 2.5.3. Распределение тепловых потоков q_w и температуры поверхности T_w по продольной координате для медной оболочки

Из анализа рис. 2.5.3 и 2.5.4 следует, что при постоянном вдуве газа-охлаждителя вдоль образующей на сферической части тела в окрестности точки торможения T_{wp} превышает соответствующее значение T_w для

медной оболочки. В то же время на периферии сферического затупления в окрестности кольца сопряжения сфера-конус ($s = s_1$) вследствие перетекания тепла T_w значительно выше температуры поверхности нетеплопроводной оболочки.

Крестиками на рис. 2.5.3 и 2.5.4 помечен расчёт задачи в упрощённой постановке для коэффициента теплообмена из газовой фазы, взятого из [30], при $\eta = \pi/2$ и $(\rho\nu)_w = 0$. Отметим удовлетворительное согласование результатов решения задачи в отдельной и сопряжённой постановке в отсутствие вдува газа-охлаждителя.

Помимо решения задачи в сопряжённой постановке, исследовался вопрос о правомерности использования отдельной постановки для случая заданного коэффициента теплообмена со стороны газовой фазы для начальной изотермической поверхности тела.

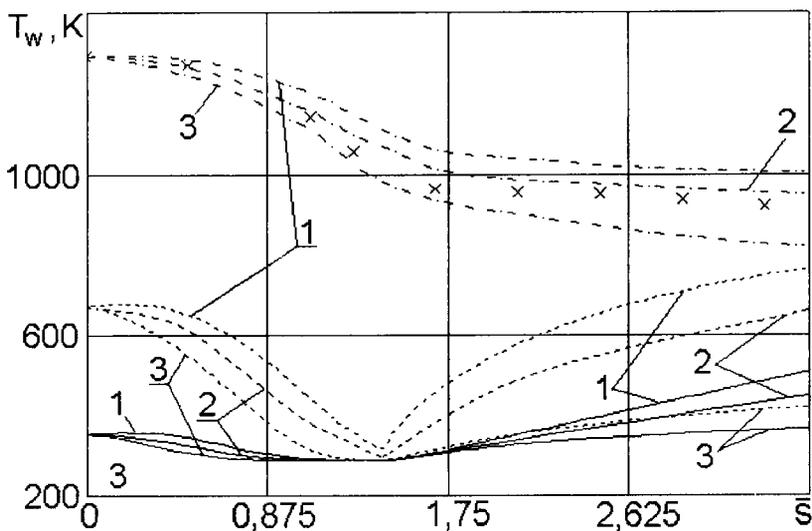


Рис. 2.5.4. Стационарное поле температуры поверхности T_w для абсоцементга

Сравнение с точными результатами решения задачи в сопряжённой постановке приведены на рис. 2.5.5, на котором даны стационарные зна-

чения T_w в плоскости симметрии течения для случая обтекания оболочки, выполненной из меди, при $\beta = 10^\circ$. Сплошные кривые рисунка отвечают сопряжённой постановке, штриховые – раздельной, кривые 1–3 получены при $(\rho\nu)_w = 0, 0.813$ и 1.626 кг/(м²·с) соответственно, а крестиками помечен расчёт в раздельной постановке для коэффициента теплообмена из [49] в плоскости симметрии течения при $(\rho\nu)_w = 0$. Как следует из результатов, раздельная постановка может быть использована для расчёта температурного поля оболочки в отсутствие вдува с поверхности при использовании коэффициента теплообмена для начальной изотермической температуры либо с учётом формул работы [30]. При наличии вдува в завесной зоне приближённый подход, основанный на задании коэффициента теплообмена к изотермической поверхности, приводит к заметному увеличению температуры поверхности по сравнению с точным решением задачи прогрева в сопряжённой постановке.

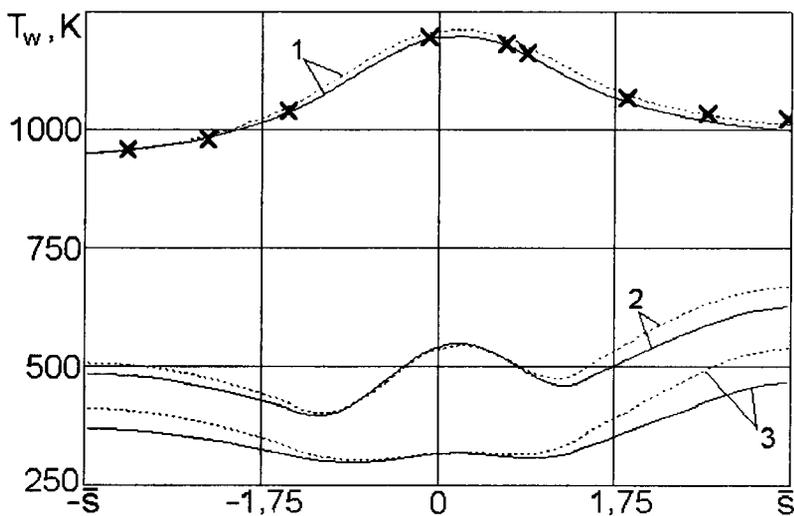


Рис. 2.5.5. Зависимость T_w в плоскости течения при стационарном обтекании оболочки, выполненной из меди, при $\beta = 10^\circ$

Это обусловлено сложной структурой коэффициента теплообмена в общем случае неизотермической поверхности, который, как показано в [47], включает слагаемое, связанное с наличием локальной производной, отнесённой к температурному перепаду $\partial T_w / \partial s / (T_{e0} - T_w)$. Указанное слагаемое становится весомым в зоне тепловой завесы, где реализуются значительные градиенты температур $\partial T_w / \partial s$.

По результатам проведенного исследования задачи сделаны следующие выводы: 1) исследованы некоторые новые способы управления тепловыми режимами при пространственном обтекании тела сверхзвуковым потоком, обусловленные одновременным воздействием вдува газа с поверхности пористого затупления и перетеканием тепла в материале оболочки; 2) решение задачи в сопряжённой постановке позволило учесть влияние неизотермичности стенки оболочки на характеристики тепло- и массообмена в пограничном слое; 3) показана эффективность использования теплопроводных материалов для снижения максимальных температур в завесной зоне в результате интенсивного стока тепла в область проницаемого сферического затупления.

§ 2.6. Исследование характеристик сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса и вдуве газа с поверхности затупления

При проектировании высокоскоростных летательных аппаратов одной из наиболее сложных проблем является тепловая защита конструкции. Повышение требований к точности определения характеристик теплообмена в оболочке обтекаемого тела вызывает необходимость решения задачи в сопряженной постановке, что подтверждается результатами исследований [5, 6, 28, 47].

Анализ характеристик сопряжённого теплообмена при ламинарном режиме течения в пограничном слое [5] показал, что надёжным способом защиты конструкции от перегрева является вдув газа-охладителя. В этом случае происходит ослабление теплового потока, подводимого к поверхности, и отбор тепла при фильтрации газа в порах. В [2, 5] изучено влияние теплопроводных материалов, обеспечивающих понижение температуры поверхности тела в зоне завесы.

В данном параграфе рассматриваются результаты решения задачи прогрева оболочки затушенного по сфере конуса при сверхзвуковом обтекании потоком воздуха под углом атаки с учётом различных режимов течения в пограничном слое [5]. Для снижения максимальной температуры поверхности использовались высокотеплопроводные материалы и вдув газа-охладителя с поверхности пористого затушения. Характеристики сопряжённого теплообмена отыскиваются из решения системы уравнений, описывающей изменение осреднённых величин в пограничном слое, уравнения сохранения энергии для пористого сферического затушения и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки.

Целью данного параграфа является создание модели для расчета трехмерной сопряженной задачи теплообмена с учетом различных режимов течения в пограничном слое и исследование некоторых способов тепловой защиты для снижения максимальной температуры обтекаемого тела.

Постановка задачи. В [17] проведены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазе. На основании этих оценок для модели совершенного газа система уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, связанной с поверхностью обтекаемого тела, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u r_w)}{\partial s} + \frac{\partial(\rho v r_w)}{\partial n} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial \eta} &= 0, \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial h}{\partial s} + v \frac{\partial h}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial h}{\partial \eta} \right) &= \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \frac{\partial h}{\partial n} \right) + u \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \\ &+ \mu_\Sigma \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n} \right)^2 \right], \\ P_e &= \rho h (\gamma - 1) / \gamma, P_e = P_e(s, \eta). \end{aligned} \tag{2.6.1}$$

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq s \leq s_1$) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, выписывается уравнение [2]

$$\begin{aligned}
 (\rho c_p)_1 (1-\phi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_1 (1-\phi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1 \lambda_1}{H_1} (1-\phi) \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] + \right. \\
 \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_1}{r_1} (1-\phi) \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right] \right\} + (\rho \nu)_w \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{p\Gamma} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \quad (2.6.2) \\
 0 \leq n_1 \leq L, \quad 0 \leq \eta \leq \pi, \quad H_1 = (R_N - n_1) / R_N, \\
 r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad \bar{s} = s / R_N.
 \end{aligned}$$

Для конической части тела ($s_1 \leq s \leq s_k$) уравнение теплопроводности имеет вид [2]

$$\begin{aligned}
 r_2 (\rho c_p)_2 \frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \quad (2.6.3) \\
 r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta.
 \end{aligned}$$

Граничные и начальные условия имеют следующий вид.

На внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), \quad w \rightarrow w_e(s, \eta), \quad h \rightarrow h_e(s, \eta), \quad (2.6.4)$$

где u_e, w_e, h_e, P_e определялись из решения системы уравнений Эйлера по методу работы [34].

На поверхности обтекаемого тела при $n=0$

$$u = w = 0, \quad (\rho \nu) = (\rho \nu)_w(s, \eta) \quad (0 \leq s < s_1), \quad (\rho \nu)_w = 0 \quad (s_1 \leq s \leq s_k). \quad (2.6.5)$$

На внешней поверхности обтекаемого тела выписываются балансовые соотношения при $0 \leq \eta \leq \pi$

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1-\phi) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_w, \\
 \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4 = -\lambda_2 (1-\phi) \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_w. \quad (2.6.6)
 \end{aligned}$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части выписываются соотношения [2]

$$\lambda_1(1-\phi)\left.\frac{\partial T_1}{\partial n_1}\right|_{n_1=L} = -\frac{r_{1w}c_{p\Gamma}(\rho v)_w}{(r_1 H_1)_{n_1=L}}(T_{1L} - T_H), \quad 0 \leq s < s_1, \quad (2.6.7)$$

$$\lambda_1(1-\phi)\left.\frac{\partial T_2}{\partial n_1}\right|_{n_1=L} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k.$$

На кольце сопряжения сфера–конус при $s=s_1$ выписываются условия идеального контакта, а в крайнем сечении тела при $s=s_k$ выписывается адиабатическое условие

$$\lambda_1(1-\phi)\left.\frac{1}{H_1}\frac{\partial T_1}{\partial s}\right|_{s=s_1-0} = \lambda_2\left.\frac{\partial T_2}{\partial s}\right|_{s=s_1+0}, \quad T_1|_{s=s_1-0} = T_2|_{s=s_1+0}, \quad (\partial T_2 / \partial s)|_{s=s_k} = 0. \quad (2.6.8)$$

При наличии плоскости симметрии течения

$$\left.\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right|_{\eta=0} = \left.\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right|_{\eta=\pi} = 0, \quad i=1,2. \quad (2.6.9)$$

Начальные условия:

$$T(t=0)_1 = T_2(t=0) = T_H. \quad (2.6.10)$$

Здесь и ниже: u, v, w – компоненты вектора среднемассовой скорости в естественной системе координат s, n, η ; P, ρ, T, t – давление, плотность, температура, время; $(\rho v)_w$ – расход газа-охладителя; c_p, λ, μ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости; m, h, R – молекулярная масса, статическая энтальпия, универсальная газовая постоянная; r_w, r_1, H_1 – коэффициенты Ламе; ϕ, R_N, σ – пористость, радиус сферического затупления, постоянная Стефана–Больцмана; $\varepsilon_i, i=1,2$ – коэффициенты излучательной способности поверхности тела; n_1 – направлена по нормали к внешнему контуру тела в глубину материала; L – толщина оболочки обтекаемого тела; M_∞, Pr, Re – числа Маха набегающего потока, Прандтля, Рейнольдса; β, θ – углы атаки и конусности. Нижние индексы $e, e\theta, w, \Gamma, \infty, T, \Sigma$ – отвечают величинам на внешней границе пограничного слоя, в точке торможения потока, на поверхности обтекаемого тела, в газовой фазе пористой сферической оболочки, в набегающем потоке, при турбулентном режиме течения и суммарным величинам в потоке соответственно. Нижние индексы 1, 2 соответствуют характеристикам к-фазы сферической и конической частей

тела. Нижний индекс n означает начальные условия. Верхний индекс 0 относится к тепловому потоку из газовой фазы при отсутствии вдува. Черта сверху обозначает безразмерные величины, нижний индекс k – периферийный участок оболочки.

Уравнения сохранения записаны при допущении о неизменности состава газа, которое справедливо при совпадении состава вдуваемого газа с составом набегающего потока. При этом в качестве вдуваемого газа выступает воздух.

Для описания турбулентного течения применяется модель турбулентного пограничного слоя, подробно описанная в [47]. Для ламинарного, переходного и развитого турбулентного режимов течения в пограничном слое справедливы следующие соотношения:

$$\mu_{\Sigma} = \mu + \Gamma \mu_T, Pr_{\Sigma} = \frac{\mu_{\Sigma} Pr Pr_T}{\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr},$$

где Γ – коэффициент продольной перемежаемости.

Рассматривается трехслойная алгебраическая модель турбулентности. В ламинарном вязком подслое вблизи поверхности обтекаемого тела выполняется неравенство: $\mu > \mu_T$. Внутренняя область турбулентного ядра описывается формулой Ван-Драйста–Сebesи [50], которая в случае трехмерного течения имеет вид

$$\mu_{Ti} = 0.16 \rho n^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{n^+}{A^+}\right) \right]^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n} \right)^2 \right]^{0.5},$$

$$n^+ = \frac{n \rho}{\mu} \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{0.5}.$$

При наличии вдува

$$A^+ = 26 (V_w^+)^{0.5} \left[\frac{\mu}{\mu_e} \left(\frac{\rho_e}{\rho_w} \right)^2 P^+ (1 - \psi) + V_w^+ \psi \right]^{-0.5},$$

$$P^+ = - \frac{\mu_e}{\rho_e^2 (\tau_w / \rho_w)^{0.5} U_e} \left(u_e \frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{w_e}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} \right),$$

$$V_w^+ = \frac{(\rho \nu)_w}{\rho_w (\tau_w / \rho_w)^{0.5}}, U_e^2 = u_e^2 + w_e^2,$$

$$\psi = \exp\left(11.8 \frac{\mu_w}{\mu} V_w^+\right), \tau_w = \mu_w \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n} \Big|_w \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n} \Big|_w \right)^2 \right]^{0.5}.$$

При отсутствии вдува

$$A^+ = 26 \left[1 - 11.8 \frac{\mu_w}{\mu_e} \left(\frac{\rho_e}{\rho_w} \right)^2 P^+ \right]^{-0.5}.$$

Внешняя область турбулентного ядра описывается формулой Сполдинга [51]:

$$\mu_{Te} = \rho (0.089 n_e)^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial n} \right)^2 \right]^{0.5}.$$

Переход от ламинарного к развитому турбулентному режиму течения на сферическом затуплении описывается формулой Дхваны–Нарасимхи [52]:

$$\Gamma = 1 - \exp\left(-3.507 \frac{s - s_b}{s_a - s_b}\right),$$

где s_b, s_a – координаты начала и конца зоны перехода. Значения этих координат подобраны из условий соответствия полученных результатов данным экспериментальной работы [44]. В дальнейшем эта информация использована при получении представленных результатов. Переход от внутренней области турбулентного ядра к внешней области осуществляется при выполнении условия: $\mu_{Ti} = \mu_{Te}$.

Считалось, что рассматриваемые течения имеют сходные условия с условиями работы [44]. Имеет место совпадение чисел Маха набегающего потока, начальной температуры тела и геометрии моделей. При расчете нестационарных состояний температурного поля моделей точка потери устойчивости задавалась на основе экспериментальных данных [44].

Методика расчета и исходные данные. Краевая задача (2.6.1) – (2.6.10) решалась численно [19, 42] в переменных типа Дородницына. Для уравнения пограничного слоя с помощью метода [42] получены физически адаптированные разностные численные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Это позволяет проводить расчеты в широком

диапазоне чисел Рейнольдса и интенсивностей расхода вдуваемого газа. Расчет трехмерных нестационарных уравнений (2.6.2), (2.6.3) проводился на основе локально-одномерной схемы расщепления [19].

Геометрия модели, параметры течения, интенсивность и закон расхода вдуваемого газа с поверхности сферического затупления, пористость материала затупления являются следующими:

$$\begin{aligned} Pr = 0.72, \quad Pr_T = 1, \quad Re = 3.8 \cdot 10^6, \quad M_\infty = 5, \quad R_N = 0.0508 \text{ м}, \quad P_{e0} = 10^6 \text{ Па}, \\ (\rho\nu)_w = \text{const}, \quad T_n = 288 \text{ К}, \quad T_{e0} = 1500 \text{ К}, \quad h_{e0} = 1.614 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}, \quad \gamma = 1.4, \\ \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.85, \quad L = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad \theta = 5^\circ, \quad \beta = 10^\circ, \quad \phi = 0.34. \end{aligned}$$

Теплофизические характеристики материала тела соответствуют следующим материалам: асбоцементу – $\lambda = 0.349 \text{ Вт/(м·К)}$, $\rho = 1800 \text{ кг/м}^3$, $c_p = 837 \text{ Дж/(кг·К)}$, меди – $\lambda = 386 \text{ Вт/(м·К)}$, $c_p = 370 \text{ Дж/(кг·К)}$, $\rho = 8950 \text{ кг/м}^3$ [9] и предельному случаю $\lambda \rightarrow \infty$.

Для соотношения $\beta/\theta = 2$ расчет конической части тела заканчивается при $s_k/R_N = 5$. Как следует из [53], отрыв пограничного слоя на подветренной стороне может иметь место при $s/R_N \geq 5.25$ для отношения $\beta/\theta > 2$. Расчеты проводились маршевым способом, несмотря на немонопонное поведение давления в окружном направлении η .

Результаты получены в широком диапазоне параметров вдува, включая режимы оттеснения ламинарного пограничного слоя в окрестности лобовой критической точки. В этом случае реализуется режим перетекания тепла с конической периферийной части на лобовую сферическую часть. Затупление становится стоком тепла и одновременно происходит снижение температуры оболочки за счет теплообмена при фильтрации холодного вдуваемого газа в порах сферической оболочки.

Анализ результатов численного решения. На рис. 2.6.1 и 2.6.2 представлены зависимости конвективного теплового потока из газовой фазы q_w^0 и температуры поверхности T_w от продольной координаты s/R_N на наветренной и подветренной сторонах плоскости симметрии при $(\rho\nu)_w = 0$. Сплошные кривые 1 и 2 соответствуют оболочке, выполненной из меди, и отвечают моментам времени $t = 0$ и $t = 200 \text{ с}$ (последний случай соответствует стационарному $t \rightarrow \infty$ режиму процесса нагрева тела).

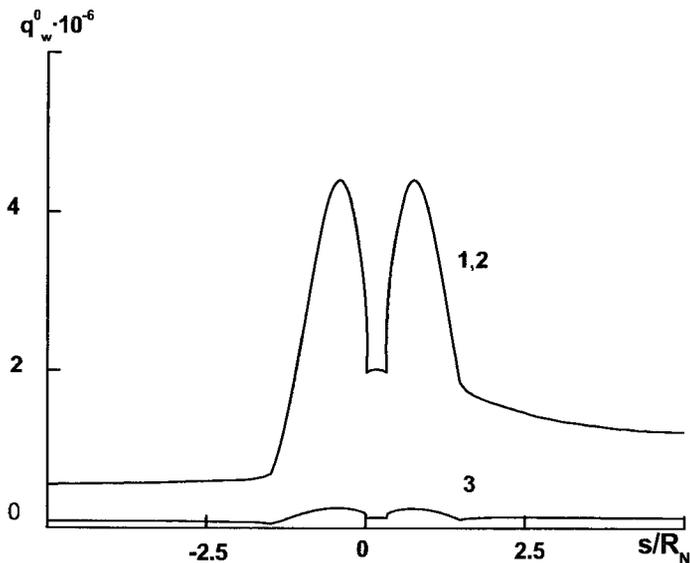


Рис. 2.6.1. Зависимости конвективного теплового потока q_w^0 из газовой фазы в плоскости симметрии при $(\rho\nu)_w = 0$

Чтобы оценить перетекание тепла в окружном направлении η , решалась двумерная задача в конденсированной фазе, получающаяся из уравнений (2.6.2), (2.6.3). Эти решения представлены штриховыми линиями (штриховые и сплошные кривые 1 для q_w^0 и T_w при $t=0$ совпадают). Штрихпунктирной линией на рис. 2.6.2 показано распределение радиационной равновесной температуры T_{wp} в плоскости симметрии на наветренной и подветренной сторонах, которая находилась из условия сохранения энергии на сферической и конической поверхностях

$$q_w + c_{p\Gamma}(\rho\nu)_w(T_H - T_{wp}) = \varepsilon_1 \sigma T_{wp}^4, \quad q_w = \varepsilon_2 \sigma T_{wp}^4 \quad (2.6.11)$$

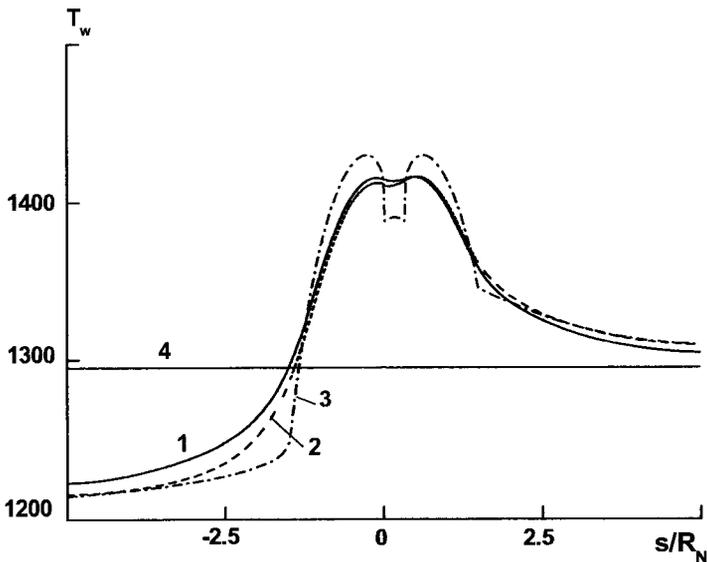


Рис. 2.6.2. Зависимости температуры поверхности T_w в плоскости симметрии при $(\rho v)_w = 0$

и определяет максимальную достижимую температуру поверхности в отсутствие перетекания тепла в продольном и окружном направлениях. На рис. 2.6.1 характерным является профиль 1, который соответствует начальному моменту времени. Правая часть этой кривой начинается с «полочки», которая соответствует ламинарному участку течения с максимумом в окрестности критической точки, которая разнесена от оси ординат на величину угла атаки. Тепловой поток убывает до начала переходного участка с координатой точки потери устойчивости, равной примерно 10 градусов в естественной системе координат, связанной с критической точкой. Увеличение степени турбулентности потока ниже точки перехода сопровождается ростом теплового потока к поверхности обтекаемого тела. Области звуковой линии соответствует максимум теплового потока. Ниже по течению от звуковой линии происходит дальнейшее ускорение потока с его расширением, которое сопровождается снижени-

ем теплосодержания. В свою очередь, это приводит к снижению теплового потока к телу. При переходе потока на коническую часть распределение теплового потока может носить немонотонный характер в продольном и поперечном к поверхности тела направлениях вследствие немонотонного поведения давления.

В результате внешнего нагрева температура поверхности сплошного тела увеличивается и наибольшее ее значение соответствует величине T_{wp} в области максимального теплового потока для турбулентного режима течения в пограничном слое вблизи точки торможения.

Учет перетекания тепла дает снижение T_w для высокотеплопроводного материала типа меди, при этом неучет перетекания тепла в окружающем направлении занижает T_w на подветренной стороне на 15 К и завышает температуру поверхности на наветренной стороне при $t=200$ с (сплошные и штриховые кривые 2). При выходе на стационарный режим протекания процесса T_w на подветренной стороне вследствие продольного и окружного перетекания тепла превышает радиационную равновесную температуру T_{wp} .

Кроме расчета T_{wp} , рассматривалось решение данной задачи для материала с низкой теплопроводностью типа асбоцемента. Для такого материала температура поверхности при выходе на стационарный режим совпадает со значениями T_{wp} , поскольку для асбоцемента процесс прогрева является одномерным. При $\lambda_i \rightarrow \infty, i=1,2$ имеют место значительное снижение T_w (прямые линии 2) сферической части оболочки и выравнивание температурного профиля в обтекаемом теле, а значения температур поверхности согласуются с результатами расчетов по формулам, приведенным в [2].

На рис. 2.6.3 и 2.6.4 (обозначения соответствуют обозначениям на рис. 2.6.1) даны зависимости q_w^0 и T_w по окружной координате η на конической части тела в сечении $\bar{s}=2$, близком к плоскости сопряжения сферы и конуса (кривые 1 на рис. 2.6.3 и 2.6.4) и $\bar{s} = \bar{s}_k$ (периферийная область, кривые 2 на рис. 2.6.3 и 2.6.4). В сечении $\bar{s} = \bar{s}_k$ различие радиационной равновесной температуры и температуры поверхности получается в самом теплонапряженном сечении $\eta=0.72 \cdot \pi$ (~ 10 К) при

$t = 200$ с, в то время как максимальное различие T_w и T_{wp} в момент времени $t = 200$ с наблюдается на участке оболочки для $\bar{s} = 2$, $\eta = \pi$ и составляет ~ 35 К (см. рис. 2.6.4).

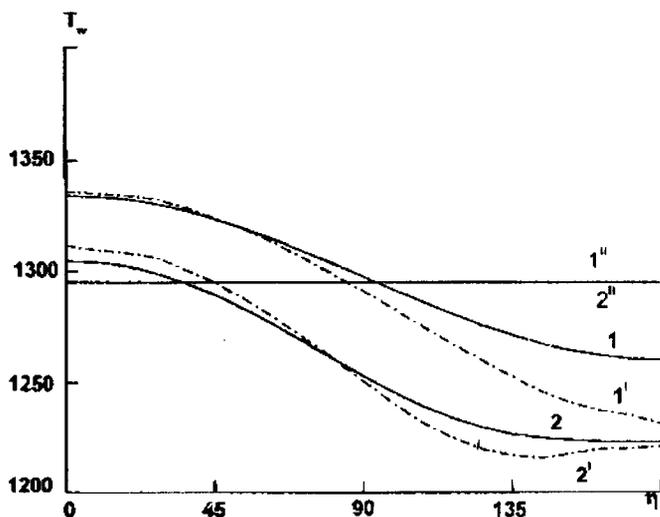


Рис. 2.6.3. Распределения q_w^0 по окружной координате η на конической части тела в сечениях $\bar{s} = 2$ и $\bar{s} = \bar{s}_k$ при $t = 200$ с для $(\rho v)_w = 0$

Рассмотрим влияние расхода газа-охладителя с поверхности затупления. На рис. 2.6.5 и 2.6.6 даны зависимости конвективного теплового потока из газовой фазы q_w и температуры поверхности T_w для начального момента времени $t = 0$ (кривые 1, 1' на рис. 2.6.5) и при стационарном режиме протекания процесса (кривые 2, 2' на рис. 2.6.5).

Прямые линии 2, 2' соответствуют данным, полученным при $\lambda_i \rightarrow \infty, i = 1, 2$. Видно, что при $t = 0$ вдув газа-охладителя с пористого сферического затупления приводит к уменьшению в 1.6–2.5 раза максимума q_w на сфере и снижению его на конической части тела (сплошные кривые на рис. 2.6.1 и 2.6.5). К тому же здесь имеет место поглощение тепла при фильтрации газа в порах сферического затупления. В итоге температура проникаемого затупления в наиболее теплонапряженном се-

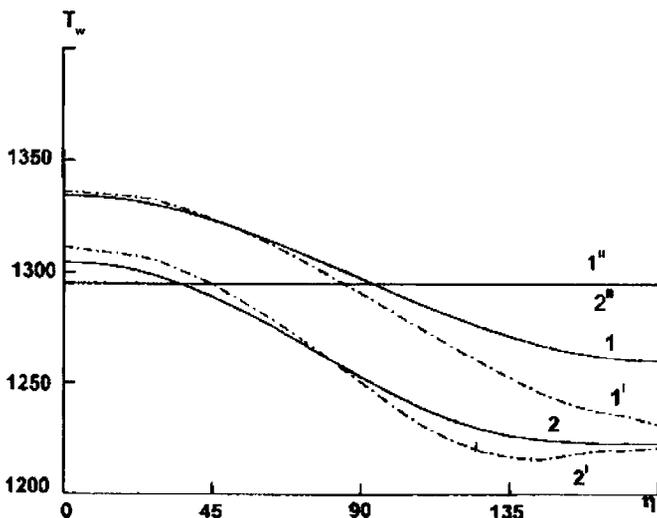


Рис. 2.6.4. Распределения T_w по окружной координате η на конической части тела в сечениях $\bar{s} = 2$ и $\bar{s} = \bar{s}_k$ при $t = 200$ с для $(\rho\nu)_w = 0$

чении $\eta = 0$ для величин вдува $(\rho\nu)_w = 3.6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ не превышает 850 и 550 К соответственно при $t = 200$ с.

На рис. 2.6.7 (обозначения соответствуют рис. 2.6.6) показано распределение температуры поверхности по окружной координате при стационарном режиме протекания процесса нагрева тела при $t = 200$ с. Сплошные и штриховые кривые отвечают соответственно трехмерному и двумерному случаям при двух значениях продольной координаты \bar{s} (сплошные и штриховые кривые 1, 1' на рис. 2.6.7 для $\bar{s} = 2$; кривые 2, 2' на рис. 2.6.7 для $\bar{s} = \bar{s}_k$) при $(\rho\nu)_w = 3.6 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, а штрихпунктирные кривые 2, 2' на рис. 2.6.7 – радиационной равновесной температуре. Как следует из рис. 2.6.6 и 2.6.7, распределение температуры поверхности при вдуве газа-охлаждителя качественно отличается от распределения T_w при $(\rho\nu)_w = 0$ для различных конечных значений $\lambda_i, i = 1, 2$.

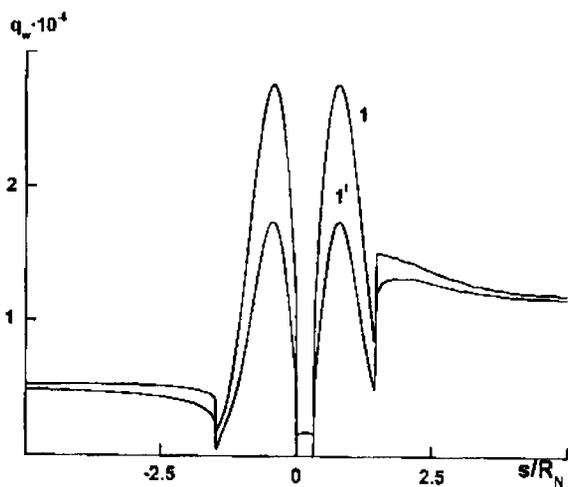


Рис. 2.6.5. Зависимости конвективного теплового потока q_w в плоскости симметрии течения

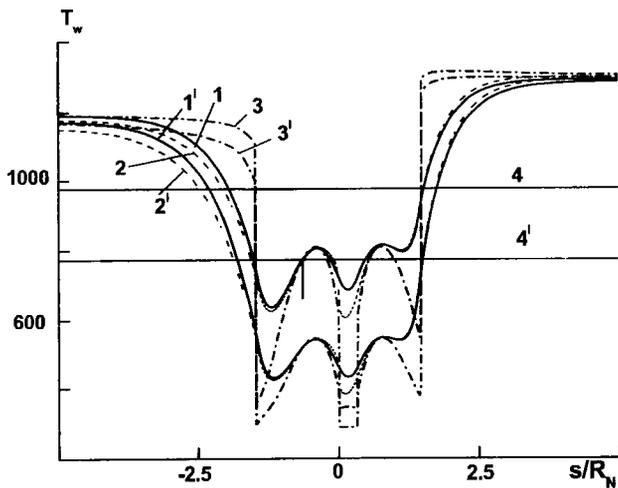


Рис. 2.6.6. Зависимости температуры поверхности T_w в плоскости симметрии течения

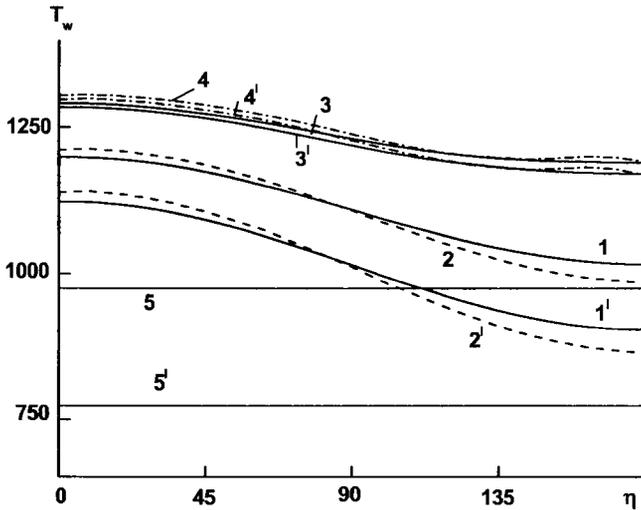


Рис. 2.6.7. Распределения температуры поверхности T_w по окружной координате η на конической части тела в сечениях $\bar{s} = 2$ и $\bar{s} = \bar{s}_k$ при $t = 200$ с для $(\rho\nu)_w \neq 0$

На пористой части тела T_w может превышать соответствующее значение T_{wp} , а на конической как на наветренной, так и на подветренной сторонах вследствие стока тепла в пористое затупление стационарная T_w становится ниже T_{wp} . Температура поверхности, отвечающая $\lambda_i \rightarrow \infty$, $i = 1, 2$ и стационарному трехмерному процессу теплообмена при $(\rho\nu)_w \neq 0$ (на рис. 2.6.6 и 2.6.7 прямые 2, 2'), снижается в 2 раза по сравнению с данными, представленными на рис. 2.6.2 и 2.6.4. Результаты, полученные при различных значениях $(\rho\nu)_w = 0 - 6$ кг/(м²·с), подтверждают выводы о целесообразности использования высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих интенсивный сток тепла в область пронизываемого затупления. Причём из рис. 2.6.6 и 2.6.7 следует, что вдув заметно уменьшает максимальные температуры, но гораздо больший эффект по снижению максимальной температуры оболочки конической по-

верхности в завесной зоне обусловлен использованием теплопроводных материалов.

Здесь необходимо отметить, что из-за ослабления влияния вдува на характеристики теплообмена в газовой фазе при турбулентном режиме течения в пограничном слое эффективность использования высоко-теплопроводных материалов несколько ниже, чем при ламинарном течении в пограничном слое [5]. Последний вывод согласуется с результатами [54].

Кроме решения задачи в сопряженной постановке, исследовался вопрос о правомерности использования раздельной постановки для случая заданного коэффициента теплообмена со стороны газовой фазы для изотермической в момент времени $t=0$ поверхности тела. При $(\rho v)_w = 0$ в отличие от ламинарного режима течения в пограничном слое [5], где раздельная постановка может быть взята для расчета температурного поля, использование при турбулентном режиме в пограничном слое коэффициента теплообмена к изотермической поверхности приводит для оболочки из меди к увеличению T_w на конической части до 5%, а при значении коэффициента теплообмена, взятого из [2, 9, 30], – к уменьшению T_w на 4% при $t=200$ с по сравнению с решением задачи в сопряженной постановке.

При наличии вдува $0 < (\rho v)_w \leq 6$ кг/(м²·с) как при ламинарном, так и при турбулентном режимах течения в пограничном слое применение приближенного подхода, основанного на использовании коэффициента теплообмена к изотермической поверхности, приводит для оболочки из меди к значительному расхождению до 11–20% по температуре поверхности T_w в завесной зоне при сравнении с точным решением задачи прогрева в сопряженной постановке. Это обусловлено сложной структурой коэффициента теплообмена в общем случае неизотермической поверхности, который, как показано в [47], включает в себя слагаемое, связанное с наличием локальной производной, отнесенной к температурному перепаду $\partial T_w / \partial \bar{s} / (T_{e0} - T_w)$. Указанное слагаемое становится весомым в зоне тепловой завесы, где реализуются значительные градиенты температур $\partial T_w / \partial \bar{s}$.

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы:
1) Разработана математическая модель для расчета трехмерного сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затуплен-

ного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое. 2) Для снижения максимальной температуры оболочки в зоне завесы целесообразно использовать высокотеплопроводные материалы в комбинации со вдувом газа-охлаждителя через пористое затупление. 3) Эффективность использования высокотеплопроводных материалов при турбулентном режиме течения в пограничном слое несколько ниже, чем при ламинарном течении в пограничном слое. 4) Сопряженная постановка задачи позволяет учесть влияние неизотермичности стенки оболочки на характеристики теплообмена в пограничном слое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин А.М., Голованов А.Н., Якимов А.С. Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
2. Зинченко В.И., Якимов А.С. Исследование характеристик теплообмена при обтекании конуса, затупленного по сфере под углом атаки, и вдуве газа с поверхности затупления // ПМТФ. 1999. № 4. С. 162–169.
3. Якимов А.С. Расчет характеристик теплообмена в композиционном теле // ТВТ. 1998. Т. 36, № 1. С. 59–64.
4. Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С. Исследование температурных режимов обтекания тел при вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1992. № 6. С. 57–64.
5. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Катаев А.Г., Якимов А.С. Исследование характеристик тепло- и массообмена при пространственном обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком // ПМТФ. 2002. № 1. С. 137–143.
6. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса и вдуве газа с поверхности затупления // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 4. С. 110–117.
7. Зинченко В.И., Якимов А.С. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 141–149.
8. Зинченко В.И., Фёдорова О.П., Якимов А.С. Расчёт характеристик сопряженного теплообмена при наличии термохимического разрушения (избранные доклады) // Теплообмен. ММФ. Минск: ИТМО АН БССР, 1988. Сек. 3. С. 11.
9. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
10. Майоров В.А. Граничные условия для систем интенсивного транспирационного охлаждения // ИФЖ. 1984. Т. 47, № 4. С. 587–594.
11. Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.А. Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1988. 168 с.
12. Андриевский Р.А. Пористые металлокерамические материалы. М.: Металлургия, 1964. 187 с.
13. Кох Дж., Колони Р. Анализ эффективности охлаждения для случая течения охлаждающей в канале с пористым материалом // Теплопередача. Труды Америк. общ. инж.-мех. Сгр. С. 1974. Т. 96, № 3. С. 66–74.

14. Кубота Х. Тепловая характеристика системы испарительного охлаждения в условиях совместного радиационного и конвективного нагрева // Теплопередача: Труды Америк. общ. инж.-мех. Сер. С. 1977. Т. 99, № 4. С. 132–138.
15. Дорот В.Л., Стрелец М.Х. Пористое охлаждение в сверхзвуковом турбулентном пограничном слое // ТВТ. 1973. Т. 11, № 6. С. 551–660.
16. Гришин А.М., Лаева В.И., Якимов А. С. О граничных условиях для математической модели теплообмена двухтемпературной пористой среды с потоком газа // ИФЖ. 1989. Т. 50, № 6. С. 1029–1030.
17. Гришин А.М., Фомин В.М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 319 с.
18. Лунёв В.В., Павлов В.Г., Ситченко С.П. Гиперзвуковое обтекание сферы равновесно диссоциирующим воздухом // ЖВМФ. 1966. Т. 6, № 1. С. 121–129.
19. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
20. Якимов А.С. Об одном методе расщепления // Численные методы механики сплошной среды / ИТПМ. СО АН СССР, 1985. Т. 16, № 2. С. 144–161.
21. Алифанов О.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 460–469.
22. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
23. Соседов В.П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник. М.: Металлургия, 1975. 335 с.
24. Платунов Е.С., Буравой С.Е., Курепин В.В. и др. Теплофизические измерения и приборы. Л.: Машиностроение, 1986. 184 с.
25. Куришин А.П. О расчёте гидродинамических характеристик металлокерамики // Труды ЦАГИ. 1975. Вып. 1677. С. 3–14.
26. Занемонец В.Ф., Родионов В.И. Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое // Теплообмен. ММФ. Минск: ИТМО АН БССР, 1988. Сек. 7. С. 42–43.
27. Даукнис В.И., Казакиявичус К.Я., Пранциявичус Г.А., Юренес В.Л. Исследование термической стойкости огнеупорной керамики. Вильнюс: Минтис, 1971. 342 с.
28. Башкин В.А., Решетько С.М. О максимальной температуре затухания с учётом теплопроводности // Учён. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 53–59.
29. Зинченко В.И., Лаева В.И., Сандрыкина Т.С. Расчёт температурных режимов обтекания тел с различными теплофизическими характеристиками // ПМТФ. 1996. № 5. С. 108–114.
30. Землянский Б.А., Степанов Г.И. О расчёте теплообмена при пространственном обтекании тонких затупленных конусов гиперзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖТ. 1981. № 5. С. 173–177.
31. Харченко В.Н. Теплообмен в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое при вдуве охлаждающего газа через щель // ТВТ. 1972. Т. 10, № 1. С. 101–105.
32. Буреев А.В., Зинченко В.И. Расчёт пространственного обтекания сферически затупленных конусов в окрестности плоскости симметрии при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 6. С. 72–78.
33. Зинченко В.И., Фёдорова О.П. Исследование пространственного турбулентного пограничного слоя с учётом сопряжённого теплообмена // ПМТФ. 1989. № 3. С. 118–124.

34. Антонов В.А., Гольдин В.Д., Пахомов Ф.М. Аэродинамика тел со вдувом. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 192 с.
35. Краснов Н.Ф. Аэродинамика. М.: Высшая школа, 1971. 630 с.
36. Трянин А.П. Идентификация коэффициентов теплообмена в пористом теле из решения обратной задачи // ИФЖ. 1983. Т. 45, № 5. С. 810–814.
37. Соколов П.Н. Технология производства асбестоцементных изделий. М.: Промстройиздат, 1951. 352 с.
38. Башкин В.А., Решетько С.М. Температуре режим затушенных клиньев и конусов в сверхзвуковом потоке с учётом теплопроводности материала стенки // Учён. зап. ЦАГИ. 1990. Т. 21, № 4. С. 45–52.
39. Лыков А.В. Теплообмен: Справочник. М.: Энергия, 1972. 560 с.
40. Себеси Т. Турбулентное течение у пористой стенки при наличии градиента давления // РТК. 1970. Т. 8, № 12. С. 48–52.
41. Чен К., Тайсон Н. Применение теории турбулентных пятен Эммонса к обтеканию затушенных тел // РТК. 1971. Т. 9, № 5. С. 63–68.
42. Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. 320 с.
43. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука. СО АН СССР, 1967. 195 с.
44. Feldhuhn R.H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere // AIAA Paper. 1976. № 111. 9 p.
45. Зинченко В.И., Фёдорова О.П. Численное исследование пространственного ламинарного пограничного слоя с учётом сопряжённого теплообмена // ПМТФ. 1988. № 2. С. 55–61.
46. Бражко В.Н., Ковалёва Н.А., Майкопар Г.И. О методе измерения теплового потока с помощью термоминдикаторных покрытий // Учён. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 1. С. 1–12.
47. Зинченко В.И. Математическое моделирование сопряженных задач теплообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 221 с.
48. Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. 181 с.
49. Аифимов Н.А., Альтов В.В. Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // ТВТ. 1965. № 3. С. 409–420.
50. Sebesci T. Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J. 1970. Vol. 8, № 12. P. 48–52.
51. Патанкар С., Споддинг Д. Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1970. 127 с.
52. Ковалев В.Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамике. М.: Физматлит, 2002. 224 с.
53. Уидхонф, Холл. Измерение теплопередачи на затушенном конусе под углом атаки при переходном и турбулентном режимах течения // РТК. 1972. Т. 10, № 10. С. 71–79.
54. Башкин В.А., Решетько С.М. О температурном режиме на затушенных конусах и клиньях при наличии областей переходного и турбулентного течений // Учен. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24, № 1. С. 163–166.

Глава 3. КОМБИНИРОВАННАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА

В третьей главе разработана математическая модель для расчета сопряженного тепломассообмена при осесимметричном и пространственном обтекании затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое [1–3]. Исследовано влияние вдува с пористого затупления на режимы термохимического разрушения конической оболочки тела [1]. Решение задачи в сопряженной постановке позволило учесть влияние неизотермичности стенки оболочки на характеристики тепломассообмена в пограничном слое [2]. Математическая модель позволила оценить требования к параметрам комбинированной тепловой защиты, обеспечивающим непревышение критической температуры сферического затупления, выполненного из пористых металлических материалов [3].

§ 3.1. Исследование характеристик сопряженного тепломассообмена при осесимметричном обтекании тела с учетом вдува газа и термохимическом разрушении в завесной зоне

Как показано в [4], вдув газа с поверхности сферического затупления наряду с перетеканием тепла вдоль образующей может служить эффективным способом снижения температур поверхности в областях, где реализуются максимальные тепловые нагрузки. При возрастании энтальпии и давления торможения за участком вдува в области тепловой завесы может достигаться режим термохимического разрушения, характеристики которого будут связаны с параметрами обтекания, интенсивностью расхода вдуваемого газа-охлаждителя, теплофизическими характеристиками обтекаемой оболочки и ее геометрией.

В данном параграфе рассмотрено решение задачи прогрева и термохимического разрушения при сверхзвуковом обтекании высокоэнтальпийным потоком воздуха затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое и вдуве газа с поверхности затупления. Изучено влияние интенсивности расхода вдуваемого газа и перетекания тепла вдоль образующей на характеристики сопряженного тепломассообмена и термохимического разрушения углеграфитового материала конической части [1].

Характеристики сопряженного теплообмена будем отыскивать из решения системы уравнений, описывающей изменение осредненных величин в пограничном слое, уравнения сохранения энергии для пористого сферического затупления и нестационарного уравнения теплопроводности для конической части оболочки, записанного в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения.

В переменных Дородницына–Лиза система уравнений пограничного слоя с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, имеет вид [1]:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right) + \beta \left(\bar{u}^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right), \quad (3.1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{l}{Pr_2} \frac{\partial g}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{H_e} l \left(1 - \frac{1}{Pr_2} \right) \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right] + f \frac{\partial g}{\partial \eta} = \alpha \left(\bar{u} \frac{\partial g}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \eta} \right), \quad (3.1.2)$$

$$P = \rho h \frac{\gamma_{ef}}{\gamma_{ef} - 1}. \quad (3.1.3)$$

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq s \leq s_1$) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат имеем [1]:

$$\rho_1 c_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{H_1 r} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r}{H_1} \lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r H_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \right] + (\rho v)_{1w} \frac{r_w}{r H_1} c_{p\Gamma} \frac{\partial T}{\partial n_1}. \quad (3.1.4)$$

Для конической части тела ($s_1 \leq s \leq s_K$) уравнение теплопроводности примет вид

$$\rho_2 c_2 \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(r \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \right], \quad \omega = \frac{(\rho v)_{2w}}{\rho_2}. \quad (3.1.5)$$

Граничные и начальные условия запишем следующим образом [1]:

$$\bar{u}(\xi, \infty) = g(\xi, \infty) = 1; \quad (3.1.6)$$

$$\bar{u}(\xi, 0) = 0, \quad f(0, \xi) = f_w = \int_0^\xi (\bar{\rho} \bar{v})_w r_w d\xi / \left(2 \int_0^\xi \frac{\rho_e}{\rho_{e0}} \frac{\mu_e}{\mu_{e0}} \frac{u_e}{v_m} r_w^2 d\xi \right)^{0.5}; \quad (3.1.7)$$

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_w^4 = -\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_w, \quad 0 \leq s \leq s_1,$$

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w - \varepsilon_2 \sigma T_w^4 - (\rho v)_{2w} (h_w - h_c) = -\lambda_2 (1-\varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_w, \quad s_1 \leq s \leq s_K;$$

$$J_{iw} + (\rho v)_{2w} c_{iw} = R_i, \quad i = \overline{1, N-1}, \quad (\rho v)_{2w} = \sum_{i=1}^N R_i,$$

$$\left(\lambda_1 (1-\varphi) \frac{\partial T}{\partial n_1} \right) \Big|_{n_1=L_n} = (\rho v)_{1w} c_{p\Gamma} \frac{r_w}{(rH_1)_{n_1=L_n}} (T_n - T|_{n_1=L_n}), \quad (3.1.8)$$

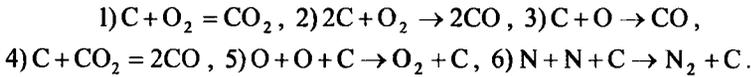
$$0 \leq s \leq s_1;$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_K, \quad L = L_n - \int_0^L \omega dt,$$

$$\frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=0} = 0, \quad \frac{\lambda_1 (1-\varphi)}{H_1} \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_1} = \lambda_2 \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_1}, \quad \frac{\partial T}{\partial s} \Big|_{s=s_K} = 0; \quad (3.1.9)$$

$$T|_{r=0} = T_n. \quad (3.1.10)$$

При записи постановки задачи эффективный показатель адиабаты γ_{ef} для химически равновесного воздуха определялся из [5], в качестве дуваемого газа-охладителя выступает воздух. Считалось, что продукты разрушения углеграфитовой конической части слабо разбавляют воздушную смесь и незначительно сказываются на коэффициентах переноса. При допущении о равенстве чисел Льюиса единице величина теплового потока $\frac{\mu_w}{Pr_w} \frac{\partial H}{\partial n} \Big|_w$ определялась из системы уравнений в газовой фазе, а значения диффузионных потоков J_{iw} находились с учетом аналогии процессов тепло- и массообмена. Расход газа с поверхности пористого затупления $(\rho v)_{1w}$ считался заданным либо определялся через разность квадратов давлений в полости оболочки и на внешней границе пограничного слоя после интегрирования уравнений Дарси. На границе раздела сред при $s \geq s_1$ рассматривалась кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций [6, 7]:



Молярные и массовые скорости протекания данных химических реакций подробно описаны в [7], а выражение для массовой скорости уноса имеет вид

$$(\rho v)_{2w} = \rho_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 \right] + \quad (3.1.11)$$

$$+ \rho_w \left[\left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right].$$

В (3.1.11) порядковый номер компонентов соответствует следующему порядку их перечисления: 1 – O, 2 – O₂, 3 – N, 4 – N₂, 5 – CO, 6 – CO₂,

$$B_j = k_j \exp\left(-\frac{E_j}{RT_w}\right), \quad \rho_w = \frac{P_e m_w}{RT_w}.$$

Здесь и ниже: $\bar{u} = u/u_e$, $g = H/H_e$ – безразмерные значения скорости и полной энтальпии; $\xi = s/R_N$, $\eta = \frac{u_e r_w}{\left(2 \int_0^s \rho_e \mu_e u_e r_w^2 ds\right)^{0,5}} \int_0^\eta \rho dn$ – переменные

Дородницына–Лиза; $\alpha = 2 \int_0^\xi \rho_e \mu_e u_e r_w^2 d\xi / (\rho_e \mu_e u_e r_w)^2$, $\beta = \frac{\alpha}{u_e} \frac{du_e}{d\xi}$ – безраз-

мерные параметры; H_1 , r – коэффициенты Ламе; n_1 направлена по нормали к внешнему контуру тела в глубину материала; ϕ – пористость; ω –

линейная скорость перемещения поверхности разрушения; $h_w = \sum_{i=1}^N c_{iw} h_{iw}$,

$m_w = 1 / \sum_{i=1}^N c_{iw} / m_i$ – энтальпия смеси и средняя молекулярная масса на

стенке; L_n – начальная толщина обтекаемой оболочки; E_j , k_j – энергия активации и предэкспонент j -й гетерогенной реакции; c_i – массовая концентрация i -го компонента; R_N – радиус сферического затухания.

Для ламинарного, переходного и турбулентного режимов течения в пограничном слое

$$I = \frac{\rho(\mu + \Gamma \mu_T)}{\rho_e \mu_e}, \quad \text{Pr}_\Sigma = \frac{(\mu + \Gamma \mu_T) \text{Pr} \text{Pr}_T}{\mu \text{Pr}_T + \Gamma \mu_T \text{Pr}}.$$

Индексы $e, e0, w$ отвечают величинам на внешней границе пограничного слоя, в точке торможения и на поверхности обтекаемого тела, 1, 2 – характеристикам конденсированной фазы сферической и конической частей тела, Γ – газовой фазе пористой сферической оболочки, T, n – характеристикам турбулентного переноса и начальным условиям. В выражении для функции тока f_w из (3.1.7) $(\rho v)_{1w}$ принимает значения $(\rho v)_{1w}$ – при $0 \leq \xi \leq \xi_1$, $(\rho v)_{2w}$ – при $\xi_1 \leq \xi \leq \xi_K$.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [8], подробно выписанная и отестированная в [9, 10]. При численном интегрировании $\text{Pr} = 0.72$, $\text{Pr}_T = 1$. Для уравнения пограничного слоя с помощью итерационно-интерполяционного метода [11] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Это позволило проводить расчеты в широком диапазоне чисел Рейнольдса и интенсивностей расхода вдуваемого газа. Расчет двумерных уравнений (3.1.4), (3.1.5) проводился методом расщепления [12] в комбинации с методом [11].

С учетом квазистационарного характера процессов в газовой фазе алгоритм расчета строился следующим образом: при заданных параметрах торможения для известного распределения давления вдоль обтекаемого тела находились значения величин на внешней границе пограничного слоя, включая значения концентраций c_{ie} ; при заданном начальном значении T_{wn} проводился расчет системы уравнений (3.1.1)–(3.1.3) с учетом известного распределения $(\rho v)_{1w}$ и отыскивался тепловой поток к по-

верхности тела $\left. \frac{\mu_w}{\text{Pr}_w} \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w$; из условий сохранения массы компонентов в

(3.1.7) определялись состав газов на стенке c_{iw} , энтальпия смеси на стенке h_w и скорость массового уноса $(\rho v)_{2w}$. Затем проводился расчет уравнений (3.1.4), (3.1.5) с соответствующими граничными и начальными

условиями и находилась новая температура поверхности $T_w(\xi)$, после чего процесс повторялся указанным выше способом.

При решении задачи в конденсированной фазе обеспечивался автоматический выбор шага по времени из условия заданной точности, для достижения стационарного режима требовалось от 80 до 200 шагов по времени в зависимости от подводимого теплового потока.

Расчеты обтекания конуса, затушенного по сфере, с углом полураствора 5° проводились для условий испытаний и геометрии модели из [13]: $M_\infty = 5$, $R_N = 0.0508$ м. При этом температура торможения T_{e0} выбиралась равной 4000 К, давление торможения менялось от $3.125 \cdot 10^5$ до 10^6 Па, расходы газа-охлаждителя – от $(\rho v)_{lw}(s) = \text{const} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ до $(\rho v)_{lw} = 13 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Толщина оболочки L_n бралась равной $2.2 \cdot 10^{-3}$ и $15 \cdot 10^{-3}$. Теплофизические характеристики пористого затушения соответствовали стали $\rho_1 c_1 (1 - \phi) = 4.68 \cdot 10^6 \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$, $\lambda_1 (1 - \phi) = 23 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Для графитового материала конической оболочки теплофизические коэффициенты задавались из [14]. Степени черноты $\varepsilon_1 = 0.7$, $\varepsilon_2 = 0.85$, кинетические характеристики гетерогенных реакций брались из [6, 15], энтальпия графита h_c рассчитывалась по формуле из [16].

Анализ результатов численного решения. На рис. 3.1.1–3.1.3 приведены распределения тепловых потоков и температур поверхности, а также скоростей массового уноса в завесной зоне в различные моменты времени.

Здесь $P_{e0} = 3.125 \cdot 10^5$ Па, кривые 1 отвечают начальному моменту времени $t = 0$ $T_w = T_n = 288 \text{ К}$, 2 соответствуют $t = 5$ с, а 3 получены для стационарного режима, который достигается для различных значений времени, зависящих от условий обтекания и значения L_n . Штриховые кривые найдены при $(\rho v)_{lw} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $L_n = 2.2 \cdot 10^{-3}$ м, пунктирные – при $(\rho v)_{lw} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $L_n = 15 \cdot 10^{-3}$ м, штрихпунктирные с одной и двумя точками отвечают $(\rho v)_{lw} = 6.5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $L_n = 15 \cdot 10^{-3}$ м и $(\rho v)_{lw} = 13 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $L_n = 15 \cdot 10^{-3}$ м соответственно, а сплошные получены для одномерной постановки задачи, вытекающей из (3.1.4), (3.1.5) в

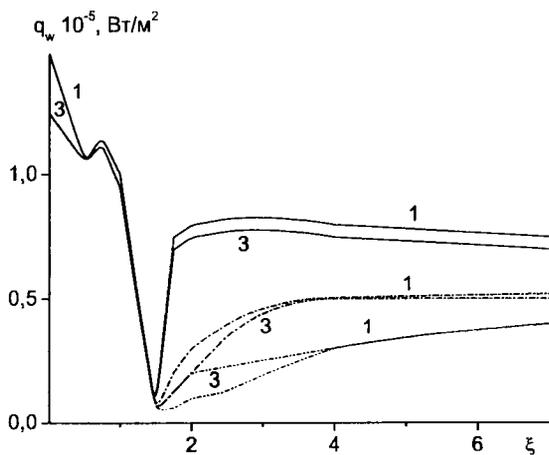


Рис. 3.1.1. Распределение теплового потока q_w вдоль образующей

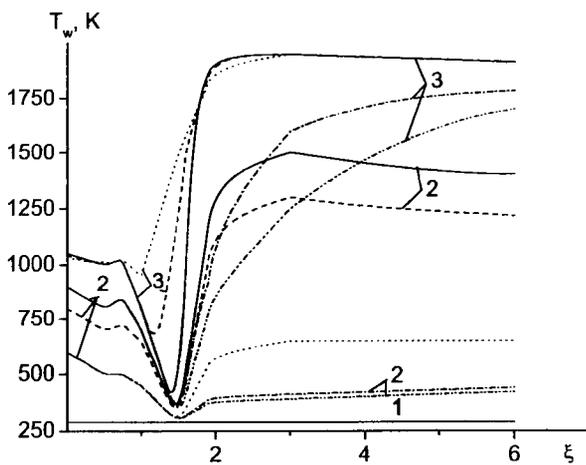


Рис. 3.1.2. Распределение температуры поверхности T_w вдоль образующей

отсутствие перетекания по координате s при $(\rho v)_{1w} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$,
 $L_{II} = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

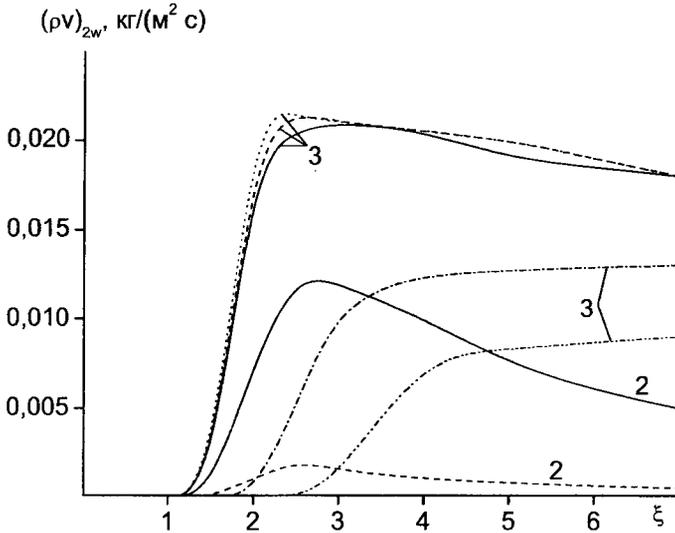


Рис. 3.1.3. Распределение массового уноса $(\rho v)_{2w}$ вдоль образующей

Как следует из рис. 3.1.1 и 3.1.2, при одинаковом расходе $(\rho v)_{1w} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ влияние перетекания тепла и начальной толщины оболочки L_{II} сильно сказывается в моменты времени, близкие к начальному (кривые 2 для $T_w(\xi)$), что может быть использовано для снижения температур поверхности при небольших временах протекания процесса. Для стационарного режима при рассмотренных условиях влияние перетекания тепла и значения L_{II} сказывается в области конической части, прилегающей к пористому затуплению, и на сферической части тела. При возрастании расхода газа $(\rho v)_{1w}$ (штрихпунктирные кривые с одной и двумя точками) тепловые потоки в завесной зоне носят монотонный характер, значительно снижается температура на стыке сферической и ко-

нической частей и реализуется режим стока тепла с конической части оболочки в область пористого затупления. При этом влияние перетекания тепла сказывается на значительной части завесной зоны, а снижение стационарной температуры поверхности по сравнению с радиационной равновесной температурой T_{wp} (сплошные кривые 3, 4 на рис. 3.1.4) достигает сотен градусов.

Что касается поведения теплового потока по обводу тела в различные моменты времени, то его изменение носит достаточно сложный вид, что связано с немонотонным характером зависимости энтальпии h_w от температуры T_w . В этом случае при возрастании T_w в области интенсивного протекания гетерогенных химических реакций функция $h_w(c_{iw}, T_w)$ имеет минимум, положение и значение которого определяется также условиями теплообмена, т.е. величиной $\alpha/c_p = q_w/(H_{e0} - h_w)$. Таким образом, влияние энтальпийного фактора h_w/H_{e0} на тепловой поток будет зависеть от положения точки ξ , определяющих параметров задачи и т.д. Помимо этого, тепловой поток зависит также от значения $\partial h_w / \partial \xi / (H_{e0} - h_w)$ [17].

Из рис. 3.1.3 вытекает, что распределения скорости массового уноса $(\rho v)_{2w}$, связанные с термохимическим разрушением конической части тела в стационарном случае, качественно повторяют поведение конвективных тепловых потоков к поверхности. При этом в завесной зоне при $(\rho v)_{1w} = 1.626 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ (рис. 2, кривые 3 – сплошные, штриховые и пунктирные) для максимальной температуры поверхности достигается минимальный унос, а самое большое значение $(\rho v)_{2w}$ отвечает случаю минимальной температуры T_w для $L_n = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Этот факт связан с тем, что при данных температурах поверхности реализуется диффузионный режим протекания процесса, при котором значение $(\rho v)_{2w}$ не зависит от T_w , а связано со значением коэффициента теплоотдачи α/c_p , который убывает с ростом температуры поверхности для рассматриваемого диапазона изменения T_w .

Действительно, используя из кинетической схемы реакцию 2 в качестве определяющей [15] и закон Фика для диффузионных потоков, из (3.1.7), (3.1.11) получим

$$\begin{aligned}
& -\rho_w D \frac{\partial c_2}{\partial n} \Big|_w + (\rho v)_{2w} c_{2w} = -k_2 c_{2w} \rho_w \exp(-E_2/RT_w), \\
& -\rho_w D \frac{\partial c_5}{\partial n} \Big|_w + (\rho v)_{2w} c_{5w} = 2k_2 c_{2w} \rho_w \exp(-E_2/RT_w), \\
& (\rho v)_{2w} = k_2 c_{2w} \rho_w \exp(-E_2/RT_w) \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right). \tag{3.1.12}
\end{aligned}$$

С учетом аналогии процессов тепло- и массообмена [6]

$$c_{2w} = \frac{c_{2e} (\alpha/c_p) - (\rho v)_{2w} \left(\frac{m_2}{2m_5 - 1} \right)}{\alpha/c_p + (\rho v)_{2w}}.$$

Тогда для определения $(\rho v)_{2w}$ имеем

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} \right]^2 + \frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} \left[1 + \frac{k_2 \rho_w \exp(-E_2/RT_w)}{(\alpha/c_p)} \right] = \\
& = \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) \frac{c_{2e} k_2}{(\alpha/c_p)} \rho_w \exp(-E_2/RT_w). \tag{3.1.13}
\end{aligned}$$

Для диффузионного режима $k_2 \exp(-E_2/RT_w) \rightarrow \infty$ из (3.1.13) находим

$$\frac{(\rho v)_{2w}}{(\alpha/c_p)} = \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2e}. \tag{3.1.14}$$

Отметим, что, используя линейный характер ослабления коэффициента теплоотдачи вследствие вдува продуктов разрушения, выражения (3.1.13), (3.1.14) можно привести к употребительному виду для $(\rho v)_{2w}/(\alpha/c_p)^0$, где $(\alpha/c_p)^0$ – коэффициент теплоотдачи к непроницаемой поверхности. Сравнение (3.1.13), (3.1.14) с результатами решения условий сохранения массы компонентов для полной кинетической схемы показало удовлетворительную точность полученных аналитических выражений для кинетического и диффузионных режимов, причем вследствие упрощения кинетической схемы в (3.1.13), (3.1.14) концентрация c_{2e} принималась равной 0.23.

При возрастании расхода газа-охладителя с поверхности затупления вследствие уменьшения конвективного теплового потока в завесной зоне и снижения температур поверхности скорости разрушения значительно падают (штрихпунктирные кривые 3 с одной и двумя точками, полученные для стационарных условий). Отметим также, что резкое изменение кривой уноса по обводу конуса (сплошная кривая 2) обусловлено кинетическим режимом протекания поверхностных реакций для данного момента времени.

Для анализа перетекания тепла, помимо расчетов задачи в сопряженной постановке, проводилось численное интегрирование стационарной задачи, вытекающей из одномерной постановки уравнений в конденсированной фазе (3.1.4), (3.1.5). В этом случае условия сохранения энергии из (3.1.7) имеют вид

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \left. \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{wp}^4 = (\rho v)_{1w} c_{p\Gamma} (T_{wp} - T_n), \quad 0 \leq s \leq s_1,$$

$$\frac{\mu_w}{Pr_w} \left. \frac{\partial H}{\partial n} \right|_w - \varepsilon_2 \sigma T_{wp}^4 = (\rho v)_{2w} (h_w - h_c), \quad s_1 \leq s \leq s_K, \quad (3.1.15)$$

где T_{wp} при $s \geq s_1$ отвечает радиационной равновесной температуре.

На рис. 3.1.4 и 3.1.5 приведены распределения T_{wp} и скоростей массового уноса на конической части $(\rho v)_{2w}$ для различных значений $(\rho v)_{1w}$ и давлений торможения. Здесь сплошные кривые 1–4 отвечают $P_{e0} = 3.125 \cdot 10^5$ Па и $(\rho v)_{1w} = 0, 1.626, 6.5, 13$ кг/(м²·с), штриховая кривая 2 получена для $(\rho v)_{1w} = 1.626$ кг/(м²·с) в отсутствие гетерогенных химических реакций, штрихпунктирные 1, 2 найдены для $P_{e0} = 10^6$ Па и $(\rho v)_{1w} = -1.626; 4.88$ кг/(м²·с). Как и следовало ожидать, имеет место совпадение результатов, представленных на рис. 3.1.3 сплошными линиями 2, с данными рис. 3.1.1–3.1.3 (сплошные линии 3), найденными при $t \rightarrow \infty$ для одномерного случая в конденсированной фазе.

Увеличение давления торможения приводит к возрастанию коэффициента турбулентной вязкости μ_T и как следствие, к увеличению конвективных тепловых потоков к телу, температур T_{wp} и уносов $(\rho v)_{2w}$. При этом качественно меняется поведение q_w , T_{wp} в области пористого затупления, где максимальные значения q_w и T_{wp} достигаются при $\xi = 0.75$.

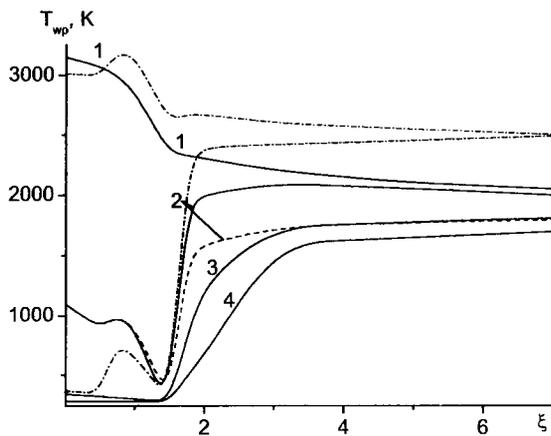


Рис. 3.1.4. Распределение радиационной равновесной температуры T_{wp} вдоль образующей для различных значений $(\rho\nu)_{1w}$ и давлений торможения

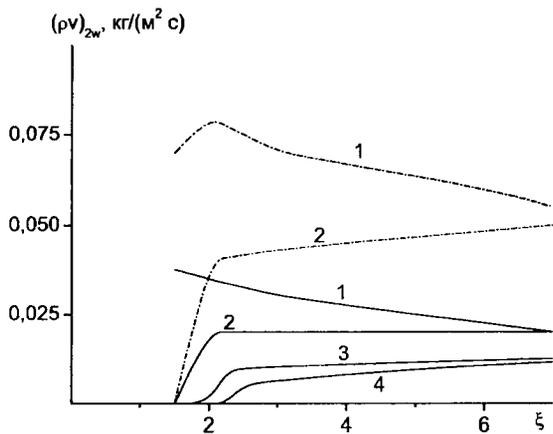


Рис. 3.1.5. Распределение массового уноса $(\rho\nu)_{2w}$ на конической части для различных значений $(\rho\nu)_{1w}$ и давлений торможения

Как следует из приведенных расчетов и рис. 3.1.5, имеет место одинаковое качественное поведение конвективных потоков q_w , температур T_{wp} и уносов $(\rho v)_{2w}$ вдоль образующей обтекаемого тела. Отметим также вклад гетерогенных химических реакций, которые для рассматриваемых условий приводят к значительному росту температур поверхности T_{wp} , что вытекает из сравнения сплошной и штриховой кривых 2.

В целом указанная модель может быть использована для оперативного расчета уровня максимальных температур T_{wp} в области газовой завесы и величины уноса $(\rho v)_{2w}$, однако, как показывает сравнение с данными рис. 3.1.1–3.1.3, влияние перетекания тепла может становиться определяющим для ряда условий, особенно в области сопряжения сферической и конической частей.

Согласно принятым на рис. 3.1.1–3.1.3 обозначениям кривых, на рис. 3.1.6 и 3.1.7 приведена динамика изменения температуры поверхности и скорости массового уноса в различных сечениях вдоль образующей (линии 1–3 для $\xi = 0, 1.7, 7$).

Видно, что при увеличении толщины оболочки и снижении теплового потока вследствие возрастания расхода $(\rho v)_w$ происходит значительное затягивание времени выхода на стационарный режим протекания процесса. Так, для $(\rho v)_w = 13 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$, $L_n = 15 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ (штрихпунктирные кривые с двумя точками) это время составляет 420 с. Что касается изменения скорости массового уноса, то интересно отметить немонотонный характер поведения $(\rho v)_{2w}$ от времени в сечении $\xi = 1.7$ (сплошная линия 2). При $t = 10 \text{ с}$ в этом случае температура поверхности превышает 1650 К и режим протекания гетерогенных реакций приближается к диффузионному. Причиной снижения $(\rho v)_{2w}$ для последующих моментов времени является снижение коэффициента теплоотдачи α/c_p , для которого в данном сечении характерно немонотонное поведение от времени и температуры T_w . Отметим, что глубина выгорания $\int_0^t \omega dt$ для результатов, представленных на рис. 3.1.3, 3.1.4, 3.1.6, 3.1.7 при $\xi = 7$ для пунктирных линий, составляет $1.45 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ к моменту времени $t = 200 \text{ с}$.

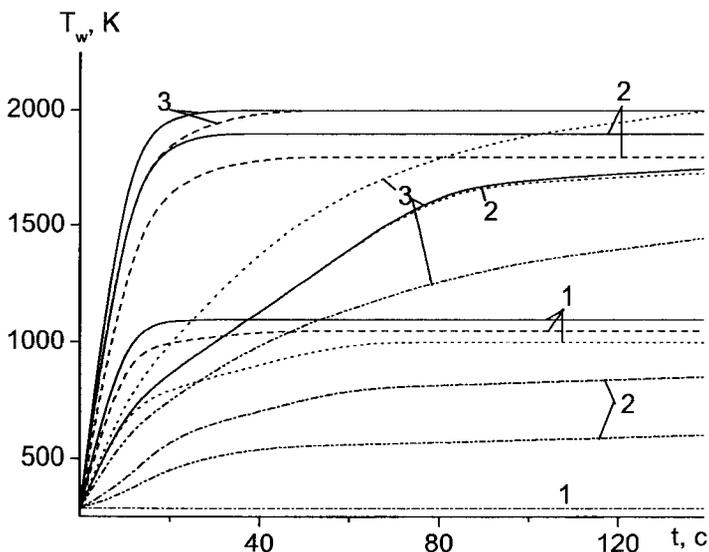


Рис. 3.1.6. Распределения температуры поверхности T_w в различные моменты времени

Как следует из представленных результатов, в завесной зоне на конической части тела в одинаковые моменты времени могут реализовываться различные режимы термохимического разрушения. Так, при стационарном режиме для удаленных от сферического затупления областей конической части достигается диффузионный режим, а в зоне, прилегающей к затуплению, – кинетический. Это вытекает из обработки ряда результатов решения задачи в сопряженной постановке в виде зависимости $(\rho v)_{2w}$ от T_w , представленной на рис. 3.1.5, где кривые 1 и 2 получены для $\xi=1.7$ и $\xi=7$. Отметим согласование расчетных данных и результатов аналитического решения (3.1.13), (3.1.14), помеченных крестиками, что может быть использовано для оценки массовой скорости уноса. Следует помнить, что при этом основная сложность связана с определением коэффициента теплоотдачи в завесной зоне.

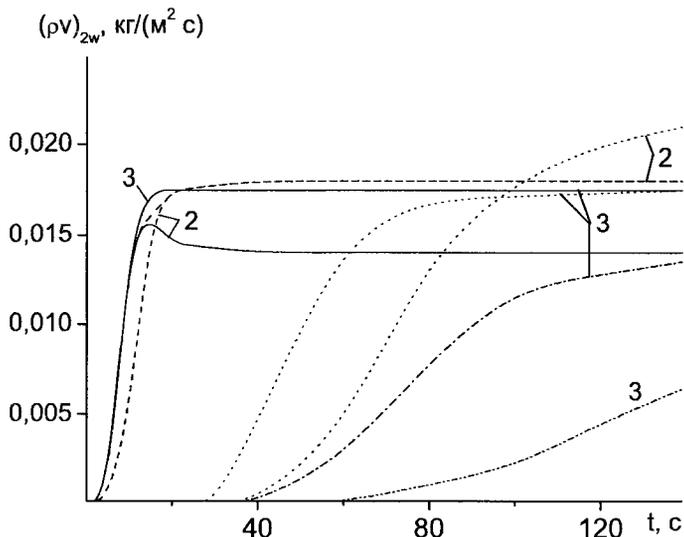


Рис. 3.1.7. Распределение массового уноса $(\rho v)_{2w}$ в различные моменты времени

Для иллюстрации на рис. 3.1.8 и 3.1.9 приведена обработка результатов варианта, показанного на рис. 3.1.1 и 3.1.2 сплошными линиями, в виде зависимости α/c_p от T_w в указанных выше сечениях ξ (сплошные линии 1, 2). Здесь же для анализа влияния неизотермической поверхности на q_w и α/c_p приведена обработка расчетов, найденных при параметрическом переборе $T_w(\xi) = \text{const}$ для случая термохимически разрушающейся поверхности конуса (штриховые линии 1, 2).

Сравнение показывает, что в периферийной области конической части $\xi = 7$ коэффициенты теплоотдачи близки и в этой области завесной зоны могут быть использованы зависимости $\alpha/c_p(T_w)$, полученные для изотермических условий. Для сечений, близких к ξ_1 , α/c_p является сложной функцией, вид которой связан с немонотонным поведением h_w ,

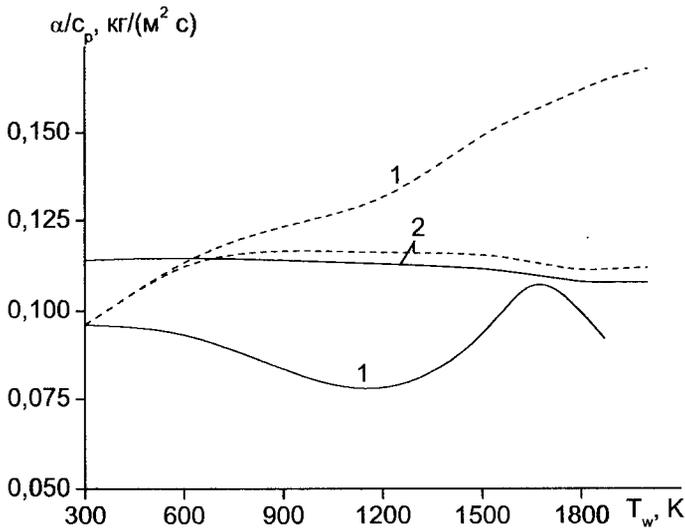


Рис. 3.1.8. Зависимость α/c_p от T_w в выделенных сечениях

с одной стороны, и сильной зависимостью от величины $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{e0} - h_w)$, поскольку, как показано в [3, 17], структура коэффициента теплоотдачи в общем случае имеет вид

$$\alpha/c_p = f_1(h_w/H_{e0}) - f_2(h_w/H_{e0}) \frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{e0} - h_w).$$

В свою очередь, рост α/c_p вместе с ростом T_w для изотермических условий на стенке связан с монотонным уменьшением h_w от ξ на конической поверхности в области, прилегающей к ξ_1 , причем $\frac{\partial h_w}{\partial \xi} / (H_{e0} - h_w)$ возрастает по абсолютной величине с ростом температуры T_w . Для рассматриваемых условий второй член оказывает преобладающее влияние, что и приводит к указанному изменению α/c_p .

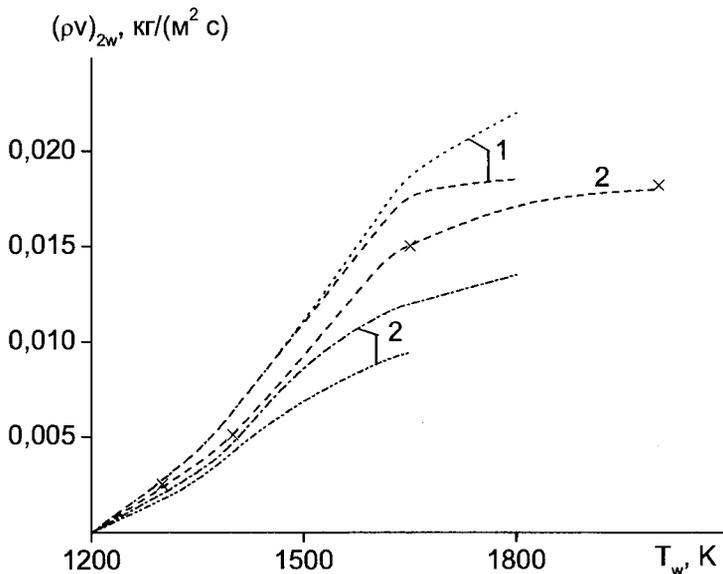


Рис. 3.1.9. Зависимость $(\rho v)_{2w}$ от T_w в выделенных сечениях

Таким образом, в области резкого изменения функций по обводу тела, связанного с наличием тепловой завесы, целесообразно использовать сопряженную постановку задачи для отыскания характеристик тепло- и массообмена и термохимического разрушения.

§ 3.2. Расчет характеристик сопряженного теплообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела

При моделировании летного эксперимента одной из важных технических задач является тепловая защита конструкции. Как показано в [18], вдув газа с поверхности сферического затупления наряду с перетеканием тепла вдоль образующей и по окружной координате в пространственном случае может служить эффективным способом снижения температур по-

верхности в областях, где реализуются максимальные тепловые нагрузки. При возрастании энтальпии и давления торможения за участком вдува в области тепловой завесы достигается режим термохимического разрушения, исследованный для осесимметричного случая в [1], характеристики которого связаны с параметрами обтекания, интенсивностью расхода вдуваемого газа-охлаждителя и теплофизическими характеристиками обтекаемой оболочки.

В данном параграфе рассматривается процесс обтекания затупленного по сфере конуса под углом атаки.

Характеристики сопряженного теплообмена находятся из решения системы уравнений пространственного пограничного слоя (при различных режимах течения) и уравнения сохранения энергии для пористого сферического затупления. Коническая часть оболочки может быть выполнена из инертного или разрушающегося материала, в частности из графита. Поэтому уравнение энергии для него записывается в подвижной системе координат [7], связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки.

Постановка задачи. Для модели химически равновесного воздуха, используя гипотезу «пассивности» и принимая числа Льюиса для всех компонентов равными единице, систему уравнений пространственного пограничного слоя в естественной системе координат, связанной с внешней поверхностью обтекаемой оболочки, можно записать как [9]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s}(\rho u r_w) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho v r_w) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho w) &= 0, \\ \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{w^2}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{\partial P_e}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial s} + v \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{uw}{r_w} \frac{\partial r_w}{\partial s} \right) &= -\frac{1}{r_w} \frac{\partial P_e}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial n} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial H}{\partial s} + v \frac{\partial H}{\partial n} + \frac{w}{r_w} \frac{\partial H}{\partial \eta} \right) &= \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial n} + (Pr_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{u^2 + w^2}{2} \right) \right] \right), \\ P &= \rho h (\gamma_{ef} - 1) / \gamma_{ef}, \quad P = P_e(s, \eta), \quad H = h + (u^2 + w^2) / 2, \\ \mu_\Sigma &= \mu + \Gamma \mu_T, \quad Pr_\Sigma = \mu_\Sigma Pr Pr_T / (\mu Pr_T + \Gamma \mu_T Pr), \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

где Γ – коэффициент продольной перемешиваемости.

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 [19]

$$\begin{aligned} (\rho c_p)_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left[\frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_1 H_1 \lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r_1 \lambda_1}{H_1} (1 - \varphi_1) \right) \frac{\partial T_1}{\partial s} + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{H_1 \lambda_1 (1 - \varphi_1)}{r_1} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right) \right] + (\rho v)_w^{(1)} \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{p\Gamma} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

$$0 < n_1 < L, \quad 0 < \eta < \pi, \quad H_1 = (R_N - n_1)/R_N, \quad r_1 = (R_N - n_1) \sin \bar{s}, \quad \bar{s} = s/R_N.$$

Для конической части тела ($s_1 < s < s_k$) уравнение сохранения энергии имеет вид [1, 7]

$$\begin{aligned} (\rho c_p)_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} + \omega \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) = \frac{\partial}{\partial n_1} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \\ r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta. \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

Граничные и начальные условия запишем следующим образом.

На внешней границе пограничного слоя при $n \rightarrow \infty$

$$u \rightarrow u_e(s, \eta), \quad w \rightarrow w_e(s, \eta), \quad h \rightarrow h_e(s, \eta), \quad c_i \rightarrow c_{ie}(s, \eta), \quad (3.2.4)$$

где $P_e, u_e, w_e, h_e, c_{ie}$ определяются из решения системы уравнений Эйлера [29].

На поверхности обтекаемого тела без учета эффектов скольжения:

$$u(s, \eta) = w(s, \eta) = 0, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)}(s, \eta) = \text{const} \quad (0 < s < s_1). \quad (3.2.5)$$

На обтекаемой внешней поверхности оболочки записываются балансовые условия при $0 \leq \eta \leq \pi$:

$$\frac{\mu}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1 - \varphi_1) \left(\frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right) \Big|_w, \quad (3.2.6)$$

$$-\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_{n_1=\ell} = \frac{\mu}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial h}{\partial n} \right) \Big|_w - (\rho v)_w^{(2)} (h_w - h_c) - \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4, \quad (3.2.7)$$

$$\ell = L - \xi(t), \quad \xi(t) = \int_0^t \omega(\tau) d\tau, \quad (\rho v)_w^{(2)} = (\rho v)_{1w}^{(2)} + (\rho v)_{2w}^{(2)}, \quad \omega = (\rho v)_w^{(2)} / \rho_2.$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части задаются соотношения [18, 19]:

$$\lambda_1(1-\varphi_1)\left.\frac{\partial T_1}{\partial n_1}\right|_{n_1=L} = \frac{r_{1w}c_{p\Gamma}(\rho\nu)_w^{(1)}}{(r_1H_1)_{n_1=L}}(T_{i,L}-T_n), \quad 0 < s < s_1, \\ \lambda_2\left.\frac{\partial T_2}{\partial n_1}\right|_{n_1=\ell} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k. \quad (3.2.8)$$

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

$$\frac{\lambda_1(1-\varphi_1)}{H_1}\left.\frac{\partial T_1}{\partial s}\right|_{s=s_1-0} = \lambda_2\left.\frac{\partial T_2}{\partial s}\right|_{s=s_1+0}, \quad T_1|_{s=s_1-0} = T_2|_{s=s_1+0}, \\ \left.\frac{\partial T_2}{\partial s}\right|_{s=s_k} = 0. \quad (3.2.9)$$

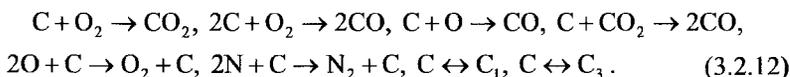
При наличии плоскости симметрии течения:

$$\left.\left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\right|_{\eta=0} = \left.\left(\frac{\partial T_i}{\partial \eta}\right)\right|_{\eta=\pi} = 0, \quad i = 1, 2. \quad (3.2.10)$$

Начальные условия:

$$T(t=0)_i = T(t=0) = T_n, \quad i = 1, 2. \quad (3.2.11)$$

На границе раздела сред при $s \geq s_1$ рассматривалась следующая кинетическая схема протекания неравновесных химических реакций ($T_{2w} \approx 4000$ К) [6, 7]:



Молярные и массовые скорости протекания данных химических реакций (3.2.12) подробно описаны в [6, 7], а выражение для массовой скорости уноса имеет вид [7]

$$\begin{aligned} (\rho\nu)_{1w}^{(2)} &= \rho_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
(\rho v)_{2w}^{(2)} &= \sum_{i=7}^8 \frac{m_i A_{ci} (P_{ci}^* - P_{ci})}{(2\pi RT_{2w} m_i)^{0.5}}, \quad i = 7, 8, \quad P_{ci}^* = 10^5 \times \exp(D_i - E_i / T_{2w}), \\
B_i &= k_i \exp(-E_i / RT_{2w}), \quad i = \overline{1, 4}, \quad P_{ci} = P_e c_{iw} m_w / m_i, \quad i = 7, 8, \\
\rho_w &= P_e m_w / (RT_{2w}), \quad h_w = \sum_{i=1}^8 h_i c_{iw}, \quad m_w = \sum_{i=1}^8 c_{iw} / m_i, \\
c_{pe} &= b_1 + b_2 T_1.
\end{aligned} \tag{3.2.13}$$

В (3.2.12), (3.2.13) порядковый номер компонентов соответствует следующему порядку их перечисления: O, O₂, N, N₂, CO, CO₂, C₁, C₃.

Балансовые соотношения для массовых концентраций компонент c_{iw} запишем, используя закон Фика для диффузионных потоков и аналогию процессов теплообмена [6, 20]:

$$J_{iw} + (\rho v)_w^{(2)} c_{iw} = R_{iw}, \quad i = \overline{1, 8}, \quad J_{iw} = \beta_i (c_{iw} - c_{ie}), \quad \beta_i = \alpha / c_p,$$

где α / c_p и β_i – коэффициенты теплообмена и массообмена соответственно. Считалось, что продукты разрушения слабо разбавляют воздушную смесь в пограничного слое. Это позволяет использовать принятую выше постановку для уравнений в пограничного слое.

Здесь и ниже: u, v, w – компоненты вектора среднemasовой скорости в естественной системе координат (s, n, η) , t – время, P, ρ, T, H, m – давление, плотность, температура, полная энтальпия и молекулярная масса, R – универсальная газовая постоянная, $r_w, r_i, i = 1, 2, H_1$ – коэффициент Ламе, R_N – радиус сферического затупления; $\epsilon_i, i = 1, 2$ – коэффициент излучательной способности поверхности оболочки; σ – постоянная Стефана–Больцмана, c_p, λ, μ – коэффициенты теплоемкости, теплопроводности, динамической вязкости; $h, (\rho v)_w^{(1)}$ – энтальпия и расход газа-охлаждителя, ϕ_1 – пористость сферического затупления, L – толщина оболочки, θ – угол конусности; нормаль к поверхности n_1 направлена вглубь оболочки; ω – линейная скорость перемещения поверхности разрушения; c_{iw} – массовая концентрация i -й компоненты; $E_i, k_i, i = \overline{1, 8}$ – энергия активации и предэкспонент i -й гетерогенной реакции оболочки конической части тела; ξ – глубина выгорания, Pr – число Прандтля.

Индексы e, e_0, w соответствуют величинам на внешней границе пограничного слоя, на внешней границе в точке торможения и на поверхности обтекаемого тела; нижние индексы (1), (2) – характеристики конденсированной фазы конической части оболочки, Γ – газовая фаза, ∞ – величина в набегающем газовом потоке на бесконечности; T, n – характеристики турбулентного переноса и начальные условия; k – периферийный участок оболочки; верхние индексы 1, 2 – характеристики, связанные с расходом охладителя на пористой полусфере и поверхностными химическими реакциями на конической части тела, черта вверху – безразмерные параметры, ef – эффективная величина.

Метод расчета и исходные данные. Система уравнений (3.2.1) – (3.2.3) с начальными и граничными условиями (3.2.4) – (3.2.11) решалась численно. Уравнения пространственного пограничного слоя (3.2.1) решались в переменных типа Дородницына с учетом ламинарной, переходной и турбулентной областей течения. Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [8, 21]. Рассматриваемая трехслойная алгебраическая модель турбулентности учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, где турбулентная вязкость описывается формулой Ван-Дриеста–Себеси [8], и внешней области, в которой используется формула Сполдинга [21]. Точка перехода задавалась 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 описывались с помощью формулы Дхваны–Нарасимхи [22]. При численном интегрировании принималось, что $Pr = 0.72$, $Pr_T = 1$. Для уравнений пограничного слоя с помощью итерационно-интерполяционного метода [23] были получены комбинированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Тестирование описанной модели пограничного слоя производилось путем сравнения с экспериментальными результатами работ [13, 24] и показало ее хорошую работоспособность. Численное решение трехмерных уравнений (3.2.2), (3.2.3) проводилось методом расщепления [25].

Расчеты обтекания затупленного по сфере конуса с углом полураствора $\theta = 5^\circ$ потоком химически равновесного воздуха под углом атаки

$\beta = 5^\circ$ проводились для условий [26], соответствующих высоте $S = 30$ км:
 $\rho_\infty = 0.0172$ кг/м³, $V_\infty = 5000$ м/с, $R_N = 0.5$ м, $T_{e0} = 5900$ К,
 $P_{e0} = 4.2 \cdot 10^5$ Па.

Расходы вдуваемого воздуха через поверхность пористого сферического затупления составляли $(\rho v)_w^{(1)} = 0; 3; 5$ кг/(м² · с). Кинетические константы гетерогенных реакций (3.2.12) брались из [6], а энтальпия графита h_c рассчитывалась по формуле [16]. Для графитового материала конической оболочки теплофизические коэффициенты задавались из [14]. Эффективный показатель адиабаты γ , определялся согласно работе [5]. Приводимые ниже результаты получены при $h_{e0} = 1.27 \cdot 10^8$ Дж/кг, $\phi_1 = 0.34$, $T_n = 288$ К, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$, $L_n = 10^{-2}$ м, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м² · К⁴), $\varepsilon_i = 0.85$, $i = 1, 2$. Теплофизические характеристики пористого затупления соответствовали меди: $\lambda_i = 386$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 370$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 8950$ кг/м³ [20] или асбоцементу: $\lambda_i = 0.349$ Вт/(м·К), $c_{pi} = 837$ Дж/(кг·К), $\rho_i = 1800$ кг/м³, $i = 1, 2$ [27].

Обсуждение результатов. На рис. 3.2.1 представлены зависимости конвективного теплового п

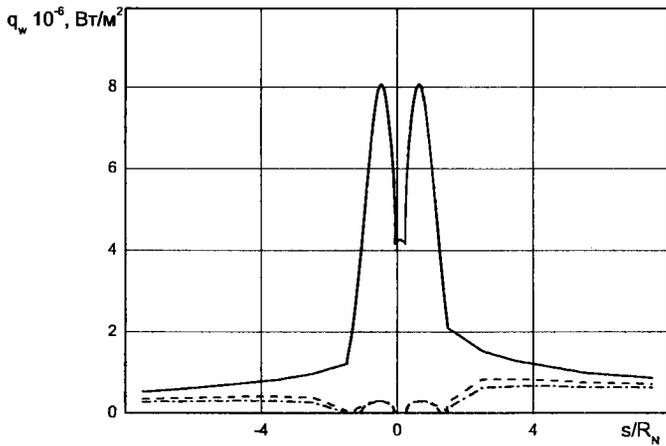


Рис. 3.2.1. Зависимости q_w в плоскости симметрии тела от продольной координаты \bar{s} при $t=0$

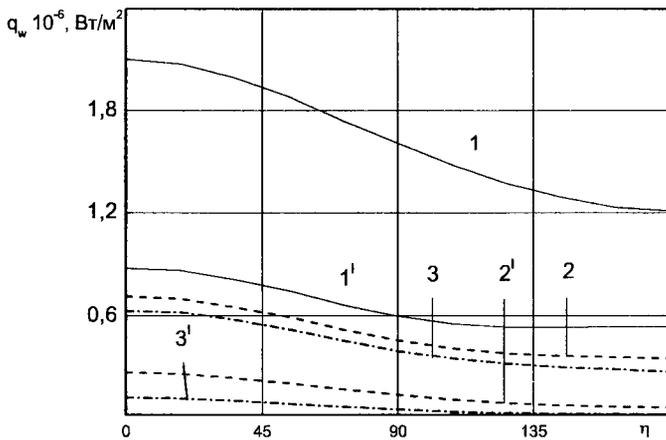


Рис. 3.2.2. Распределения q_w по окружной координате η при различных интенсивностях дувла

температуры $t = 300$ с при нагреве вследствие сопряженного тепло- и массообмена в плоскости симметрии на наветренной и подветренной сторонах. При этом задавались различные интенсивности вдува воздуха через пористую поверхность сферического затупления для материалов с различными теплофизическими свойствами и конической части тела из графита. Кривые с цифрой без штриха отвечают $(\rho v)_w^{(1)} = 0$, с одним штрихом – $(\rho v)_w^{(1)} = 3$ кг/(м²·с), с двумя штрихами – $(\rho v)_w^{(1)} = 5$ кг/(м²·с). Сплошные линии 1, 1' и 1'' на рис. 3.2.3 соответствуют результатам, полученным для радиационной равновесной температуры T_{wp} , которая находилась из условия сохранения энергии на сферическом затуплении пористой поверхности [19]:

$$q_w + c_{p\Gamma}(\rho v)_w^{(1)}(T_n - T_{wp}) = \varepsilon_1 \sigma T_{wp}^4 \quad (3.2.14)$$

и определяет максимальную достижимую температуру поверхности в отсутствие перетекания тепла в продольном и окружном направлениях.

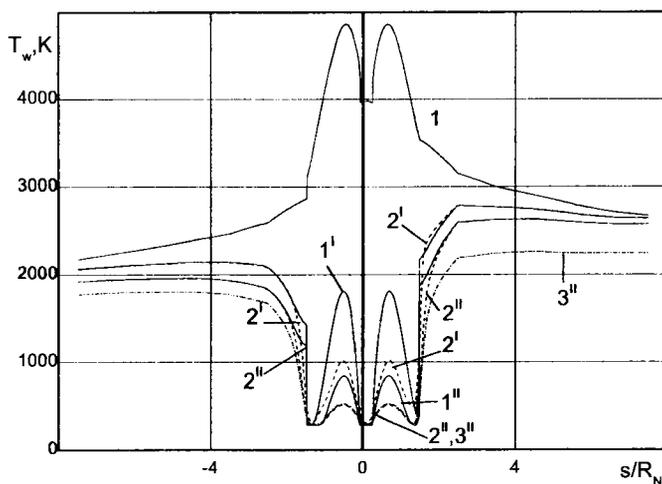


Рис. 3.2.3. Зависимости температуры поверхности T_w в плоскости симметрии тела при различных интенсивностях вдува воздуха-охлаждителя через пористое затупление

Штриховые линии $2^I, 2^{II}$ приведены для меди и различных интенсивностей расхода, а штрихпунктирная 3^{II} – меди, $(\rho v)_w^{(1)} = 5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ в отсутствие разрушения конической части оболочки. Как и следовало ожидать, в отсутствие разрушения конической части тела стационарная T_w , в частности на наветренной стороне, более чем на 300 К ниже температуры поверхности при наличии термохимического разрушения, что связано с тепловыделением за счет гетерогенных химических реакций (3.2.12).

Для установившегося температурного режима влияние перетекания тепла проявляется в области конической части, примыкающей к сферическому затуплению, и на сферической части тела. При возрастании интенсивности вдува в области сферического затупления распределение тепловых потоков в завесной зоне носит монотонный характер, значительно снижается установившаяся температура и реализуется режим стока тепла с конической части тела на сферическую в случае использования материалов с хорошими теплопроводными свойствами. К тому же здесь имеет место поглощение тепла при фильтрации газа в порах сферического затупления.

Кроме расчета T_{wp} , из условий (3.2.14), данная краевая задача решалась для низкотеплопроводного материала типа асбоцемента. В случае нетеплопроводного материала температура поверхности при выходе на стационарный режим совпадала со значениями T_{wp} , поскольку для асбоцемента процесс прогрева является одномерным. Влияние перетекания тепла занимает значительную долю завесной зоны, а снижение установившейся температуры поверхности по сравнению с T_{wp} достигает сотен градусов. Отметим, что при наличии вдува $(\rho v)_w^{(1)} \geq 5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ сферическая часть тела не разрушается, так как температура плавления меди составляет 1370 К [20], а асбоцемента – 1100 К [27].

На рис. 3.2.4 приведены распределения T_w , а на рис. 3.2.5 – значения скорости массового уноса $(\rho v)_w^{(2)}$ в завесной зоне для установившегося температурного режима в теле. Сечениям $\eta = 0, 90^\circ$ и 180° соответствуют кривые с цифрами без штриха, с одним штрихом и двумя штрихами, с различными интенсивностями вдува при использовании для сферического затупления меди. Сплошные линии $1, 1^I, 1^{II}$ соответствуют случаю отсутствия вдува, пунктирные линии $2, 2^I, 2^{II}$ – вдуву $(\rho v)_w^{(1)} = 3 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, штрихпунктирные линии $3, 3^I, 3^{II}$ – $(\rho v)_w^{(1)} = 5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Из рис. 3.2.1, 3.2.4 и 3.2.5 следует качественное соответствие распределений массовых ско-

ростей уноса $(\rho v)_w^{(2)}$ на конической части тела поведению конвективных тепловых потоков q_w к поверхности обтекаемого тела. При росте интенсивности вдуваемого воздуха наблюдается снижение температуры и скорости разрушения поверхности, что приводит к вероятности одновременной реализации в различных точках завесной зоны кинетического режима ($T_w < 1600$ К) протекания термохимического разрушения вблизи плоскости сопряжения сфера–конус $s = s_1$ и диффузионного режима ($T_w > 1600$ К) вдали от нее согласно анализу в [1].

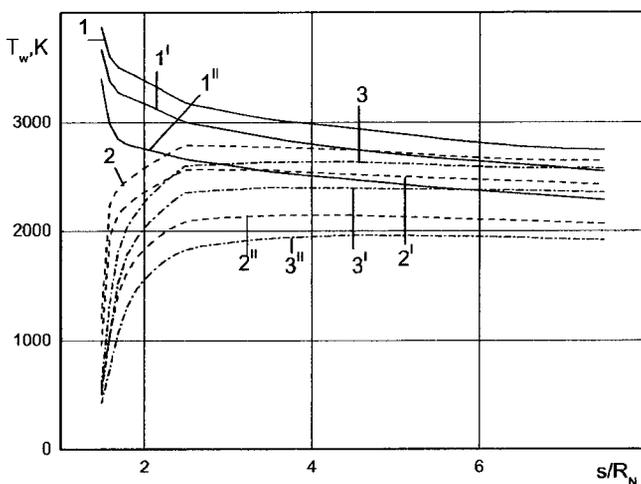


Рис. 3.2.4. Распределения температуры поверхности T_w в завесной зоне при установившемся температурном режиме

При отсутствии вдува в окрестности плоскости $s = s_1$ может достигаться режим сублимации $T_w > 3500$ К (см. на рис. 3.2.4, 3.2.5 кривые 1 и 1'). При $(\rho v)_w^{(1)} = 3$ кг/(м²·с) в сечениях $\eta = 0, 90^\circ$ (кривые 2, 2' на рис. 3.2.4, 3.2.5) и $(\rho v)_w^{(1)} = 5$ кг/(м²·с) для $\eta = 0$ (кривая 3) имеет место в основном диффузионный режим разрушения поверхности конической части тела.

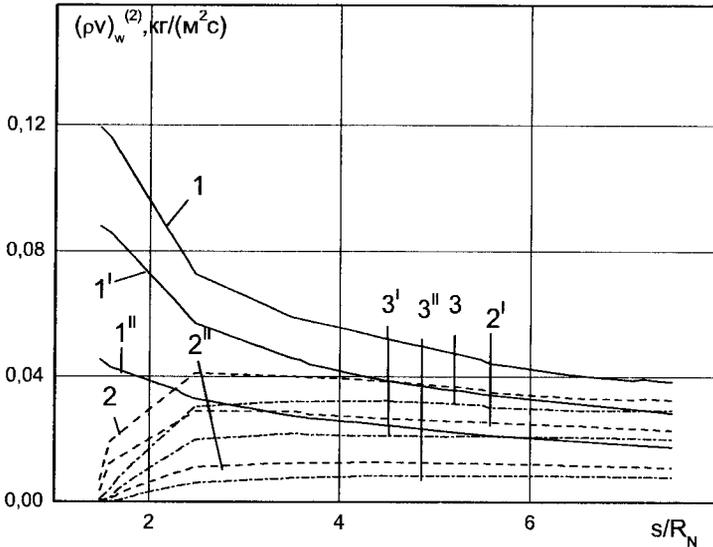


Рис. 3.2.5. Распределения скорости массового уноса $(\rho v)_w^{(2)}$ в завесной зоне для установившегося температурного режима

В сечении $\eta = 180^\circ$ для $(\rho v)_w^{(1)} = 3; 5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ (кривые $2''$, $3'$, $3''$) в окрестности $s = s_1$ может реализовываться кинетический режим протекания гетерогенных реакций (3.2.12), а вдали от сечения сопряжения сфера–конус – только диффузионный. Отметим, что глубина выгорания ξ для результатов, представленных на рис. 3.2.4 и 3.2.5, в самом теплонеприжатом сечении на наветренной стороне конуса $\eta = 0$ для кривых под номером 1, 2, 3 составляет $9.9 \cdot 10^{-3}$, $4.2 \cdot 10^{-3}$, $3.5 \cdot 10^{-3}$ м соответственно при $t = 300 \text{ с}$.

Результаты, полученные при различных значениях интенсивности вдуваемого воздуха-охлаждателя, подтверждают выводы о целесообразности использования высокотеплопроводных материалов, обеспечивающих интенсивный сток тепла в область проникаемого затупления. Комбинация таких факторов, как охлаждающий вдув и использование высокотеплопроводных материалов, заметно уменьшает максимальные температуры обтекаемого тела. Здесь необходимо отметить, что из-за ослабления

влияния вдува на характеристики тепломассообмена в газовой фазе при турбулентном режиме течения в пограничном слое эффективность использования высокотеплопроводных материалов несколько ниже, чем при ламинарном течении в пограничном слое [22]. Последний вывод согласуется с результатами работы [27].

Результаты решения задачи в сопряженной постановке сопоставлялись с данными приближённого подхода, когда при наличии и отсутствии вдува использовался коэффициент теплообмена к изотермической в начальный момент времени поверхности.

Данное сравнение выявило для сферической оболочки из меди значительное расхождение по T_w в завесной зоне при сравнении с точным решением задачи прогрева в сопряженной постановке: до 45 % при $(\rho\nu)_w^{(1)} = 0$ и до 51 % при $(\rho\nu)_w^{(1)} \geq 3 \text{ кг/ (м}^2 \cdot \text{с)}$.

Это обусловлено сложной структурой коэффициента теплообмена в общем случае неизотермической поверхности, который, как показано в [9], включает слагаемое, связанное с наличием локальной производной, отнесённой к температурному перепаду $\partial T_w / \partial \bar{s} / (T_{eo} - T_w)$. Указанное слагаемое становится весомым в зоне тепловой завесы, где реализуются значительные градиенты температур $\partial T_w / \partial \bar{s}$.

На основании изложенного выше можно сделать следующие выводы: 1) Разработана математическая модель для расчета трехмерного сопряженного тепломассообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса с учетом различных режимов течения в пограничном слое.

2) Для снижения максимальной температуры оболочки в зоне завесы целесообразно использовать высокотеплопроводные материалы в комбинации со вдувом газа-охлаждителя через пористое затупление.

3) При отсутствии и при наличии вдува с пористого затупления в завесной зоне могут реализоваться различные режимы термохимического разрушения конической оболочки тела.

4) Эффективность использования высокотеплопроводных материалов при турбулентном режиме течения в пограничном слое несколько ниже, чем при ламинарном течении в пограничном слое.

5) Сопряженная постановка задачи позволяет учесть влияние неизотермичности стенки оболочки на характеристики тепломассообмена в пограничном слое.

§ 3.3. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты

При полете со сверхзвуковыми скоростями в плотных слоях атмосферы тела (летательные аппараты) испытывают значительный аэродинамический нагрев. Особую важность приобретают вопросы управления гиперзвуковым полетом тел [2, 6, 7, 9, 19, 20, 29, 30]. Возрастание требований к стабильности аэродинамических характеристик требует разработки новых видов тепловой защиты [19, 20, 29, 30], основанных на комбинировании активных и пассивных способов. 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 отдельными оценками аэродинамики, термохимического разрушения, параметров движения тела.

Исследуется процесс обтекания затупленного по сфере конуса под углом атаки (рис. 3.3.1). В работах [6, 31] проведены оценки времен релаксации в газовой и конденсированной фазах. На основании этих оценок характеристики сопряженного теплообмена 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. Рассматриваются варианты высокотеплопроводного и низкотеплопроводного материалов, из которых выполнено затупление. Коническая часть оболочки сделана из разрушающегося материала графита [20].

В отличие от [19, 29, 30], процессы теплообмена и разрушения тела рассмотрены при переменных условиях теплового нагружения, отвечающих входу в атмосферу, с учетом переменного вдува газа-охлаждителя по обводу оболочки, интенсивность которого регулируется заданием давления за внутренней «холодной» поверхностью сферического затупления.

Постановка задачи. Рассмотрим движение затупленного тела на заданной траектории в атмосфере с гиперзвуковой скоростью, которая

меньше первой космической. На рис. 3.3.1 набегающий под углом атаки β поток воздуха обтекает тело, составленное из неразрушающегося пористого носка OA , который переходит в коническую часть AB с полууглом раствора θ . Из внутренней полости через пористую поверхность ED производится вдув газа-охладителя по направлению нормали к внешней поверхности затупления OA .

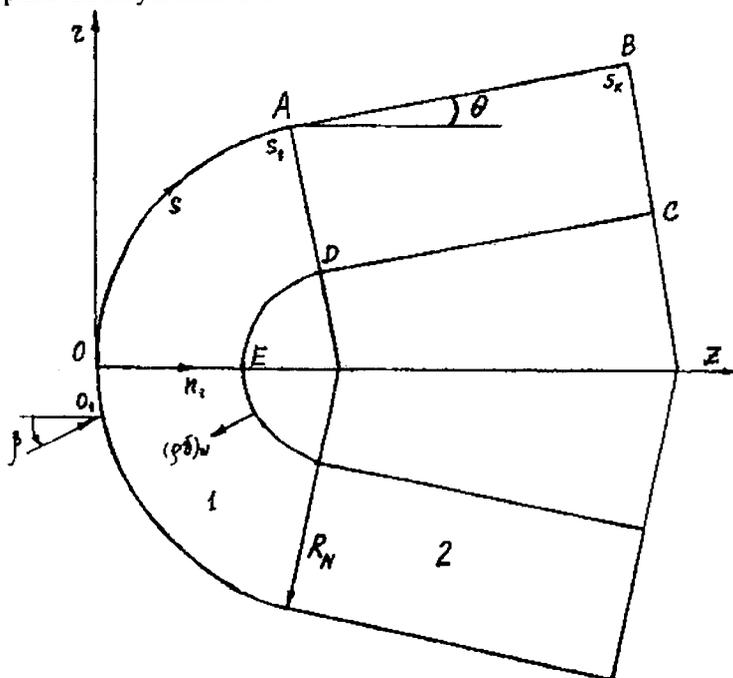
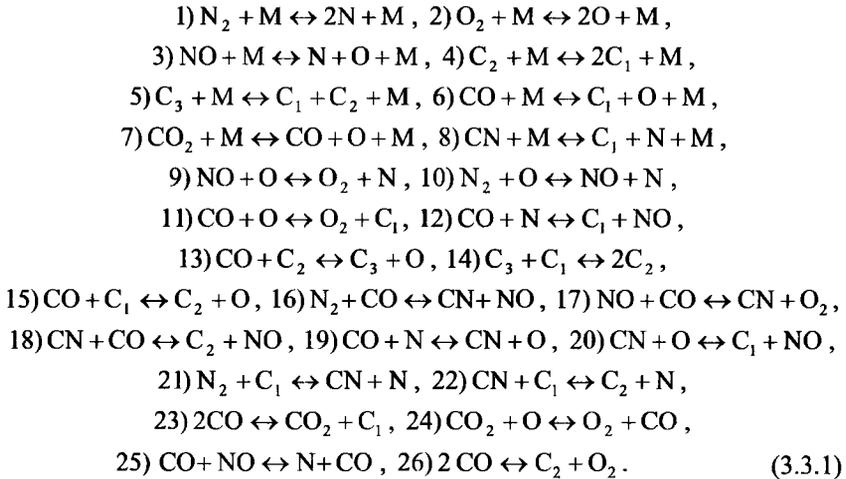


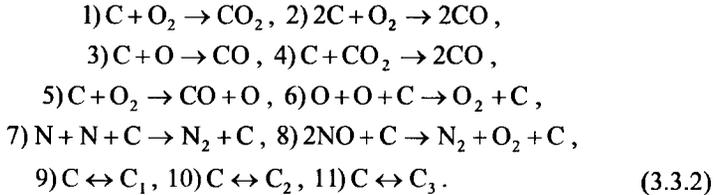
Рис. 3.3.1. Схема обтекания тела: 1 – пористое сферическое затупление, 2 – сплошная коническая часть тела

На высотах ниже 30 км в ударном слое вне пограничного слоя может использоваться модель химически равновесного воздуха [26], который моделируется газовой смесью из шести компонентов: O, O_2, N, N_2, NO, Ar .

В пограничном слое при наличии термохимического разрушения графитового тела учитываются следующие неравновесные химические реакции [32, 33]:



На границе раздела газовой и конденсированной фаз конической части тела из графита рассматриваются следующие гетерогенные химические реакции [6, 7]:



При обычных предположениях теории Прандтля о том, что величина x^3 и нормальная составляющая скорости v имеют порядок $1/\sqrt{\text{Re}}$ при $\text{Re} \rightarrow \infty$, в области вблизи поверхности тела может быть выписана система уравнений трехмерного пограничного слоя [9, 34] при наличии неравновесных химических реакций (3.3.1) в виде

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial x^1} \left(\rho u \sqrt{\frac{a}{a_{11}}} \right) + \frac{\partial}{\partial x^2} \left(\rho w \sqrt{\frac{a}{a_{22}}} \right) + \frac{\partial}{\partial x^3} (\rho v \sqrt{a}) = 0, \\
& \rho \left(\frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial u}{\partial x^1} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial u}{\partial x^2} + v \frac{\partial u}{\partial x^3} + A_1 u^2 + A_2 w^2 + A_3 u w \right) =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= A_4 + \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial x^3} \right), \\
\rho \left(\frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial w}{\partial x^1} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial w}{\partial x^3} + B_1 u^2 + B_2 w^2 + B_3 u w \right) = \\
&= B_4 + \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\mu_\Sigma \frac{\partial w}{\partial x^3} \right), \\
\frac{\partial P}{\partial x^3} &= 0, \\
\rho \left(\frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial c_i}{\partial x^1} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial c_i}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial c_i}{\partial x^3} \right) + \frac{\partial J_{\Sigma i}}{\partial x^3} &= R_i, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1, \\
\frac{1}{D_i} &= \sum_{j=1}^N \frac{x_j}{D_{ij}} \left(1 - \frac{c_i J_j}{c_j J_i} \right) + \sum_{k=1}^N c_k \sum_{j=1}^N \frac{x_j}{D_{kj}} \left(\frac{c_i J_j}{c_j J_i} - \frac{c_i J_k}{c_k J_i} \right), \\
J_i &= -\rho D_i \frac{\partial c_i}{\partial x^3}, \quad i = 1, \dots, N_1 - 1, \\
\rho \left(\frac{u}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial H}{\partial x^1} + \frac{w}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial H}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial H}{\partial x^3} \right) = \\
&= \frac{\partial}{\partial x^3} \left\{ \frac{\mu_\Sigma}{Pr_\Sigma} \left[\frac{\partial H}{\partial x^3} + (Pr_\Sigma - 1) \frac{\partial}{\partial x^3} \left(\frac{U^2}{2} \right) - \sum_{i=1}^{N_1} h_i \left(\frac{\partial c_i}{\partial x^3} + \frac{Pr_\Sigma}{\mu_\Sigma} J_{\Sigma i} \right) \right] \right\}, \\
P_e &= \rho h \frac{(\gamma - 1)}{\gamma}, \quad \sum_{i=1}^{N_1} c_i = 1, \quad \sum_{i=1}^{N_1} x_i = 1, \\
\sum_{i=1}^{N_1} J_i &= 0, \quad \sum_{i=1}^{N_1} J_{\Sigma i} = 0, \quad \sum_{i=1}^{N_1} R_i = 0, \tag{3.3.3}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
A_1 &= \frac{a_{12}}{a} \left[\frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^2} + \frac{a_{12}}{a_{11}} \frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^1} - \frac{1}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial a_{12}}{\partial x^1} \right], \\
A_2 &= \frac{\sqrt{a_{11}}}{a} \left[\frac{\partial a_{12}}{\partial x^2} - \sqrt{a_{22}} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^1} - \frac{a_{12}}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^1} \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A_3 &= \frac{1}{a} \left[\sqrt{a_{11}a_{22}} \left(1 + \frac{a_{12}^2}{a_{11}a_{22}} \right) \frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^2} - 2a_{12} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^1} \right], \\
A_4 &= -\frac{\sqrt{a_{11}a_{22}}}{a} \frac{\partial P}{\partial x^1} + \frac{\sqrt{a_{11}a_{12}}}{a} \frac{\partial P}{\partial x^2}; \\
B_1 &= \frac{\sqrt{a_{22}}}{a} \left[\frac{\partial a_{12}}{\partial x^1} - \sqrt{a_{11}} \frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^2} - \frac{a_{12}}{\sqrt{a_{11}}} \frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^1} \right], \\
B_2 &= \frac{a_{12}}{a} \left[\frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^1} + \frac{a_{12}}{a_{22}} \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^2} - \frac{1}{\sqrt{a_{22}}} \frac{\partial a_{12}}{\partial x^2} \right], \\
B_3 &= \frac{1}{a} \left[\sqrt{a_{11}a_{22}} \left(1 + \frac{a_{12}^2}{a_{11}a_{22}} \right) \frac{\partial \sqrt{a_{22}}}{\partial x^1} - 2a_{12} \frac{\partial \sqrt{a_{11}}}{\partial x^2} \right], \\
B_4 &= \frac{\sqrt{a_{22}a_{12}}}{a} \frac{\partial P}{\partial x^1} - \frac{\sqrt{a_{22}a_{11}}}{a} \frac{\partial P}{\partial x^2},
\end{aligned}$$

$$U^2 = u^2 + w^2 + 2uw \cos(\psi), \quad \cos(\psi) = a_{12} / \sqrt{a_{11}a_{22}}, \quad a = a_{11}a_{22} - a_{12}^2,$$

$$H = \sum_{i=1}^{N_1} h_i c_i + U^2/2, \quad h_i = a_{\alpha,\beta} dT + h_i^0. \quad (3.3.4)$$

Здесь и ниже: u, w, v – компоненты вектора среднemasовой скорости на оси x^1, x^2, x^3 соответственно, $a_{\alpha,\beta}$, ($\alpha, \beta = 1, 2$) – компоненты метрического тензора в приближении пограничного слоя, P, ρ, H – давление, плотность и полная энтальпия смеси, h_i – энтальпия i -й компоненты, h_i^0 – энтальпия образования i -й компоненты из (3.3.4), c_{pi} – удельная теплоемкость при постоянном давлении, T – температура, c_i, x_i – массовая и молярная концентрации i -й компоненты, m_i, m – молекулярный вес i -й компоненты и смеси соответственно, J_i, R_i – проекция вектора плотности диффузионного потока на ось x^3 и массовая скорость образования i -й компоненты за счет всех химических реакций, $\text{Pr}, \text{Sc}, \text{Re}, \text{M}_\infty$ – числа Прандтля, Шмидта, Рейнольдса и Маха соответственно, μ, D_i, D_{ij} –

коэффициент вязкости, эффективной и бинарной диффузии, N_1 – число компонент в смеси в пограничном слое.

При записи системы уравнений (3.3.3) эффектами термодиффузии и ионизацией газа пренебрегалось. Система уравнений (3.3.3) является замкнутой системой $2N_1 + 5$ уравнений с $2N_1 + 5$ неизвестными $u, v, w, \rho, H, c_i, J_i$ ($i=1, \dots, N_1$).

Для пористой сферической оболочки ($0 \leq s < s_1$) при допущении об одномерности процесса фильтрации вдуваемого газа и однотемпературности процесса теплообмена между вдуваемым газом и пористым каркасом в направлении нормали к поверхности в рассматриваемой системе координат, связанной с осью симметрии тела, уравнение сохранения энергии при $s = x^1, \eta = x^2, n_1 = -x^3$ имеет вид [19]

$$(\rho c_p)_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{1}{r_1 H_1} \left\{ \frac{\partial}{\partial n_1} \left[r_1 H_1 \lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \right] + \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{r_1 \lambda_1}{H_1} (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial s} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{H_1 \lambda_1}{r_1} (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial \eta} \right] \right\} + (\rho v)_w^{(1)} \frac{r_{1w}}{r_1 H_1} c_{pg} \frac{\partial T_1}{\partial n_1}, \quad (3.3.5)$$

$$0 \leq n_1 \leq L; \quad 0 \leq \eta \leq \pi, \quad H_1 = (R_N - n_1) / R_N, \quad r_1 = (R_N - n_1) \sin(\bar{s}), \quad \bar{s} = s / R_N.$$

Расход газа-охлаждителя в направлении нормали к поверхности определяется согласно [35] выражением

$$(\rho v)_w^{(1)}(s, \eta) = \left\{ \left[2(P_k^2 - P_e^2) \varphi_1 M D / R + E^2 \right]^{0.5} - E \right\} / 2D, \\ D(s, \eta) = B \int_0^L T_1 (r_{1w} / r_1 H_1)^2 dn_1, \quad E(s, \eta) = A \int_0^L \mu_1 T_1 (r_{1w} / r_1 H_1) dn_1. \quad (3.3.6)$$

На конической части тела ($s_1 \leq s \leq s_k$) система уравнений записывается в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [7]:

$$r_2 c_{p2} \rho_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) = \frac{\partial}{\partial n_1} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(r_2 \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \right) + \frac{1}{r_2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial \eta} \right), \quad (3.3.7)$$

$$r_2 = (R_N - n_1) \cos \theta + (s - s_1) \sin \theta, \quad \omega = (\rho v)_w^{(2)} / \rho_{2w}.$$

Начальные и граничные условия для системы (3.3.3), (3.3.5), (3.3.7) следующие.

На внешней границе пограничного слоя при $x^3 \rightarrow \infty$

$$u = u_e, \quad w = w_e, \quad (\rho v)_w = (\rho v)_w^{(1)}(s, \eta) \quad (0 \leq s < s_1),$$

$$c_i \rightarrow c_{ie}(x^1, x^2), \quad P_e = P_e(x^1, x^2). \quad (3.3.8)$$

Соответствующие функции на внешней границе пограничного слоя могут быть найдены из решения системы уравнений Эйлера при наличии равновесных химических реакций [26].

На поверхности обтекаемого тела при $n_1 = 0$ [32]

$$u(s, \eta) = w(s, \eta) = 0, \quad (0 \leq s < s_1),$$

$$(\rho v)_w^{(2)} = (\rho v)_{1w}^{(2)} + (\rho v)_{2w}^{(2)}, \quad (s_1 \leq s \leq s_k). \quad (3.3.9)$$

На внешней поверхности обтекаемого тела при $0 \leq \eta \leq \pi$ балансовые соотношения записываются как

$$\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial x^3} \right) \Big|_w - \varepsilon_1 \sigma T_{1w}^4 = -\lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_w, \quad 0 \leq s < s_1,$$

$$\left(\frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial H}{\partial x^3} \right) \Big|_w - \sum_{i=2}^3 (\rho v)_{iw}^{(2)} (h_w - h_c) \varepsilon_2 \sigma T_{2w}^4 = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_w, \quad s_1 \leq s \leq s_k, \quad (3.3.10)$$

$$J_{iw} + (\rho v)_w^{(2)} c_{iw} = R_{iw}, \quad i = \overline{1, N_2 - 1}. \quad (3.3.11)$$

На внутренней поверхности полусферы и конической части выражение в виде [19]

$$\lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{\partial T_1}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = - \frac{\tau_{1w} c_{pg} (\rho v)_w^{(1)}}{(\tau_1 H_1)_{n_1=L}} (T_{1L} - T_H), \quad 0 \leq s < s_1,$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial n_1} \Big|_{n_1=L} = 0, \quad s_1 \leq s \leq s_k. \quad (3.3.12)$$

На кольце сопряжения сфера–конус при $s = s_1$ ставятся условия идеального контакта, а в крайнем сечении конической части тела при $s = s_k$ – адиабатическое условие

$$\lambda_1 (1 - \varphi_1) \frac{1}{H_1} \frac{\partial T_1}{\partial s} \Big|_{s=s_1-0} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial s} \Big|_{s=s_1+0}, \quad T_1 \Big|_{s=s_1-0} = T_2 \Big|_{s=s_1+0},$$

$$\left. \frac{\partial T_2}{\partial s} \right|_{s=s_k} = 0. \quad (3.3.13)$$

При наличии плоскости симметрии течения

$$\left. \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = \left. \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \right|_{\eta=\pi} = 0, \quad i=1,2. \quad (3.3.14)$$

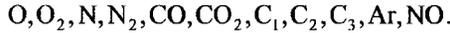
Начальные условия для системы (3.3.5), (3.3.7):

$$T_1|_{t=0} = T_2|_{t=0} = T_H, \quad (3.3.15)$$

$$\ell = L - \xi(t), \quad \xi(t) = \int_0^t \omega(\tau) d\tau, \quad h_w = c_{p\Gamma}(T_{2w})T_{2w} \quad \text{при } T_{2w} \leq 600 \text{ К},$$

$$h_w = \sum_{i=1}^{N_2} c_{iw} h_{iw} \quad \text{при } T_{2w} > 600 \text{ К}. \quad (3.3.16)$$

Пусть номера компонент в реакциях (3.3.2) перечисляются в следующем порядке:



Тогда, используя результаты работ [6, 7, 20], выпишем выражения для массовых скоростей уноса:

$$\begin{aligned} (\rho v)_{1w}^{(2)} = \rho_w \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} \beta_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} \beta_2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} \beta_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} \beta_4 \right], \end{aligned} \quad (3.3.17)$$

$$(\rho v)_{2w}^{(2)} = \sum_{i=7}^9 \frac{m_i \alpha_i (p_i^* - p_i)}{(2\pi RT_{2w} m_i)^{0,5}}, \quad p_i^* = 10^5 \times \exp(D_i - E_i / T_{2w}), \quad i = 7, 8, 9,$$

$$\beta_i = k_i \exp\left(\frac{-E_i}{RT_{2w}}\right), \quad i = \overline{1,4}, \quad p_i = \frac{P_e c_{iw} m_w}{m_i}, \quad i = 7, 8, 9,$$

$$\rho_w = P_e m_w / (RT_{2w}), \quad \frac{1}{m} = \sum_{i=1}^{N_2} \frac{c_{iw}}{m_i}, \quad c_{p\Gamma} = b_1 + b_2 T_i, \quad i = 1, 2. \quad (3.3.18)$$

Здесь: t – время; n_1 – координата по нормали к поверхности тела, направленная вглубь обтекаемого тела, A , B и P_k в (3.3.6) отвечают вязкостному, инерционному коэффициентам в нелинейном законе Дарси [6,

35] и давлению в камере с газом-охладителем; $(\rho v)_{i,w}^{(2)}$, $i = 1, 2$ в (3.3.17) – (3.3.18) – массовые скорости уноса за счет гетерогенных процессов окисления и сублимации графитовой поверхности соответственно; φ_1 – пористость полусферического затупления; H_1 – коэффициент Ламе; R – универсальная газовая постоянная; ω – линейная скорость поверхности разрушения; $\xi(t)$ – граница раздела между газовой и конденсированной фазами из (3.3.16), E ; k – энергия активации, предэкспонент реакции соответственно; α_i , $i = 7, 8, 9$ – коэффициенты аккомодации углерода; p_i^* – давление насыщенных паров; p_i – парциальное давление паров ($i = 7, 8, 9$); ε_i , $i = 1, 2$ – коэффициенты излучательной способности поверхности сферической и конической частей тела; θ – угол конусности; λ – коэффициент теплопроводности; σ – постоянная Стефана–Больцмана; q_w – конвективный тепловой поток из газовой фазы; R_N – радиус сферического затупления; L – толщина оболочки обтекаемого тела; N_2 – число компонент в смеси в завесной зоне на границе раздела газовой и конденсированной фаз; β – угол атаки.

Нижний индекс e соответствует внешней границе пограничного слоя; w – поверхность обтекаемого тела; $*$ – характерная величина; g – газовая фаза пористой сферической оболочки; ∞ – набегающий поток; T – турбулентный режим течения в пограничном слое; $1w, 2w$ – гетерогенные процессы окисления и сублимации графитовой поверхности соответственно; n – начальные условия; L – внутренняя «холодная» поверхность оболочки; k – конечное сечение конической части оболочки. Верхний индекс (i) , $i = 1, 2$ – характеристики конденсированной фазы: каркаса сферической и сплошной конической частей тела (см. рис. 3.3.1); черта – безразмерная величина; Σ – эффективная величина с учетом ламинарного и турбулентного характеров течения; in – внутренняя стенка тела.

Для описания турбулентного течения применялась двухслойная модель турбулентного пограничного слоя [8, 21, 36]. Рассматриваемая трехслойная алгебраическая модель турбулентности учитывает наличие ламинарного вязкого подслоя, внутренней области турбулентного ядра, где турбулентная вязкость описывается формулой Ван-Дрифта–Себеси [8], и внешней области, в которой используется формула Сполдинга [21].

При расчете течения в переходной области от ламинарного режима течения к турбулентному использовался коэффициент продольной пере-

межасмости Γ , который для случая обтекания затупленных тел предложен в [37] на основе теории турбулентных пятен Эммонса:

$$\Gamma = 1 - \exp \left\{ -F \tau_w(s_p) \left[\int_{s_p}^s r_w^{-1} ds \right] \left[\int_{s_p}^s u_e^{-1} ds \right] \right\},$$

$$F = \frac{3u_e^3}{(bv_e)} \text{Re}_p^{-1.34}, \quad b = 60 + 4.68 M_p^{1.92}.$$

Здесь τ_w – значение напряжения трения на поверхности тела; $r_w = \sqrt{a_{22}}$ – радиус поперечного сечения; $\text{Re}_p = \rho_e u_e \delta_p / \mu_e$, $M_p = u_e / a_e$ – числа Рейнольдса и Маха, вычисленные в точке потери устойчивости ламинарного пограничного слоя. Координата точки потери устойчивости и начала переходной области течения s_p определялась по критическому значению числа Рейнольдса:

$$\text{Re}^{**} = \rho_e u_e \delta^{**} / \mu_e = 200, \quad \delta^{**} = \int_0^{\infty} \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dx^3.$$

В области ламинарного течения $\Gamma = 0$, в области турбулентного – $\Gamma = 1$.

Методика расчета и исходные данные. Краевая задача (3.3.3), (3.3.5), (3.3.7), (3.3.8) – (3.3.15) решалась численно [23, 25] в переменных типа Дородницына. Для уравнения пограничного слоя с помощью метода, предложенного в [23], получены физически адаптированные разностные схемы, обеспечивающие сращивание искомых характеристик на границе ламинарного подслоя и турбулентного ядра и учитывающие характер изменения μ_T поперек пограничного слоя. Это позволяет выполнять расчеты в широких диапазонах чисел Рейнольдса, Маха и интенсивностей расхода вдуваемого газа. Решение трехмерных нестационарных уравнений (3.3.5), (3.3.7) проводилось на основе локально-одномерной схемы расщепления с помощью монотонной, неявной, абсолютно устойчивой разностной схемы с суммарной погрешностью аппроксимации $O[\Delta t + (\Delta \eta_1)^2 + (\Delta \bar{s})^2 + (\Delta \eta)^2]$ [25]. С помощью экспериментальных результатов работы [13] тестировалось взаимодействие турбулентного пограничного слоя с учетом различных режимов течения со сферическим телом, с поверхности которого осуществляется вдув газа. С помощью результатов работы [24] тестировалась модель трехмерного турбулентного пограничного слоя при обтекании конуса, затупленного по сфере. Различие расчетных и экспериментальных результатов не превысило 5%. Для

тестирования процессов взаимодействия высокоскоростных потоков воздуха с графитовыми поверхностями использовались результаты теоретических [38] и обобщенных экспериментальных исследований [39].

Геометрия модели и параметры течения принимались следующими: $Pr_T = 0.9$, $Sc_{Ti} = 0.9$, $R_N = 0.1$ м, $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0.85$, $L = 2 \cdot 10^{-2}$ м, $\theta = 5^\circ$, $\beta = 5^\circ$, $\varphi_1 = 0.34$.

Низкотеплопроводный и высокотеплопроводный материалы моделировались углеродистой сталью и чистой бескислородной медью соответственно. Теплофизические и фильтрационные характеристики для стали: $\lambda_1 = 23$ Вт/(м·К), $c_{p1} = 600$ Дж/(кг·К), $\rho_1 = 7800$ кг/м³, $A = 2.3 \cdot 10^{11}$ 1/м², $B = 5.7 \cdot 10^5$ 1/м [40] для меди: $\lambda_1 = 386$ Вт/(м·К), $c_{p1} = 370$ Дж/(кг·К), $\rho_1 = 8950$ кг/м³, $A = 3.18 \cdot 10^{11}$ 1/м², $B = 8.5 \cdot 10^6$ 1/м [41], $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.147$, плотность графита $\rho_2 = 1900$ кг/м³.

Температура газа-охладителя, в качестве которого использовался воздух, принималась равной $T_{II} = 300$ К по месту истечения во внутренней камере и не изменялась в процессе полета тела с течением времени. Согласно [20] температура плавления сплошной меди составляет 1370 К, а стали – 1600 К.

Критической температурой для этих пористых металлических материалов назначалась $T_c = 1000$ К. Критическая температура T_c – это такая температура пористого тела, выше которой происходят резкое снижение пластичности и рост хрупкости его материала. T_c назначалась равной для каркаса из стали и меди [42], что давало возможность сравнения результатов расчета в условиях равенства одного из параметров задачи.

Для каталитических свойств металлов в воздушной атмосфере с учетом пористости материала использовались данные из [43].

Теплофизические характеристики для графита брались из [14]. Энтальпия углеродного материала в конденсированном состоянии h_c вычислялась по формуле из [16].

Анализ результатов численного решения. На рис. 3.3.2 приведены зависимости для траектории полета гиперзвукового летательного аппарата: сплошная кривая 1 соответствует скорости движения тела, сплошная 2 – высоте полета от времени. Из рис. 3.3.2 следует, что движение объекта происходит с гиперзвуковой скоростью. При этом в потоке около тела

существуют различные режимы течения с температурой торможения T_0 , изменяющейся в пределах $(7.8-2) \cdot 10^3$ К (штриховая кривая на рис. 3.3.3). По мере спуска по траектории число Re изменяется в диапазоне $(2-8) \cdot 10^6$ (сплошная кривая на рис. 3.3.3), что свидетельствует о наличии развитого турбулентного потока вблизи тела на всем протяжении траектории. Область перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения располагается в области сферического затупления.

На рис. 3.3.2 штриховая кривая 1 соответствует найденному необходимому давлению в камере для проницаемого сферического затупления P_k , а штриховая кривая 2 – давлению торможения P_{e0} . Давление охлаждающего воздуха в камере является функцией процесса, которая рассчитывалась методом подбора при необходимости обеспечения в каждый момент времени неперевышения ни в одной внутренней точке сферического затупления критической температуры и недопущения избыточного расхода газа-охладителя. Если в качестве фильтрационных характеристик A и B в (3.3.6) для обоих материалов выбраны параметры стали, обладающие согласно [40, 41] более низким гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку, полученные распределения давления оказываются близкими. В этом случае удастся подобрать общее распределение, при котором одновременно для обоих материалов обеспечивается неперевышение критической температуры затупления по траектории (кривая 1).

Следует отметить, что в случае использования для меди данных из [41] для этого требуются значительно большие перепады давления между камерой и обводом сферического затупления.

Рисунки 3.3.4–3.3.10 иллюстрируют изменение характеристик теплообмена в различные моменты времени с 0 по 12 с полета по траектории (рис. 3.3.2). Рассматриваются моменты времени начала траектории и последующие с шагом 4 с для рис. 3.3.4, 3.3.5, 3.3.7 и с шагом 2 с стали для рис. 3.3.6, 3.3.8–3.3.10. Сплошные кривые на рис. 3.3.4–3.3.10 соответствуют затуплению из пористой меди, а штриховые – из пористой стали.

На рис. 3.3.4 представлены распределения конвективных тепловых потоков из газовой фазы q_w в плоскости симметрии течения на наветренной и подветренной сторонах от продольной координаты $\bar{s} = s / R_N$.

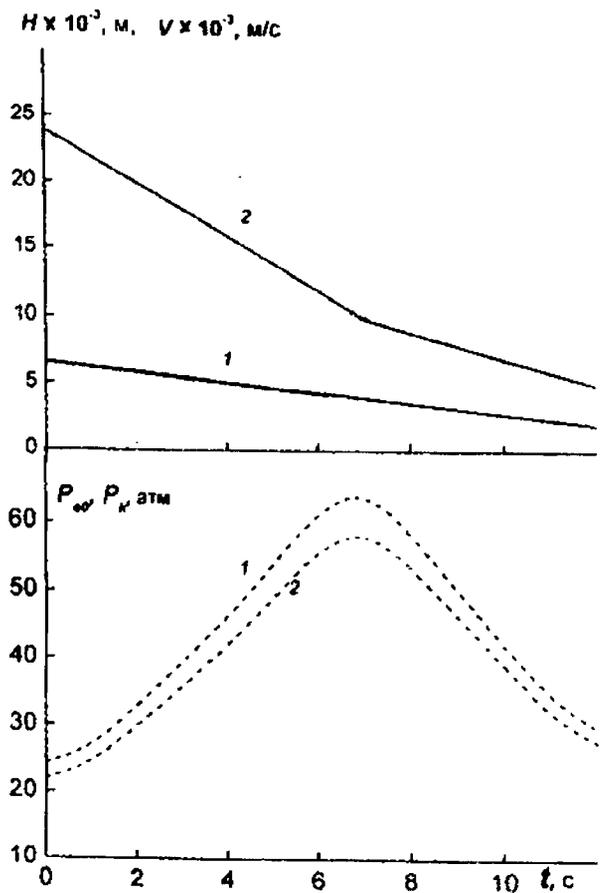


Рис. 3.3.2. Зависимости траектории полета тела от времени

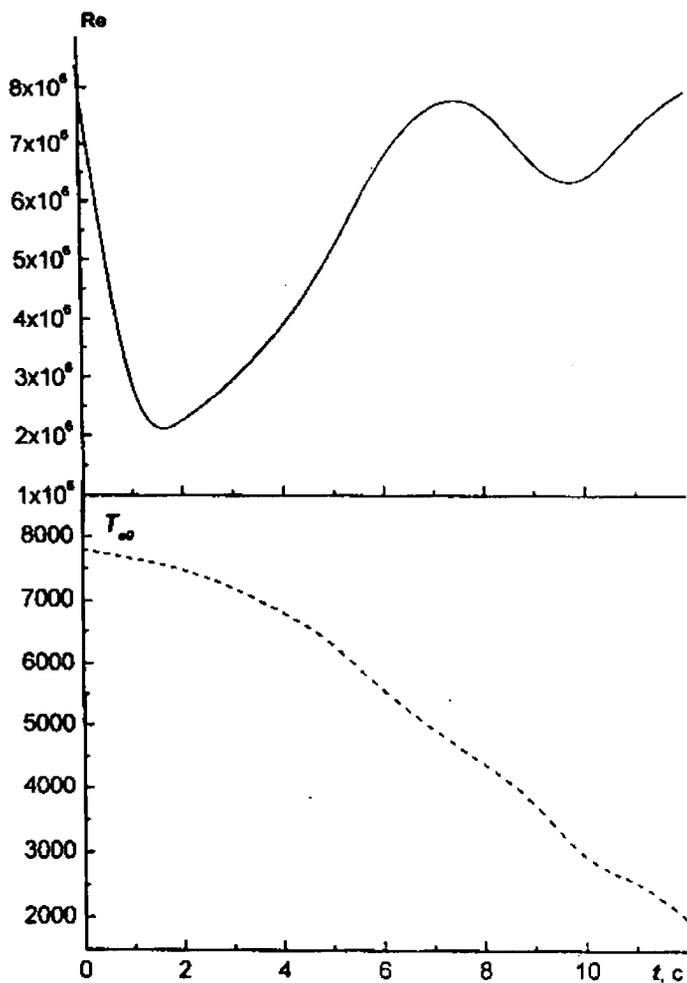


Рис. 3.3.3. Зависимость числа Рейнольдса и температуры торможения от времени

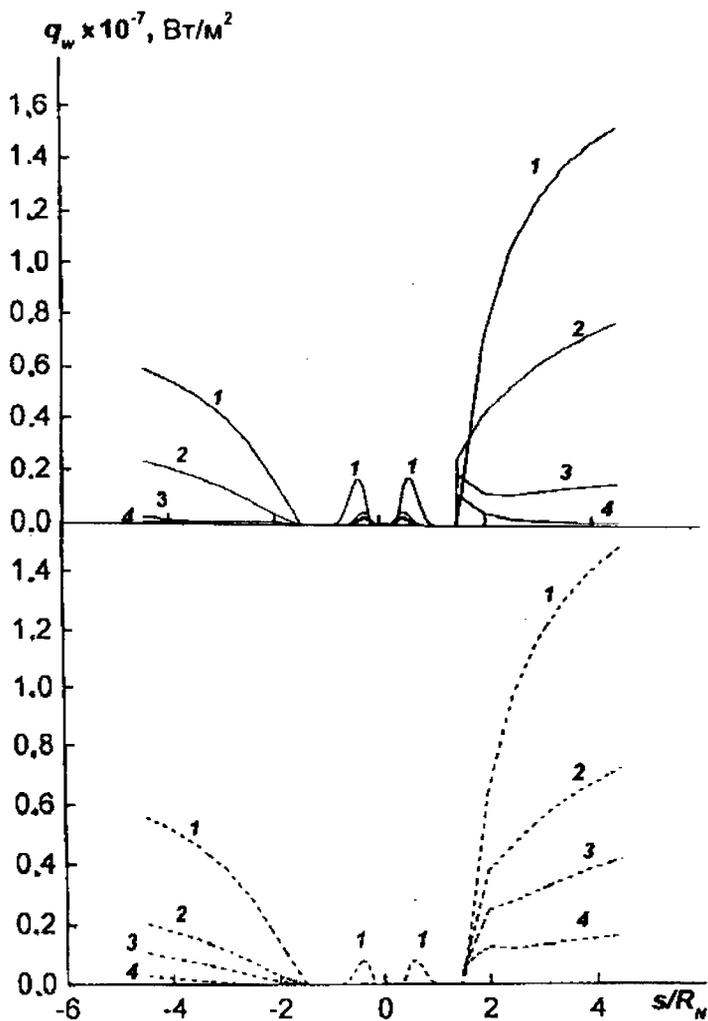


Рис. 3.3.4. Распределения конвективного теплового потока в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

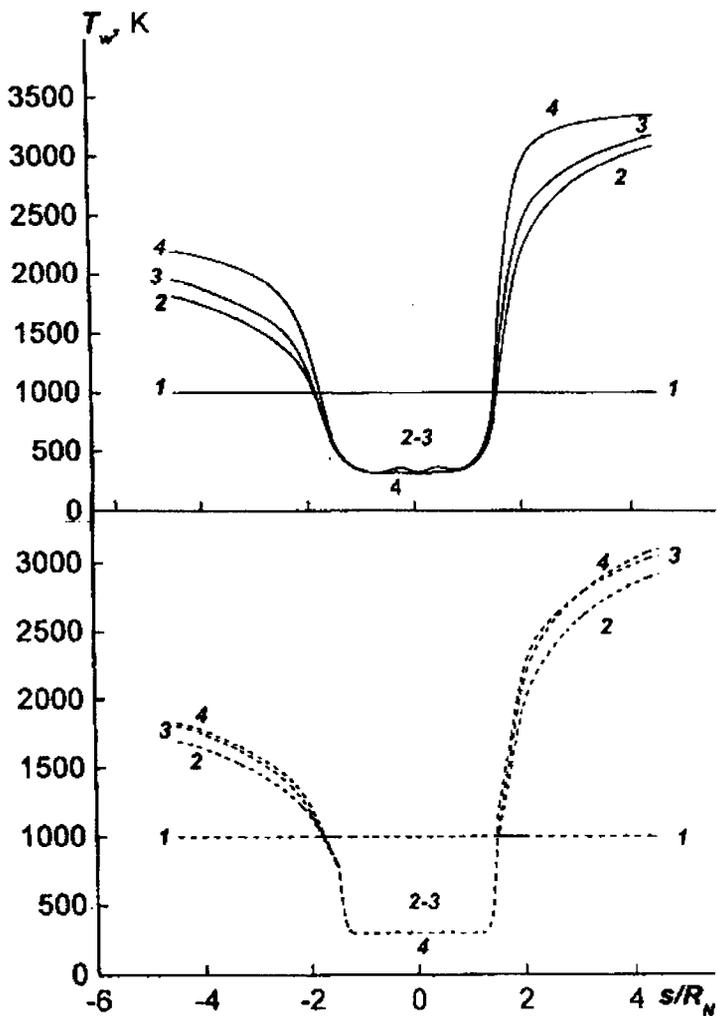


Рис. 3.3.5. Распределения температуры поверхности в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

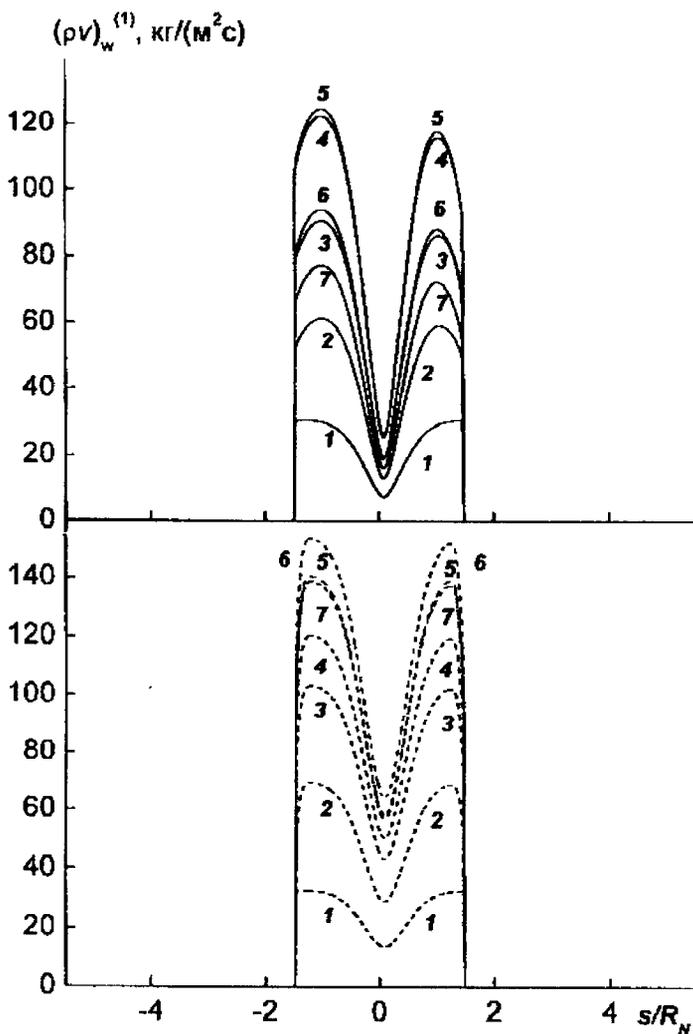


Рис. 3.3.6. Распределения вдува газа-охладителя в плоскости симметрии для различных моментов времени от продольной координаты

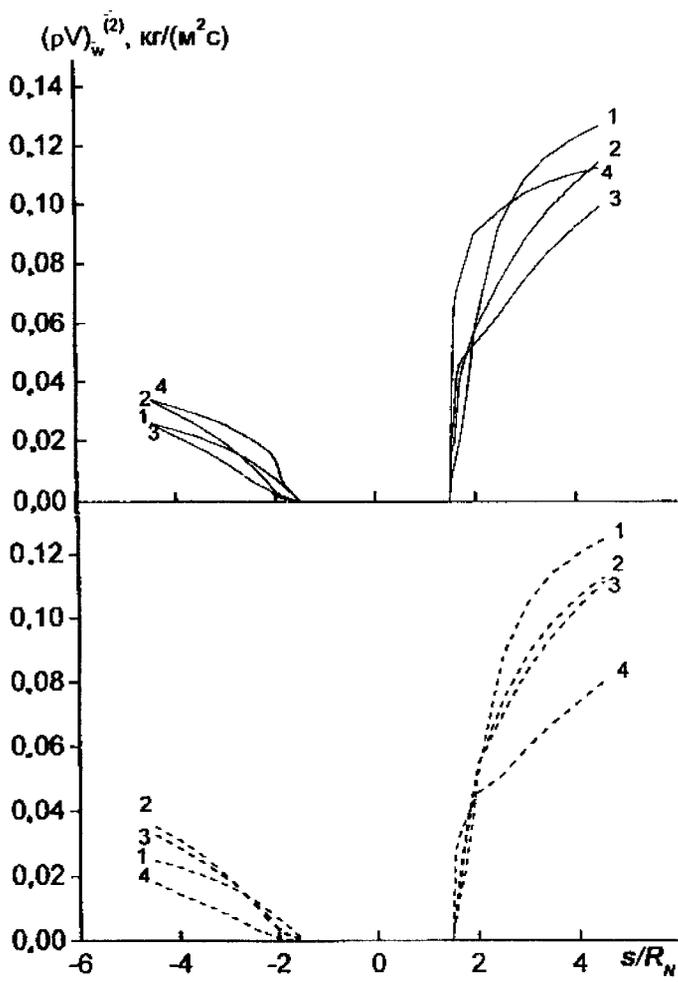


Рис. 3.3.7. Зависимость массовой скорости уноса в плоскости симметрии на конической части для различных моментов времени от продольной координаты

На рис. 3.3.5 приведено распределение внешней температуры поверхности T_w , а на рис. 3.3.6 – расхода газа-охлаждителя $(\rho\nu)_w^{(1)}$ через пористое затупление в плоскости симметрии течения в различные моменты времени.

Отметим, что перепад температур внешней и внутренней стенок оболочки в завесной зоне при $\bar{s} = \bar{s}_k$ на траектории для обоих материалов затупления достигает порядка 530 К на подветренной и 1320 К на наветренной стороне в плоскости симметрии течения.

Из рис. 3.3.4–3.3.6 видно, что по мере спуска по траектории поток охлаждающего газа (см. рис. 3.3.6) на сферическом затуплении уменьшает максимальные q_w (сплошные кривые на рис. 3.3.4) на проницаемой меди и существенно снижает q_w на затуплении из пористой стали (штриховые кривые на рис. 3.3.4). Периферическая коническая часть тела находится в зоне тепловой завесы, действие которой вниз по течению ослабевает. Это приводит к монотонному росту во времени температурного уровня внешней стенки оболочки (см. рис. 3.3.5). При движении по траектории уровни конвективных тепловых потоков снижаются (см. рис. 3.3.4). Этот эффект связан с монотонным уменьшением температуры торможения T_{e0} (см. рис. 3.3.3). К тому же здесь имеет место поглощение тепла при фильтрации газа в порах сферического затупления.

На рис. 3.3.7 приведена зависимость массовой скорости уноса в плоскости симметрии течения для различных моментов времени от продольной координаты на конической части тела. В отличие от распределения T_w на рис. 3.3.5, поведение $(\rho\nu)_w^{(2)}$ на рис. 3.3.7 конической оболочки носит немонотонный характер на подветренной стороне для обоих материалов. Последнее обусловлено немонотонным поведением охлаждающего вдува (см. рис. 3.3.6) и при несимметричном распределении интенсивности $(\rho\nu)_w^{(1)}$ по обводу его более сильным влиянием в завесной зоне на подветренной стороне конуса.

В табл. 3.3.1 приведены значения температуры внешней и внутренней стенок (см. рис. 3.3.1) в некоторых сечениях в различные моменты времени для меди и стали.

Таблица 3.3.1

**Температура внешней и внутренней поверхности
тела из различных материалов**

Медь										
$t, \text{с}$		$\eta = \pi$				$\eta = 0$				
4	\bar{s}	-4.48	-1.48	-1.46	-0.73	0	0.73	1.46	1.48	4.48
	$T_w, \text{К}$	2310	519	491	713	317	867	765	905	3437
8	$T_{in}, \text{К}$	1418	434	395	310	302	313	444	502	1639
	$T_w, \text{К}$	2935	538	504	759	321	923	919	1117	4030
12	$T_{in}, \text{К}$	1867	440	398	311	303	315	476	547	2220
	$T_w, \text{К}$	2783	559	521	744	326	863	982	1201	3449
	$T_{in}, \text{К}$	2126	449	404	312	303	314	493	571	2581
Сталь										
$t, \text{с}$		$\eta = \pi$				$\eta = 0$				
4	\bar{s}	-4.48	-1.48	-1.46	-0.73	0	0.73	1.46	1.48	4.48
	$T_w, \text{К}$	1472	808	626	304	319	305	670	914	2472
8	$T_{in}, \text{К}$	1117	711	334	300	300	300	337	743	1246
	$T_w, \text{К}$	1709	702	552	300	302	301	677	958	2950
12	$T_{in}, \text{К}$	1388	637	328	300	300	300	339	758	1812
	$T_w, \text{К}$	1601	736	575	300	305	301	659	916	2814
	$T_{in}, \text{К}$	1259	611	330	300	300	300	337	739	1555

На рис. 3.3.8 и 3.3.9 представлены зависимости T_w в завесной зоне по окружной координате η вблизи плоскости сопряжения сфера–конус $\bar{s} = \bar{s}_1$ на конической части и на периферийной части конуса $\bar{s} = \bar{s}_k$, а на рис. 3.3.10 – значения скорости массового уноса $(\rho v)_w^{(2)}$ в конечном сечении конуса $\bar{s} = \bar{s}_k$ в различные моменты времени.

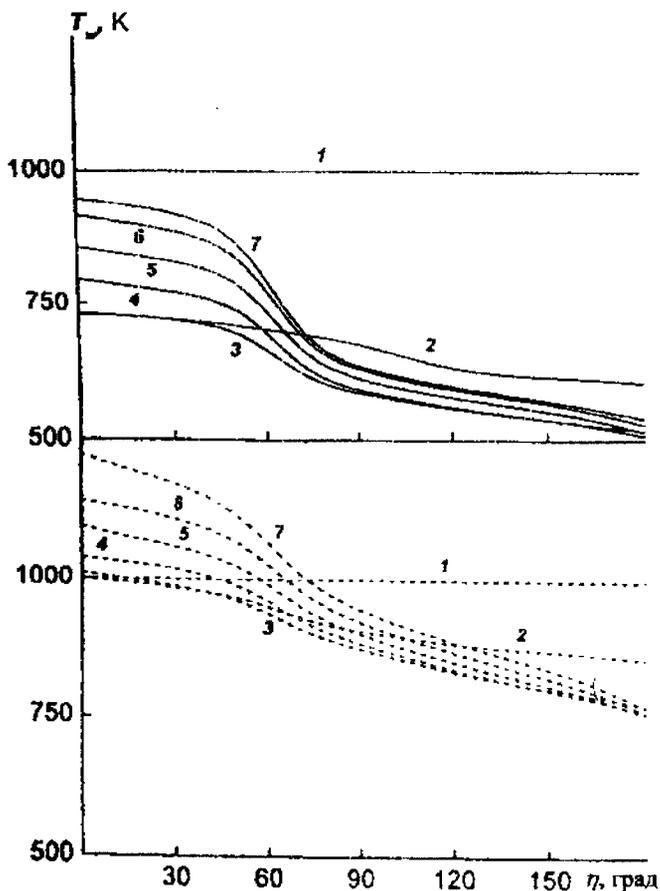


Рис. 3.3.8. Распределения температуры поверхности в плоскости сопряжения сфера–конус для различных моментов времени от окружной координаты

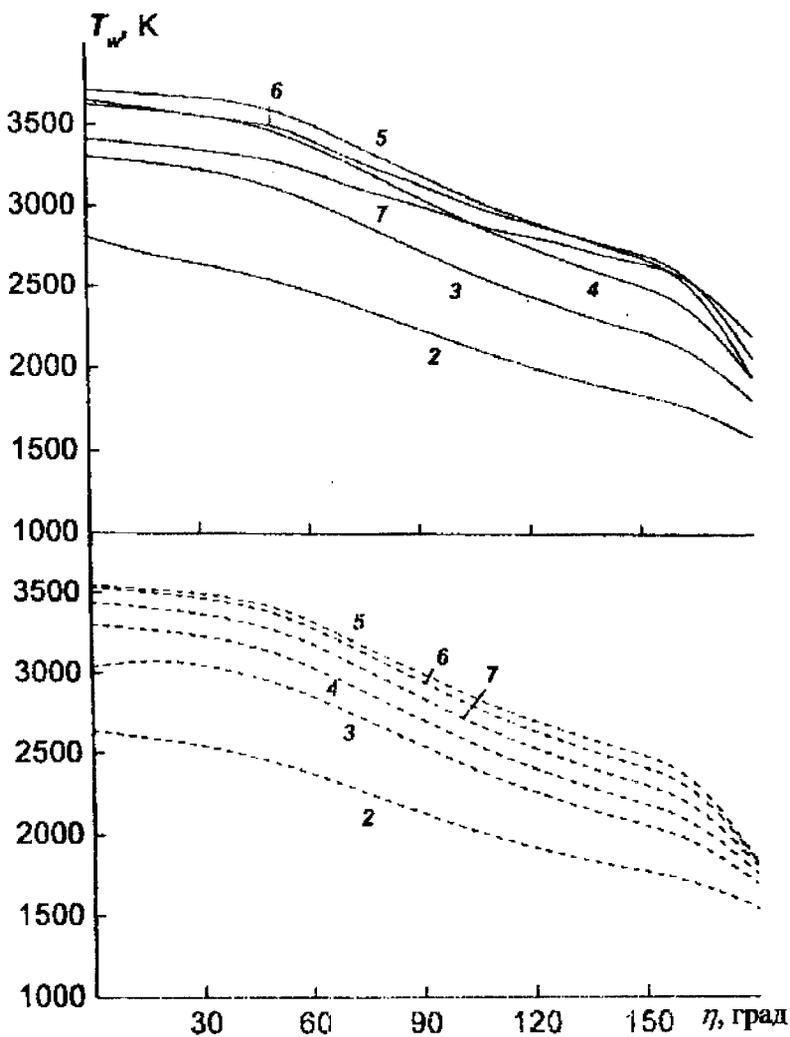


Рис. 3.3.9. Распределения температуры поверхности на периферии конической части $\bar{s} = \bar{s}_k$ для различных моментов времени от окружной координаты. Кривая 1 соответствует изотерме 1000 К

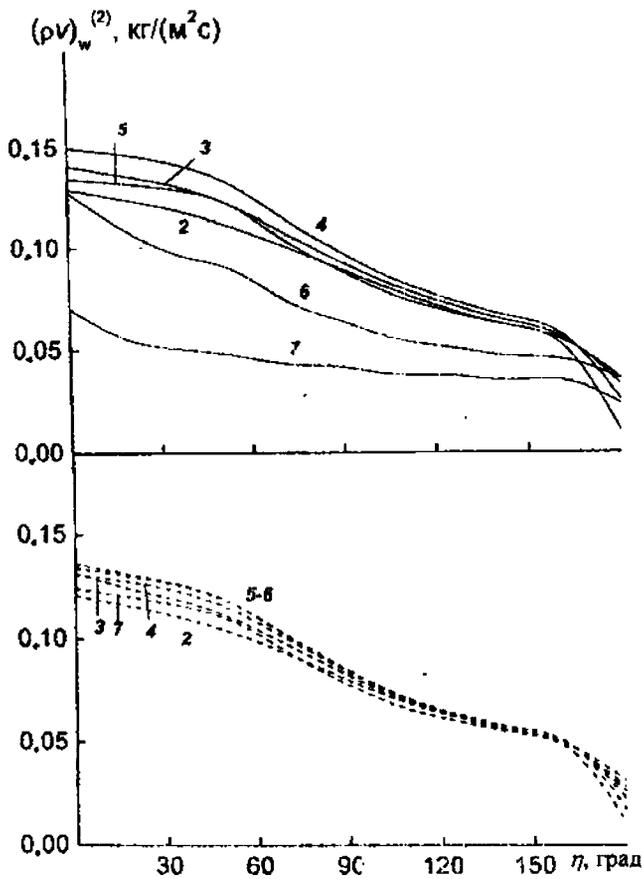


Рис. 3.3.10. Распределения массовой скорости уноса на периферии конической части $\bar{s} = \bar{s}_k$ для различных моментов времени от окружной координаты. Кривая 1 отвечает распределению $(\rho v)_w^{(2)} \approx 0$

Проведенные расчеты показали, что для удержания температуры внешней поверхности затупления $T_w \leq T_c$ на всей траектории полета в случае пористой стали требуется суммарный расход газа-охлаждителя в

два раза больший, чем для случая пористой меди. Этот результат объясняется слабым перетеканием тепла в стальном затуплении вследствие низкой теплопроводности. Из-за этого тепловая нагрузка сосредоточивается в области, прилегающей к внешней поверхности обтекаемого тела и к области сопряжения сферической и конической частей тела в отличие от случая затупления из меди, когда происходит распределение тепловой нагрузки по всему объему затупления.

Однако для случая пористой меди из-за уменьшения вдува газа-охлаждителя вследствие большей скорости роста вязкости фильтрующегося потока и снижения в результате этого эффекта тепловой завесы (см. рис. 3.3.6) температура поверхности в завесной зоне для $\bar{s} = \bar{s}_k$ выше на 120 К на наветренной и на 370 К на подветренной стороне в плоскости симметрии течения, чем температура для затупления из стали.

В плоскости $\bar{s} = \bar{s}_1$ реализуется кинетический режим: $T_w < 1600$ К (см. рис. 3.3.8) протекания термохимического разрушения поверхности, а в плоскости $\bar{s} = \bar{s}_k$ – диффузионный: $T_w > 1600$ К (см. рис. 3.3.9 и 3.3.10).

В [1] для случая диффузионного режима было получено приближенное выражение для $(\rho\nu)_w^{(2)}$, зависящее от концентрации кислорода O_2 во внешнем потоке c_{2e} и явно не зависящее от температуры:

$$(\rho\nu)_w^{(2)} = \frac{\alpha}{c_p} \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2e}.$$

Оказалось, что при изменении температуры поверхности T_w в диапазоне от 1800 до 2800 К для $c_{2e} = 0.23$ и различных коэффициентах теплообмена α/c_p погрешность формулы не превышает 10% по сравнению с точным численным решением задачи по полной кинетической схеме из (3.3.17) [44].

В медном затуплении в силу высокой теплопроводности для поддержания $T_w \leq T_*$ нужен меньший расход газа-охлаждителя. В этом случае на периферийной части конуса при $t > 6$ с на наветренной стороне, где эффект тепловой завесы слабее, в самых напряженных сечениях $\eta = 0-90^\circ$ может достигаться режим сублимации: $T_w > 3500$ К (см. сплошные кривые 4–6 на рис. 3.3.9 и 3.3.10).

Анализ температурных профилей (см. рис. 3.3.8) позволяет сделать вывод о потенциальной возможности путем интенсивного вдува охлаж-

дающего газа добиться неразрушения сферического затупления из металлов $T_w \leq T_c$. В периферийной области конуса наблюдается термохимическое разрушение материала стенки, причем на наветренной стороне может достигаться сублимационный режим разрушения графита (сплошные кривые на рис. 3.3.9, 3.3.10).

Описанная модель позволяет оценить требования к параметрам комбинированной тепловой защиты, обеспечивающим не превышение критической температуры сферического затупления, выполненного из пористых металлических материалов.

При выборе данного способа активной тепловой защиты следует уделить внимание выбору таких материалов, которые обладают наиболее низким гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку в порах в комбинации с высокой теплопроводностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении в завесной зоне // ПМТФ. 1995. № 2. С. 126–135.
2. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Исследование характеристик сопряженного тепло- и массообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела // ТВТ. 2007. Т. 45, № 4. С. 749–755.
3. *Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С.* Расчет характеристик сопряженного тепло-массообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.
4. *Зинченко В.И., Катаев А.Г., Якимов А.С.* Исследование температурных режимов обтекаемых тел при вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1992. № 6. С. 57–64.
5. *Мурзинов И.Н.* Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равномерно диссоциирующего воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 2. С. 164–168.
6. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 319 с.
7. *Зинченко В.И., Якимов А.С.* Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. № 2. С. 141–148.
8. *Sebeci T.* Behavior of turbulent flow near a porous wall with pressure gradient // AIAA J. 1970. Vol. 8, № 12. P. 48–52.
9. *Зинченко В.И.* Математическое моделирование сопряженных задач тепло-массообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 222 с.
10. *Бурев А.В., Зинченко В.И.* Расчет обтекания сферически затупленного конуса при различных режимах течения в ударном слое и вдуве газа с поверхности // ПМТФ. 1991. № 2. С. 72–78.
11. *Гришин А.М., Берцун В.Н., Зинченко В.И.* Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. 181 с.

12. Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск: Наука, 1987. 197 с.
13. Feldhuhn R.N. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere // AIAA Paper. 1976. № 119. P. 9.
14. Соседов В.П. Свойства конструкционных материалов на основе углерода: Справочник. М.: Металлургия, 1975. 335 с.
15. Khanter L.V., Perini L.L., Conn O.V., Brenza P.T. The method of ablation computation of graphite coating of re-entring aircraft at subsonic and supersonic velocities // Aerocosmic technics. 1987. № 8. P. 31–37.
16. Бучнев Л.М., Смыслов А.И., Дмитриев И.А. и др. Экспериментальное исследование энтальпии квазиоднокристалла графита и стеклоуглерода в интервале температур 300–3800 К // ТВТ. 1987. Т. 25, № 6. С. 1120–1125.
17. Зинченко В.И. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при обтекании затупленных тел сверхзвуковыми и гиперзвуковыми потоками // Изв. вузов. Физика. 1992. Т. 35, № 8. С. 82–95.
18. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Катаев А.Г., Якимов А.С. Исследование характеристик тепло- и массообмена при пространственном обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком // ПМТФ. 2002. № 1. С. 137–143.
19. Зинченко В.И., Якимов А.С. Исследование характеристик теплообмена при обтекании конуса затупленного по сфере под углом атаки и вдуве газа с поверхности затупления // ПМТФ. 1999. № 4. С. 162–169.
20. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
21. Натанкар С., Сполдинг Д. Тепло- и массообмен в пограничных слоях. М.: Энергия, 1970. 127 с.
22. Ковалев В.Л. Гетерогенные каталитические процессы в аэротермодинамик. М.: Физматлит, 2002. 224 с.
23. Гришин А.М., Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Субботин А.Н., Якимов А.С. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. 320 с.
24. Уидхольф, Холл. Измерение теплопередачи на затупленном конусе под углом атаки при переходном и турбулентном режимах течения // РТК. 1972. Т. 10, № 10. С. 71–79.
25. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
26. Лунев В.В., Магомедов К.М., Павлов В.Г. Гиперзвуковос обтекание приглушенных конусов с учетом равновесных физико-химических превращений. М.: ВЦ АН СССР, 1968. 203 с.
27. Соколов П.Н. Технология производства асбестоцементных изделий. М.: Промстройиздат, 1951. 352 с.
28. Башкин В.А., Решетько С.М. О температурном режиме на затупленных конусах и клиньях при наличии областей переходного и турбулентного течений // Учен. зап. ЦАГИ. 1993. Т. 24, № 1. С. 163–166.
29. Башкин В.А., Решетько С.М. О максимальной температуре затупления с учётом теплопроводности // Учен. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20, № 5. С. 53–59.
30. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса и вдуве газа с поверхности затупления // ИФЖ. 2007. Т. 80, № 4. С. 110–117.
31. Гришин А.М., Зинченко В.И. Сопряженный теплообмен между реакционноспособным твердым телом и газом при наличии неравновесных химических реакций // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 2. С. 121–128.
32. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике / Под ред. Г.И. Майкопара. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.

33. Гофман А.Г., Грузин А.Д., Пырх С.И. Численное исследование многокомпонентного пограничного слоя на сублимирующей углеграфитовой поверхности // Численные методы механики сплошной среды. 1980. Т. 11, № 6. С. 37–46.
34. Шевелев Ю.Д. Трехмерные задачи теории ламинарного пограничного слоя. М.: Наука, 1977. 224 с.
35. Гришин А.М., Голованов А.Н., Якимов А.С. Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
36. Себеси Т., Брэдишоу П. Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987. 590 с.
37. Чен К., Тайсон Н. Применение теории турбулентных пятен Эммонса к обтеканию затупленных тел // РТК. 1971. Т. 9, № 5. С. 63–68.
38. Гофман А.Г., Гришин А.М. Теоретическое исследование термохимического разрушения графита в высокоэнтальпийном потоке воздуха // ПМТФ. 1984. № 4. С. 107–114.
39. Бейкер. Влияние неравновесных химических процессов на сублимацию графита // РТК. 1977. Т. 15, № 10. С. 21–29.
40. Алифанов О.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 460–469.
41. Трянин А.П. Идентификация коэффициентов теплообмена в пористом теле из решения обратной задачи // ИФЖ. 1983. Т. 45, № 5. С. 810–814.
42. Бобылев А.В. Механические и технологические свойства металлов: Справочник. М.: Металлургия, 1987. 208 с.
43. Гулард Р.Дж. О влиянии скоростей каталитической рекомбинации на теплопередачу при торможении гиперзвукового потока // Вопросы ракетной техники. 1959. № 5. С. 3–11.
44. Зинченко В.И., Ефимов К.Н., Якимов А.С. Расчет характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты // ТВТ. 2011. Т. 49, № 1. С. 81–91.

Глава 4. ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА ПРИ ОТСУТСТВИИ И ВОЗДЕЙСТВИИ МАЛЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В главе 4 в условиях лабораторного эксперимента изложена информация об активной и пассивной тепловой защите при отсутствии и наличии воздействия малых энергетических возмущений. В § 4.1–4.4 изложены результаты экспериментального моделирования системы пористого охлаждения [1, 2], тепловая защита стенки вдувом через круглые отверстия [3–6], теплообмен плазменной струи в окрестности лобовой критической точки. Предложена новая физическая модель тепломассообмена затупленных тел с высокотемпературным набегающим потоком при наличии вдува газа-охладителя через отверстия перфорации [7]. В § 4.5 даются некоторые методы и способы активной тепловой защиты.

В § 4.6, 4.7 экспериментально исследован теплообмен затупленного тела, перфорированной стенки с высокотемпературным потоком при наличии вибрационных возмущений [8–11]. В § 4.8, 4.9 изучаются аэродинамические характеристики систем пористого охлаждения и теплофизические характеристики проницаемых материалов и влияние малых периодических колебаний на процессы тепломассообмена систем пористого охлаждения [12]. В § 4.10, 4.11 моделируется механизм воздействия малых периодических возмущений на системы пористого охлаждения и исследуется влияние периодических колебаний на процессы термохимического разрушения некоторых композиционных материалов [13, 14]. В § 4.12 математически моделируется процесс тепломассопереноса в углепластике при пульсациях газового потока, в § 4.13 – система пористого охлаждения при воздействии малых энергетических возмущений.

§ 4.1. Экспериментальное исследование систем пористого охлаждения

Для защиты поверхностей энергетических установок от воздействия высокотемпературных, химически агрессивных газовых потоков широкое применение находят гидродинамические методы, использующие вдув охладителя в пограничный слой в зону интенсивного нагрева через отверстия, щели (плечное охлаждение), через поверхности из пористых материалов (пористое охлаждение) [15–22]. Такие методы называют активной тепловой защитой. Необходимость в использовании гидро- и га-

зодинамических методов тепловой защиты возникает в условиях сильной неизотермичности процессов в энергетических устройствах, в плазмохимических реакторах, в атомной энергетике [18, 23–26].

Другой областью применения гидро- и газодинамических методов отвода тепла является тепловая защита от аэродинамического нагрева, возникающего при входе тел в плотные слои атмосферы [20, 27]. Аэродинамический нагрев вызывает значительное повышение температуры элементов конструкций летательного аппарата, при этом прочностные характеристики материалов, модуль упругости, предел прочности изменяются настолько, что происходит разрушение оболочки с заметным изменением формы летательного аппарата, нарушаются правильное функционирование приборов управления и дальность полета.

Для ряда режимов течения окрестность лобовой критической точки летательного аппарата подвергается наиболее интенсивным тепловым нагрузкам. Например, при числе Маха набегающего потока воздуха $M_\infty = 20$ максимальные значения температуры, соответствующие квазиравновесному состоянию, достигают $(6-7) \cdot 10^3$ К [27–31]. Для таких тепловых нагрузок известные теплозащитные системы, основанные на поглощении и накоплении тепла конденсированными веществами, сублимирующие, разлагающиеся, композиционные материалы, оказываются малоэффективными. Поэтому целесообразно рассмотреть использование вдува газа или жидкости через пронизываемый участок.

Возрастание скоростей спуска современных летательных аппаратов приводит к повышению требований, касающихся тепловой защиты конструкций. Таким образом, актуальность рассматриваемых вопросов вытекает из потребности развития энергетики и ракетно-космической техники на современном этапе и подтверждается появлением в печати за последние годы обширного количества работ, посвященных влиянию вдува охладителя на тепломассообмен защищаемых тел.

Многочисленные исследования систем пленочного и пористого охлаждения [19–21, 32–34] касаются прежде всего изучения вопросов тепломассообмена в турбулентных пограничных слоях, возникающих у стенки в зоне газовой завесы и в зоне вдува, создаваемого поперечным потоком массы охладителя через предвключенный пористый участок, щель или ряд отверстий. Вопросы эффективности тепловой защиты таких систем, а также влияние на тепломассообмен стенки и эволюцию тепловых и динамических пограничных слоев таких факторов, как степень турбулентности внешнего потока, изотермичность течения, градиенты

давления, теплофизические свойства охладителя и др., хорошо изучены. Полученные теоретические и экспериментальные результаты позволили создать универсальные формулы и методики для практических инженерных расчетов теплообмена элементов конструкций космических аппаратов с высокотемпературными потоками [20]. Однако теплообмен осесимметричных тел в условиях обтекания высокотемпературным потоком газа при наличии «сверхкритического» вдува охладителя через пористые материалы в присутствии пульсаций газа и вибраций стенки недостаточно исследован. При сильном «сверхкритическом» вдуве $v_2 > v_1 / Re$ и $v_2 > 5v_1$, где v – скорость, Re – число Рейнольдса, индексы 1 относятся к внешнему потоку, 2 – к стенке [35]. При вдуве через пористые материалы охладитель равномерно расстилается у защищаемой стенки, увеличивая толщину пограничного слоя.

Классификация пористых материалов и требования, предъявляемые к ним при эксплуатации. Основные требования, предъявляемые к пористым материалам, и их характеристики приведены в табл. 4.1.1.

Таблица 4.1.1

Основные требования, предъявляемые к пористым материалам, и их характеристики

Наименование	Характеристика	Примечание
Прочность	Максимальное напряжение	
Пластичность	Модуль Юнга	
Термостойкость	Температура плавления	
Интенсивность внутреннего теплообмена	Коэффициенты теплопроводности и теплоемкости	
Вес	Плотность	
Химическая активность		Отсутствие элементов, способных вступать в реакцию окисления (углерод)
Отсутствие деформации	Коэффициент линейного расширения	Для сохранения пористости материала при нагреве
Максимальная газопроницаемость	Коэффициент фильтрации	

К недостаткам пористого охлаждения следует отнести низкие прочностные свойства пористых материалов.

Поэтому целью настоящего исследования является:

1. Экспериментально исследовать системы пористого охлаждения стелки в условиях воздействия малых энергетических возмущений.
2. Осуществить математическое моделирование процессов теплообмена в системах пористого охлаждения.

Пористые материалы обычно разделяют на две основные группы [36, 37]. Металлы плетеные или полученные спеканием частиц; карбиды и керамики, полученные выжиганием введенных ранее веществ. К достоинствам металлов следует отнести высокую пластичность и интенсивность внутреннего теплообмена, простоту изготовления и максимальную газопроницаемость. К недостаткам – относительно низкую термостойкость, большой вес и наличие деформаций при нагреве. Достоинства карбидов – высокая прочность и термостойкость, малая плотность и низкая химическая активность к реакциям окисления. Недостатки – хрупкость, слабый внутренний теплообмен при фильтрации газа-охлаждителя через поры, сложная технология изготовления.

Анализ требований, предъявляемых к пористым материалам, позволяет сделать вывод о перспективности пористых металлических материалов.

Для спекания используют полидисперсные частицы дендритной формы или монодисперсные частицы кубической или ромбической укладки.

Плетеные сетчатые материалы получают на металлорежущих станках способом трикотажа из низкоуглеродистых сталей 12Х18Н10Т, 10Х17Н13М2Т, 10Х17Н13М3Т, они обладают высокой пластичностью с относительным удлинением проволок не менее 20%, более эффективны по всем пунктам табл. 4.1.1. Кроме того, применяют плетеные материалы из никрома, аустенитной стали, молибдена и вольфрама. Однако молибден хрупок, а вольфрам химически активен и дает окислы. В гл. 4 будут предложены способы повышения эффективности пористого охлаждения, позволяющие улучшить термостойкость, интенсивность внутреннего теплообмена и газопроницаемость современных плетеных сетчатых материалов с помощью малых периодических возмущений.

О гидродинамических характеристиках пористых материалов. Для замыкания системы уравнений, описывающих процессы теплообмена при вдуве газа-охлаждителя через пористые материалы [35, 38], необходимы сведения о вязкостном α и инерционном β коэффициентах в

уравнении движения газа при его фильтрации через каркас пористого материала:

$$-\frac{\partial P}{\partial y} = \alpha \mu v + \beta \rho v \cdot |v|, \quad (4.1.1)$$

где P – давление, y – пространственная координата, μ – коэффициент динамической вязкости, v – скорость, ρ – плотность, α , β – вязкостный и инерционный коэффициенты.

Кроме того, одним из требований, предъявляемых к пористым материалам, является их максимальная газопроницаемость $K = 1/\alpha$, благодаря которой обеспечивается оптимальное значение расхода газа-охладителя при проектировании систем пористого охлаждения.

Учитывая только 1-й член, можно получить из (4.1.1) закон фильтрации Дарси [35, 38]. Предполагая, что выполняются условия справедливости замены параметров ρ , v эквивалентными параметрами газа вблизи стенки [27]:

$$\rho v \Pi = (\rho v)_w = G_w / S,$$

где Π – объемная пористость, G_w – расход газа, S – площадь поперечного сечения, и имеют место условия изотермичности газа по толщине пластины h , уравнение (4.1.1) после интегрирования легко приводится к виду

$$\beta R T h (\rho v)_w^2 + \alpha \mu R T h (\rho v)_w = \Pi (P_k^2 - P_e^2) / 2, \quad (4.1.2)$$

где R – универсальная газовая постоянная, T – температура, P_k – давление внутри камеры, P_e – давление во внешнем потоке.

Уравнение (4.1.2) используется для нахождения коэффициентов α и β .

Эксперименты проводились в малотурбулентной ($\epsilon < 0,005$) аэродинамической трубе типа МТ-324 [2]. На рис. 4.1.1 показана схема проведения опытов: пластины 1 из пористых материалов герметично поджимались в торец цилиндрического корпуса 2 (или в малое основание усеченного конуса). Стрелками 3, 4 обозначены внешний поток воздуха и вдуваемый газ (воздух).

Пульсации давления газа-охладителя и линейные относительно оси симметрии модели вибрации стенки генерировались с помощью вала электродвигателя и червяка. Отличие между вибрациями стенки и пульсациями газа-охладителя заключалось в способе воздействия червяка на модель: для вибраций – непосредственно на стенку, для пульсаций – на

газ-охладитель в магистрали газоснабжения. Частота возмущений и амплитуда f, A регулировались скоростью вращения вала электродвигателя и геометрическими размерами червяка и варьировались в пределах $f = (0 \div 10)$ Гц, $A = (0,5 \div 5) \cdot 10^{-3}$ м.

В процессе проведения экспериментов контролировались давление внутри камеры P_k с помощью микроманометра ММН-240 (манометра М0) 5 (см. рис. 4.1.1), расход вдуваемого газа G_w с помощью ротаметра типа РС, давления $P_w \approx P_e$ и скорости v в точках b вдоль осей Ox, Oy с помощью пневмометрического зонда и термоанемометра (ТПС -3).

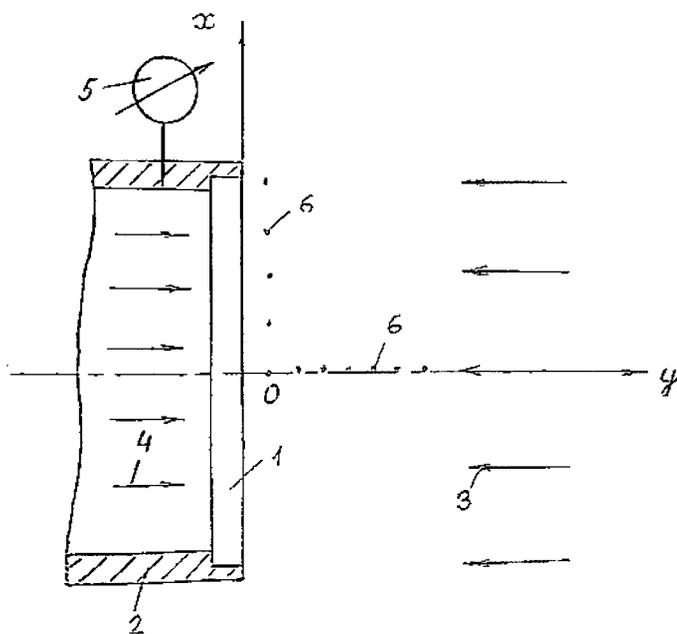


Рис. 4.1.1. Схема проведения опытов

Диаметр носка пневмометрического зонда составлял $1 \cdot 10^{-3}$ м, диаметр вольфрамовой нити чувствительного элемента термоанемометра — $5 \cdot 10^{-6}$ м. Датчики перемещались вдоль осей Ox, Oy с помощью специального координатника с точностью не более $0,5 \cdot 10^{-3}$ м.

Суммарные погрешности определения параметров газа не превышали $\delta P \leq 3,8\%$, $\delta G_w \leq 5,1\%$, $\delta v \leq 5,3\%$. Доверительные интервалы рассчитывались по результатам 3–5 наблюдений при доверительной вероятности 0,95.

Числа Рейнольдса, рассчитанные по диаметру модели D , варьировались в пределах $Re_0 = 2000 \div 4500$, температуры газового потока и вдуваемого газа составляли $T_e = (300 \pm 0,5) \text{ К}$, $T = (300 \div 600) \text{ К}$.

Следует отметить, что методика определения гидродинамических характеристик практически не отличается от известных [39]. В табл. 4.1.2 приведены характеристики исследуемых пористых материалов.

Таблица 4.1.2

Параметры пористых материалов

№ п/п	Материал	$D, 10^{-3} \text{ м}$	$h, 10^{-3} \text{ м}$	$d, 10^{-6} \text{ м}$	Π	Способ изготовления
1	Нерж. сталь	30	1.0–5.55	20–50	0.347–0.54	Трикотаж
2	Нихром	19–52	1.5	20	0.67	Трикотаж
3	Металлокерамика	15	5.9		0.36	Спекание частиц дендритной формы
4	Нерж. сталь	19	0.9	20–40	0.22	–
5	Нихром	14.9	4.9	10–20	0.61	Горячая прессовка нитей
6	Нерж. сталь	30	2.0	30	0.36	Спекание сферических частиц кубической укладки
7	Молибден	30	2,0	30	0.36	–
8	Вольфрам	30	2.3	20–30	0.36	Горячая прессовка нитей

На рис. 4.1.2 представлены типичные зависимости расхода охладителя от перепада давления, зависимости, необходимые для расчетов α и β . Кривые 1–5 получены для материала 1 (табл. 4.1.2), нижняя и левая шкалы по осям абсцисс и ординат: 1–3 – $T = 600 \text{ К}$, $\Pi = 0.347–0.487$; 4 – $T = 356 \text{ К}$, 5 – $T = 430 \text{ К}$. Кривые 6–8 – для материала 4, верхняя и правая

шкалы по осям абсцисс и ординат: 6 – $T = 300$ К, 7 – $T = 323$ К, 8 – $T = 400$ К. Сплошные линии – аппроксимации результатов измерений методом наименьших квадратов.

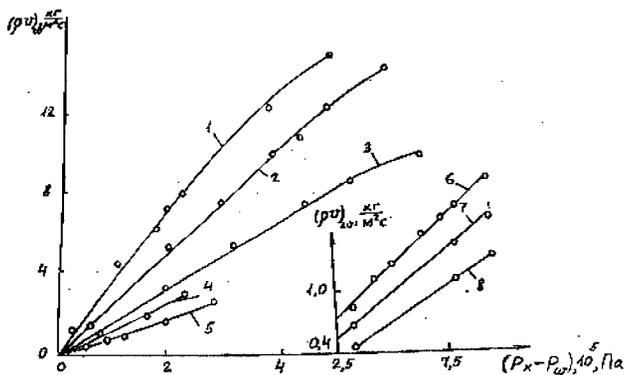


Рис. 4.1.2. Зависимости расхода газа от перепада давления

Линейные участки кривых на рис. 4.1.2 отвечают докритическим значениям числа Рейнольдса $Re_x = vk^{0.5} / \nu < 2$, где $k = 1/\alpha$, ν – коэффициент кинематической вязкости, и ламинарному режиму течения охладителя в порах. «Завалы» кривых на рис. 4.1.2 соответствуют переходному и турбулентному режимам течения $Re_x > 2$, начинает сказываться инерционная составляющая в уравнении фильтрации (4.1.1).

Результаты расчетов α и β для материала 1 аппроксимированы формулами:

$$\alpha = 4.365 \cdot 10^{10} \Pi^{-6.92}, \quad \beta = 3.548 \cdot 10^7 \Pi^{-2.43} \quad (4.1.3)$$

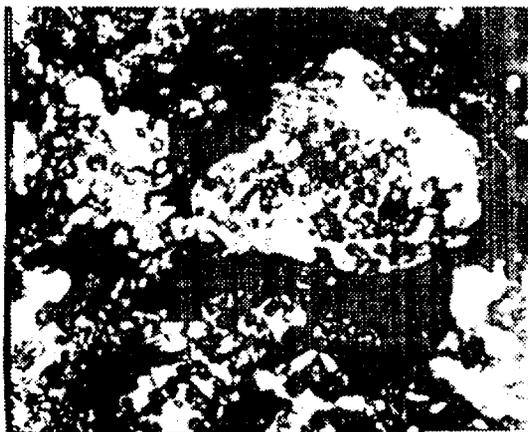
при $T = 300$ К, $0.347 \leq \Pi \leq 0.487$, с погрешностью, не превышающей 7.2%.

Таблица 4.1.3

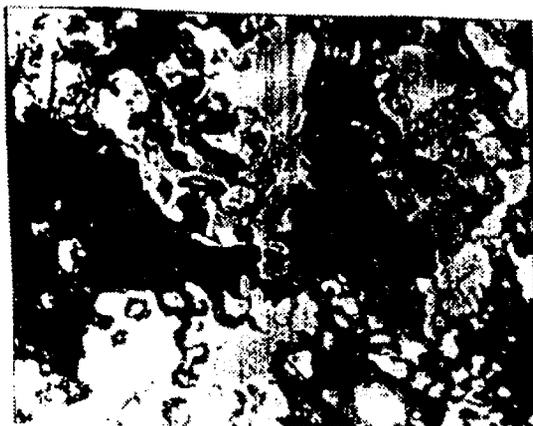
Зависимости α и β от температуры

$\alpha \cdot 10^{-10}, \text{ м}^{-2}$	0.733	0.768	0.787
$\beta \cdot 10^{-4}, \text{ м}^{-1}$	1.33	7.34	16.01
$T, \text{ К}$	300	323	400

Обращает на себя внимание довольно сильная зависимость характеристик проницаемости от температуры вдуваемого газа (кривые 4–8 на рис. 4.1.2), а также расчеты α и β , приведенные в табл. 4.1.3 для материала 4.



a



б

Рис. 4.1.3. Фотографии микроструктуры поверхности пористого материала

Анализ микроструктуры поверхностей пористых материалов при различных температурах показал, что при нагреве изменяются геометрические размеры волокон и зерен, а также площади выходов пор (рис. 4.1.3, а и б, где приведены микрофотографии поверхности материала 4 при температурах 400 и 300 К, увеличение $\times 300$).

В литературе не встречается информации о зависимостях α и β от температуры вдуваемого охладителя.

Для математических моделей и расчетов параметров тепломассообмена зависимости α и β от температуры следует учитывать. Сравнение формул (4.1.3) с известными:

$\alpha = 3.2 \cdot 10^{10} \Pi^{-4.9}$, $\beta = 5.07 \cdot 10^2 \Pi^{-8.8}$ для $\Pi = 0.12 \div 0.3$, зерна дендритной формы [34];

$\alpha = 6.2 \cdot 10^9 \Pi^{-5.8}$, $\beta = 0.75 \cdot 10^4 \Pi^{-5.8}$ для $\Pi = 0.3 \div 0.6$, сталь [39];

$\alpha = 0.378 \cdot 10^{10} \Pi^{-4.7}$ для плетеных металлических волокон [36];

$\alpha = 7.22 \cdot 10^{17} \Pi^{-3.81}$, $\beta = 1.26 \cdot 10^{12} \Pi^{-6.35}$ для металлов [27]

свидетельствует о зависимости последних от технологии получения пористых материалов, состава зерен и волокон, объемной пористости.

Значение α для пористого материала 1 сравнивалось с α_p , рассчитанным по формуле $\alpha_p = 0.851 \cdot 10^{10} \Pi^{-4.73}$ [36], полученной для трикотажных сеток. $\alpha_p = 5.58 \cdot 10^{10} \text{ л/м}^2$, $\alpha = 6.95 \cdot 10^{10} \text{ л/м}^2$. Отличие составляет 19.7%.

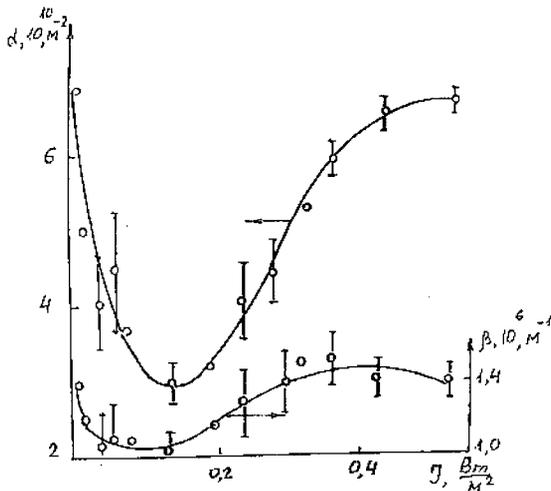


Рис. 4.1.4. Влияние интенсивности колебаний на характеристики газопрооницаемости

На рис. 4.1.4 представлены результаты расчетов α и β в зависимости от интенсивности колебаний газа-охладителя $I = \rho c u^2 / 2$, $u = \omega A$, $\omega = 2\pi f$, $\Pi = 0.67$, $h = 2 \cdot 10^{-3}$ м. Сплошные линии – аппроксимации методом наименьших квадратов.

Обращает на себя внимание факт уменьшения вязкостного коэффициента фильтрации при относительно низких значениях интенсивности колебаний. Инерционный коэффициент фильтрации практически не изменяется. Подобные кривые были получены для пористых материалов 1, 2, 5 с большими значениями объемной пористости $\Pi \geq 0.49$ [12]. Для материалов с $\Pi < 0.49$ α и β практически не зависят от I . При $Re_{\phi} > 6.3$ наблюдались значительные разбросы результатов наблюдений, вызванные появлением деформаций в структуре пористых материалов. Этим объясняется появление довольно значительных по величине доверительных интервалов на рис. 4.1.4.

§ 4.2. Тепловая защита стенки вдувом газа через круглые отверстия

Вдув газа-охладителя через совокупность круглых отверстий на предвключенном участке затупленного тела, обтекаемого высокоэнтальпийным потоком, можно интерпретировать как составную струю, помещенную в набегающий поток.

Составная струя или при наличии горения составной факел представляет собой сложный поток газа, истекающий через совокупность отверстий или сопел. Авторы работы [40] поле течения составной струи разделяют на четыре участка. На 1-м участке в окрестности среза сопел в зоне, ограниченной внешними границами элементарных струй, продольная составляющая скорости равна нулю. По терминологии [23] эти зоны можно назвать застойными. В пределах же элементарных струй распределение параметров аналогично затопленным струям.

На 2-м участке происходит смыкание граничных слоев элементарных струй, формируется единый профиль скорости с провалами, расположенными напротив застойных зон.

На 3-м участке происходит вырождение трехмерного течения в двухмерное.

На 4-м участке составная струя трансформируется в осесимметричную.

Для характеристики дискретности составного факела вводится параметр [40] $N = r^2 n / R^2$, соответствующий различным типам компоновок сопел радиуса r , где R – расстояние от оси симметрии пакета сопел, n – число сопел. Увеличение параметра N приводит к увеличению длины составного факела, происходит эжектирование течения в факеле. Объясняется это явление уменьшением суммарной интенсивности смещения (уменьшением поверхности смещения) при сближении элементарных струй. Параметр N аналогичен параметру ϕ – степени перфорации пронизываемого участка затупленного тела.

Есть работы, посвященные изучению свободных затопленных струй [41, 42], струй в спутных потоках [43–45], составных затопленных струй [40, 46] и взаимодействию струй со встречным потоком газа [42, 45, 47]. Обширный материал, посвященный течению составных струй, объясняется их применением в процессах газоструйного управления и в топочных процессах. Турбулизация течения в составной струе способствует интенсивному перемешиванию горючего и окислителя в составном факеле [46, 48].

Другой важной областью применения составных струй в набегающем потоке является тепловая защита затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным потоком газа [49]. Вдув газа-охлаждителя через пористые материалы является эффективным средством сохранения аэродинамической формы летательного аппарата. Однако прочностные характеристики современных пористых материалов все же уступают перфорированным стенкам, когда через совокупность круглых отверстий (или одно отверстие) навстречу набегающему потоку вдувается охладитель. Выбор оптимального расположения отверстий перфорации начинается с изучения истечения через единичное отверстие. Существует ограниченное число работ по изучению истечения газа через единичное отверстие [43–45, 50]. Из этих работ следует, что нецелесообразно использовать коэффициент вдува $(\rho v)_w / (\rho v)_e > 1$, так как при дальнейшем его увеличении резко снижается эффективность тепловой завесы. На характер распределения температур и скоростей сильно влияет угол наклона отверстия относительно поверхности.

Установлено [50], что при $(\rho v)_w / (\rho v)_e \sim 1$ возможна суперпозиция опытных значений эффективности газовой завесы за одним отверстием для описания газовой завесы за рядом отверстий. Такой метод расчета теплообмена на пронизываемых пластинах используется в работах [51, 52].

Основным недостатком вдува газа через круглые отверстия по сравнению со вдувом через пористые материалы является турбулизация течения в составной струе.

Сравнение эффективности охлаждения стенки вдувом через пористые материалы и совокупность круглых отверстий. Рассмотрим условия замены параметров вдуваемого газа эквивалентными параметрам на стенке, которая используется как краевые условия в математических моделях [23, 35, 38]. Из закона сохранения массы подаваемого охладителя следует:

$$\rho v \pi d^2 n / 4 = (\rho v)_w S_{\text{пр}},$$

где ρ, v – плотность и скорость элементарных струй газа, d, n – диаметр и число отверстий перфорации, $S_{\text{пр}}$ – площадь пронизаемого участка оболочки. Но отношение суммарной площади отверстий к площади пронизаемого участка есть степень перфорации φ :

$$\varphi = \pi d^2 n / 4 S_{\text{пр}}.$$

Тогда после подстановки получим условие эквивалентной замены в виде

$$(\rho v)_w = \varphi \rho v. \quad (4.2.1)$$

При вдуве через пористые материалы отношение суммарной площади отверстий выхода пор к площади пронизаемого участка есть пористость материала P . И в формуле (4.1.1) вместо φ надо использовать P . Известно, что эффективность охлаждения через пористый участок эквивалентна охлаждению при вдуве через отверстия перфорации, когда [27]:

$$d \leq \delta, h \leq 5\delta, \quad (4.2.2)$$

$$(\rho v)_w / (\alpha / c_p)_0 \leq 0.5, \quad (4.2.3)$$

где $\delta \sim R / \sqrt{\text{Re}}$ – толщина пограничного слоя, h – расстояние между соседними отверстиями. Используя (4.2.1), можно найти верхнюю оценку значения $\varphi = \varphi^*$, когда справедлива замена (4.2.1):

$$\varphi^* = \pi d^2 n / 4 S_{\text{пр}}, S_{\text{пр}} \approx (d + h)^2 n, \varphi^* \approx \pi d^2 / 4(d + h)^2.$$

Смысл вышеприведенных выкладок поясняет рис. 4.2.1, где кружками обозначены отверстия пронизаемого участка, площадь которого равна $S_{\text{пр}} \approx (d + h)^2 n$. Заменяя значения d и h верхними оценками δ , получим

$$\varphi^* \approx \pi d^2 / 4(\delta + 5\delta)^2 \approx 0.022.$$

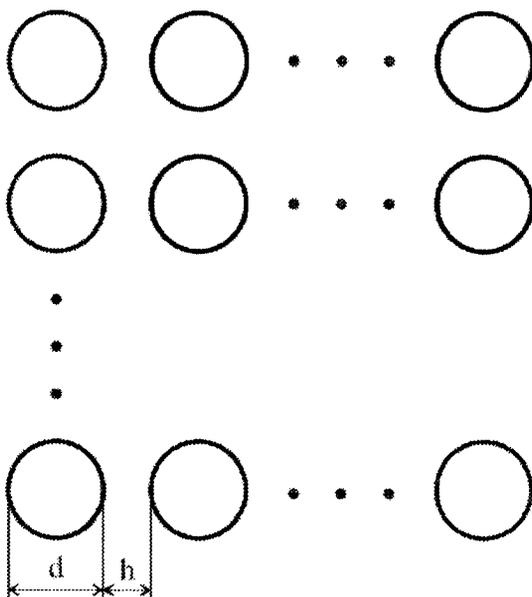


Рис. 4.2.1. Схема равномерного расположения отверстий перфорации пронцаемого участка

Аналогичный результат получается для площади пронцаемого участка, выполненного в форме окружности (рис. 4.2.2):

$$\begin{aligned} \varphi^* &= \pi d^2 n / 4S_{np} = d^2 n / D^2 = d^2 \pi k(k+1) / 4k^2 (h+d)^2 \approx \\ &\approx \pi d^2 / 4(d+h)^2 \approx 0.022, \end{aligned}$$

где k – номер окружности с отверстиями ($k \gg 1$), а

$$n = 1 + \sum_k n_k \approx 2\pi[k(k+1)/2].$$

Неравенство $\varphi > \varphi^*$ является необходимым условием замсны (4.2.1), достаточным условием является выполнение неравенства для параметра вдува (4.2.3).

При вдуве газа-охлаждителя через круглые отверстия, расположенные на полусферическом затуплении, существует такое критическое значение степени перфорации φ^* , когда элементарные струи вообще не смыкаются друг с другом. Смысл сказанного поясняют рис. 4.2.1 и следующие выкладки, полученные из элементарных геометрических рассуждений:

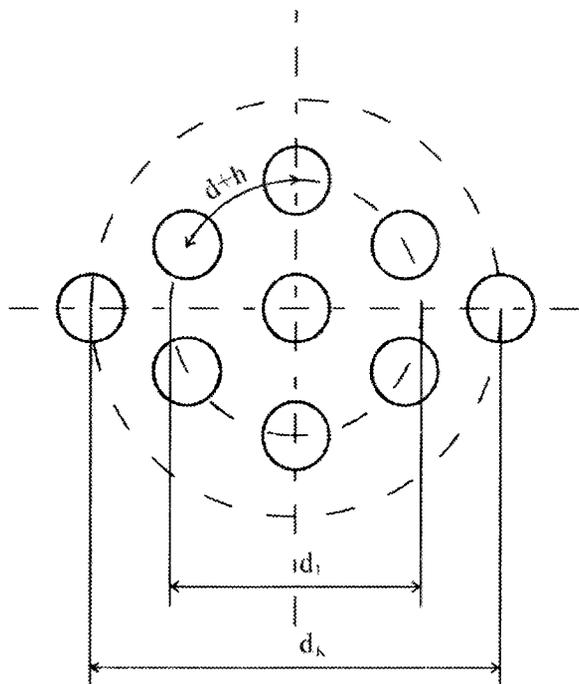


Рис. 4.2.2. Равномерное расположение отверстий пронцаемого участка на окружности

$$\varphi = \frac{\pi}{4} \frac{d^2}{(d+h)^2}, \beta^* = \frac{\alpha}{2}, h < h^* = \frac{2\pi R 2\beta^*}{360^\circ} = \frac{4\pi R \beta^*}{360^\circ}, \quad (4.2.4)$$

$$\varphi^{**} \approx \frac{\pi}{4} \frac{d^2}{(d + 4\pi R \beta^* / 360^\circ)},$$

где β^* – угол, образованный нормалью к полусферической поверхности и образующей поверхности тангенциальных разрывов параметров элементарных струй. Для одиночных и составных струй величина обычно изменяется очень слабо и принимает значение $2\beta^* \approx 15^\circ$. Условие (4.2.4) есть необходимое условие смыкания элементарных струй газа-охладителя друг с другом, которое следует учитывать при проектировании систем тепловой защиты летательных аппаратов.

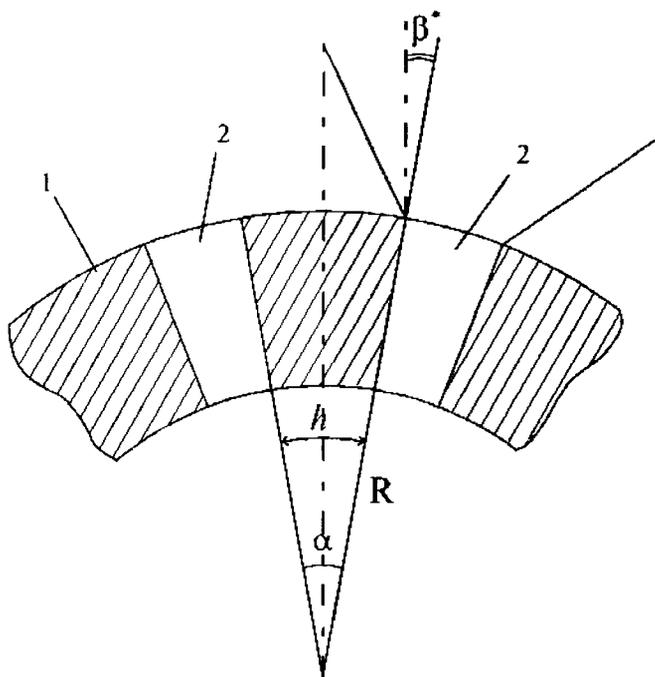


Рис. 4.2.3. Схема смыкания элементарных струй газа-охлаждителя:
 1 – полусферическая стенка, 2 – отверстия

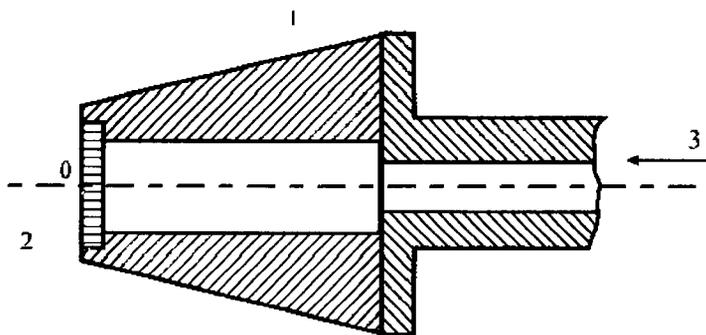


Рис. 4.2.4. Модели для сравнительных испытаний

Сравнение эффективности пористого и перфорированного охлаждения проводилось при условии $\varphi = \Pi$ [1]. Для перфорированной стенки, выполненной в виде цилиндрических каналов, степень перфорации по определению равна пористости.

Исследуемые модели изготовлены в форме усеченного конуса 1 (рис. 4.2.4). В малое основание конуса устанавливались пористые и перфорированные вставки 2 толщиной $h = 2.5 \cdot 10^{-3}$ м и диаметром $D = 1.9 \cdot 10^{-3}$ м. Охлаждение моделей проводилось газообразным азотом 3, подаваемым под давлением через проницаемый участок. Используемые пористые и перфорированные вставки выполнены из нержавеющей стали. Диаметр круглых отверстий – $2 \cdot 10^{-3}$ м, $\varphi = \Pi = 0.36$, оси отверстий направлены перпендикулярно торцевой части усеченного конуса. Сравнивались зависимости величины T_w/T_e в окрестности лобовой критической точки от безразмерного параметра вдува

$$B = (\rho v)_w / (\alpha / c_p)_0.$$

Температура стенки T_w в окрестности лобовой критической точки определялась двумя способами: с помощью ХА-термопары и быстродействующего фотоэлектрического пирометра. Отличие в измерениях двумя способами составляло не более 6%. Величина q_w определялась экспоненциальным методом, расход вдуваемого азота контролировался ротаметром типа РС-5 и варьировался в пределах $(0.3-1.0) \cdot 10^{-3}$ кг/с.

На рис. 4.2.5 приведены зависимости T_w/T_e от B для моделей с пористыми и перфорированными вставками, видно, что вдув охладителя через пористые вставки более эффективен, так как при одинаковых значениях параметра вдува температура пористой стенки (кривая 1) намного ниже, чем температура перфорированной стенки (кривая 2).

Известно, что механизм пористого охлаждения складывается из внутреннего теплообмена, во время которого газ отбирает тепло пористой стенки при фильтрации к внешней поверхности, и внешнего теплообмена, когда охладитель, покинув стенку, диффундирует в пограничный слой, разбавляя и оттесняя от поверхности плазменную струю [27]. При вдуве через перфорированную поверхность внутренний теплообмен является менее интенсивным, вследствие малоразвитой теплоотдающей поверхности цилиндрических каналов.

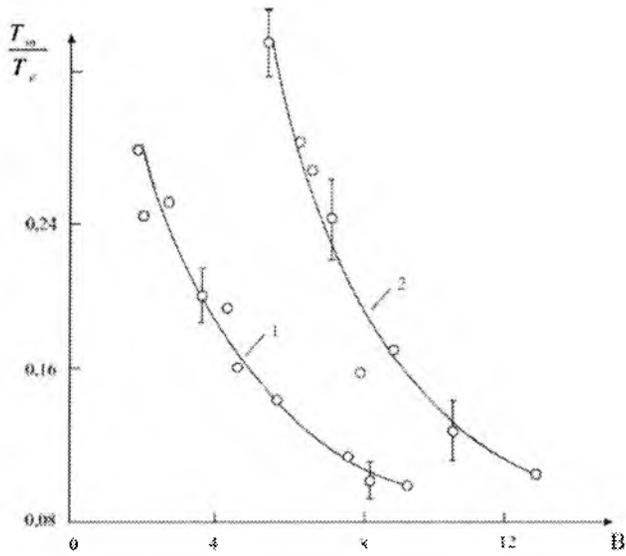


Рис. 4.2.5. Зависимости безразмерной температуры стенки от параметра вдува $T_c = 3600$ К

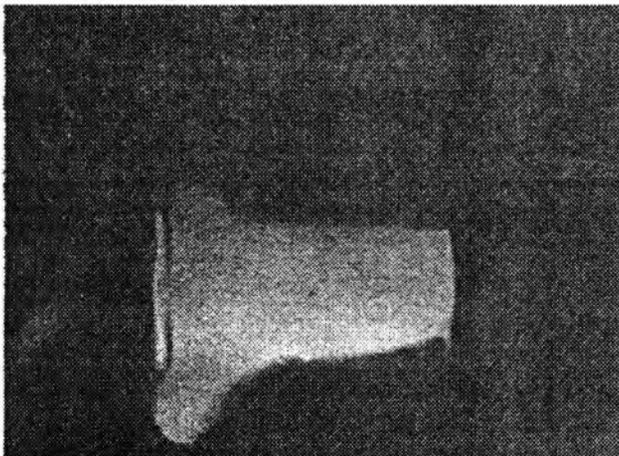


Рис. 4.2.6. Фотография отгеснения плазменной струи при вдуве через пористую стенку

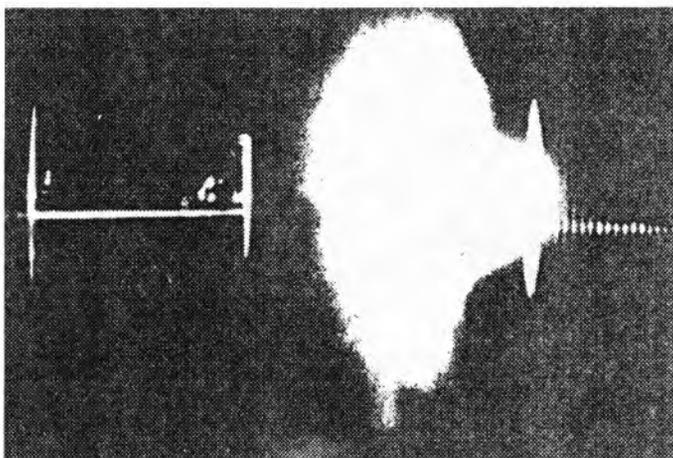


Рис. 4.2.7. Фотография оттеснения плазменной струи при вдуве через перфорированную стенку

Кроме того, следует отметить, что диаметр выходных отверстий достаточно большой ($2 \cdot 10^{-3}$ м), поэтому отдельные струи охладителя, вытекающие из отверстий во внешний поток, становятся неустойчивыми к турбулентным пульсациям струи, что приводит к увеличению температуры перфорированной стенки по сравнению с пористой. Вдув газа через пористые материалы образует более равномерный слой смешения с набегающей струей по сравнению с вдувом через отверстия перфорации. Равномерная подача охладителя при вдуве через пористые материалы позволяет получить при сильных вдувах зону оттеснения плазменной струи узкой толщины $\sim 10^{-3}$ м (рис. 4.2.6). Для вдува через перфорированную стенку толщина зоны оттеснения $\sim 10^{-2}$ м и оттеснение струи возникает при гораздо больших значениях параметра вдува (рис. 4.2.7).

§ 4.3. Физическая модель течения газа и теплообмена в окрестности затушения тела, обтекаемого высокотемпературным потоком при вдуве газа-охлаждителя через круглые отверстия

Под зоной оттеснения набегающего потока подразумевается область течения газа в окрестности лобовой критической точки, состоящая из

газа-охлаждителя. Картина течения и теплообмена в окрестности лобовой критической точки определяется закономерностями струйного перемешивания газа смыканием элементарных струй и их взаимодействием друг с другом.

Экспериментальные исследования проводились в струях воздуха с различной температурой T_e (омический подогреватель, $T_e = 425\text{--}600$ К; плазмотрон ЭДП-104 А/50, $T_e = 3600$ К).

Модели, изготовленные из нержавеющей стали (толщина стенки $1 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ м), выполненные в форме усеченного конуса 1 (рис. 4.3.1) с полусферическими и торцевыми затуплениями, устанавливались в рабочее сечение струй 2; $OA = 2.5 \cdot 10^{-3}$ и $4 \cdot 10^{-3}$ м.

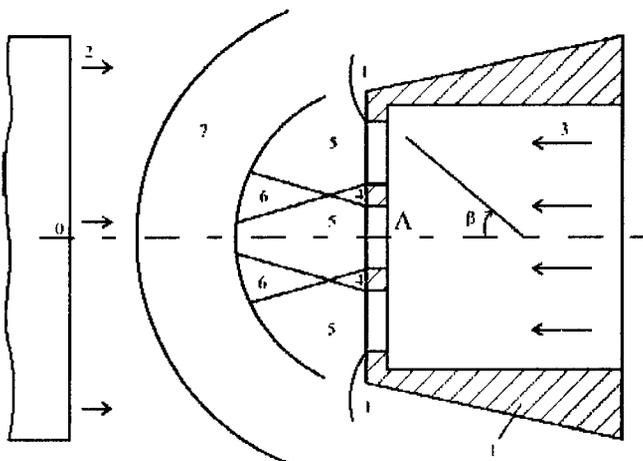


Рис. 4.3.1. Картина течения газа-охлаждителя через круглые отверстия навстречу набегающему потоку

Через проницаемый участок затупления, ограниченный полууглами $\beta = 18^\circ$ и $\beta = 15^\circ$, подавался охладитель – смесь воздуха и азота. Скорость течения охладителя через отверстия оставалась дозвуковой. Степень перфорации проницаемого участка (отношение суммарной площади отверстий к площади проницаемого участка) составляла $\phi = 0.12$ и $\phi = 0.28$, диаметры отверстий $d = 1 \cdot 10^{-3}$ м и $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м. В процессе проведения опытов регистрировались температура стенки T_w в точке А (термопара ХА, ХК), расход охладителя G_w (с помощью ротаметров типа РС,

РМ), а также характеристики набегающей струи: среднemasсовая температура T_{∞} , расход G_{∞} , скорость v_{∞} .

При проведении сравнительных испытаний эффективности охлаждения затупленных тел пористым и перфорированным вдувом в струе низкотемпературной плазмы обнаружены два явления. Во-первых, варьируя расход охладителя, подаваемого через проницаемый участок затупления, не удавалось получить для вдува газа через круглые отверстия зоны оттеснения с толщиной, сравнимой с толщиной зоны оттеснения для вдува газа через пористую вставку. Минимальная толщина зоны оттеснения набегающего потока для вдува газа через круглые отверстия оказывалась на порядок больше толщины зоны оттеснения для вдува газа через пористые вставки. Во-вторых, при разных по толщине зонах оттеснения в случае вдува газа через отверстия стенка в зоне вдува существенно перегревалась. Подобное явление в случае вдува через пористые вставки не наблюдалось, хотя расход подаваемого газа и был меньше расхода, подаваемого через отверстия перфорации.

Полученным экспериментальным результатам можно дать следующую интерпретацию. На рис. 4.3.1 показана гидродинамическая картина течения в окрестности затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным потоком. В области оттеснения набегающего потока можно выделить несколько характерных зон: 4 – застойные области; 5 – зоны основных участков элементарных струй; 6 – зоны смыкания элементарных струй; 7 – область смешения подаваемого охладителя и набегающего потока.

Для оттеснения набегающего потока необходимым условием является смыкание элементарных струй, так как поверхности образующихся тангенциальных разрывов параметров элементарных струй должны пересекаться на некотором расстоянии от защищаемой стенки. Поэтому при вдуве газа через отверстия зона оттеснения набегающего потока имеет большие размеры, чем в случае вдува газа через пористые вставки. Достаточным условием оттеснения является обеспечение критических значений параметра вдува [22].

На основных участках элементарных струй имеются «локализованные максимумы» скорости газа v , деформированные по ширине и имеющие максимальные значения большие, чем для одиночной струи, возникающие вследствие эжекции составной струи [23]. На рис. 4.3.2 показаны результаты измерений эпюр скорости для одиночной и составной струи, полученные с помощью пневмометрического зонда и микроманометра типа ММН-240.

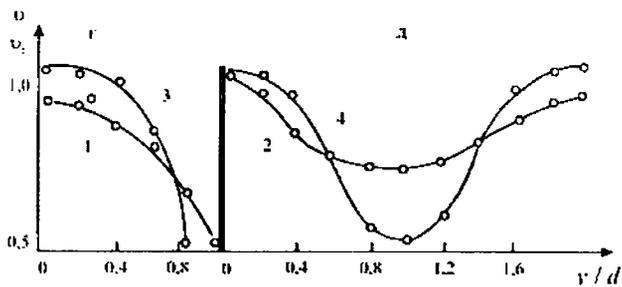
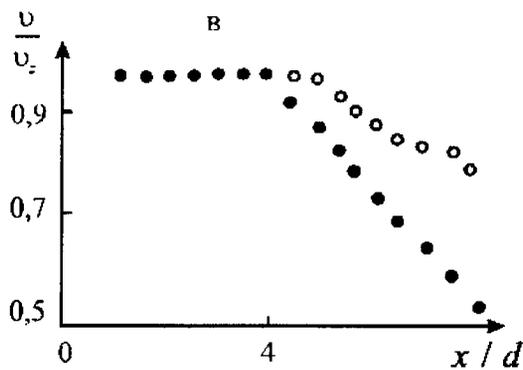
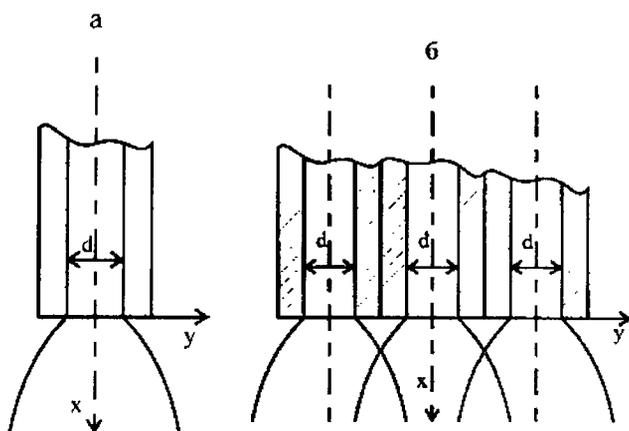


Рис. 4.3.2. Результаты измерений профиля скорости для одиночной (а) и составной (б) струй

Параметры течения газа: $T = 300$ К, $Re_d \approx 16000$, $v_m = 7.0$ м/с, $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $G_w^1 = 0.4 \cdot 10^{-3}$ кг/с (T – температура вдуваемого газа, Re_d – число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру отверстия d , G_w^1 – расход воздуха через одно отверстие). На рис. 4.3.2,в, иллюстрирующем явление эжекции составной струи (также [40]), темными точками обозначены результаты измерений скорости для одиночной струи, светлыми – для составной. На рис. 4.3.2,г показаны зависимости безразмерной скорости воздуха в различных сечениях одиночной струи, на рис. 4.3.2,д – составной струи в тех же сечениях: 1, 2 – $x/d = 5.0$; 3, 4 – $x/d = 0.5$. Сравнение кривых 1, 2 и 3, 4 показывает, что в сечении $x/d = 5.0$ скорость газа составной струи выше, чем одиночной, причем эпюра скорости более «локализована». Такая «локализация» скорости на основных участках струй приводит к высоким значениям градиентов скорости dv/dy и может являться причиной возникновения крупномасштабных турбулентных вихрей, интенсифицирующих теплообмен стенки с набегающим потоком, к возрастанию коэффициента теплообмена α [53]:

$$\tau = \theta b \rho (v_2 - v_1) \frac{dv}{dy}, \quad \frac{\alpha}{c_p} \sim \tau,$$

где τ – касательные напряжения; θ , b – постоянные, ρ – плотность, индексы 2, 1 соответствуют максимальным и минимальным значениям скорости.

Нагрев стенки при вдуве газа-охлаждителя через круглые отверстия и отесненном набегающем потоке можно объяснить возникновением крупномасштабных турбулентных вихрей на основных участках элементарных струй.

Измерения турбулентных пульсаций в зоне 5 (см. рис. 4.3.1) с помощью чувствительных термопар с диаметром сая $(10-20) \cdot 10^{-6}$ м подтвердили наличие крупномасштабных турбулентных пульсаций частотой 3.5–6 Гц на основных участках элементарных струй. На рис. 4.3.3 показаны осциллограммы пульсаций температуры газа T_e на основном участке элементарной струи (рис. 4.3.3,а) и в зоне смыкания струй (рис. 4.3.3,б). Измерения проводились в точках на расстоянии $x = 5 \cdot 10^{-3}$ м от стенки при условиях $T_e = 425$ К, $G_w = 1.0 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $G_w = 0.5 \cdot 10^{-3}$ кг/с. Результаты измерений подтвердили справедливость теоремы Рэлея – Толлмина: гидродинамическая неустойчивость возникает и нарастает в точках перегиба профилей скорости [54], т.е. в точках, где градиент скорости достигает максимального значения.

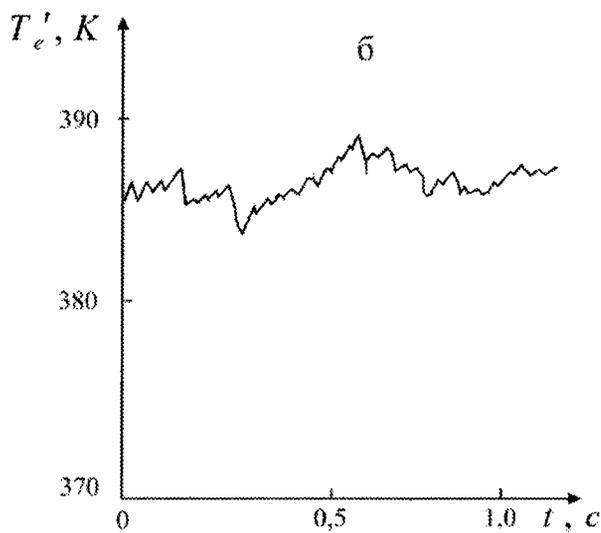
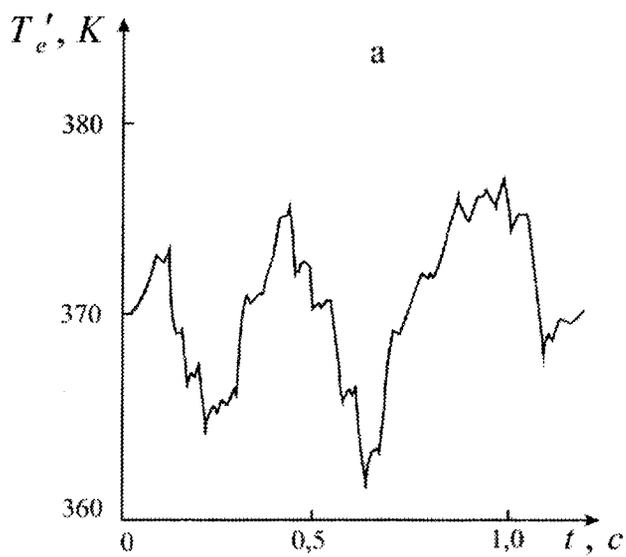


Рис. 4.3.3. Пульсации температуры газа на основном участке элементарной струи (а) и в зоне смыкания элементарных струй (б)

О возможности появления турбулентных вихрей в зоне вдува газа-охладителя через круглые отверстия говорится также в работе [55]. Диаметр вихрей, измеренный по результатам теневой киносъемки, используется автором работы [55] для замыкания уравнений турбулентного пограничного слоя у затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком газа.

Следовательно, для повышения эффективности тепловой защиты таких систем вдув газа через отверстия целесообразно организовывать таким образом, чтобы обеспечить более раннее смыкание элементарных струй и устранить область турбулентных пульсаций от защищаемой стенки, т.е. газ в зоне оттеснения должен быть однородно перемешанным. Для этого необходимо увеличивать степень перфорации [3], локализовать вдув, т.е. при одном и том же расходе охлаждаителя уменьшить площадь проницаемого участка [3]. Этот эффект может достигаться и в том случае, если элементарные струи газа-охладителя направить под углом, считываемым от нормали к защищаемой поверхности в сторону оси симметрии модели.

Раннее смыкание элементарных струй было замечено при исследовании влияния форм затупления тел на эффективность охлаждения вдувом газообразного азота. Экспериментальные исследования проводились на моделях (см. рис. 4.3.2) в струе воздушной плазмы, генерируемой электродуговым плазмотроном ЭДП-04 А/50. Условия проведения экспериментов аналогичны условиям в работе:

$$T_e = 3600 \text{ К}, G_w = 0.9 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}, \beta = 18^\circ, \varphi = 0.12, d = 1.0 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

На рис. 4.3.4 показаны результаты сравнительных испытаний моделей, выполненных с полусферическим (кривая 1) и торцевым (кривая 2) затуплениями. На оси ординат отложена безразмерная температура стенки в точке торможения потока, по оси абсцисс – параметр вдува $B = (\rho v)_w / (\rho v)_e St_0$, где St_0 – число Стантона. Видно, что эффективность охлаждения моделей с торцевым затуплением выше, чем у моделей с полусферическим затуплением, что выражается в более низкой равновесной температуре стенки при одних и тех же расходах азота.

Как следует из анализа графиков на рис. 4.3.4, при $B < 3.5$ охлаждение моделей осуществляется с помощью механизма тепловой завесы. В этом случае элементарные струи с полусферической поверхности эффективнее охлаждают стенку; температура модели с полусферическим затуплением ниже температуры модели с торцевым затуплением. При увеличении расхода охлаждающего газа элементарные струи газа, истекающие с торцевой

поверхности, смыкаются раньше, температура стенки ниже, чем в случае истечения газа через отверстия полусферической поверхности.

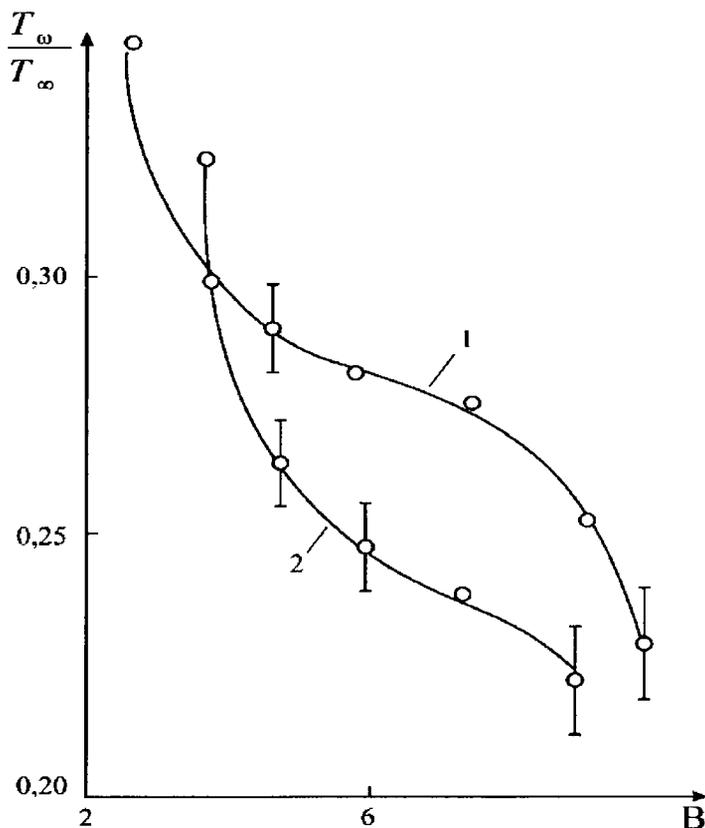


Рис. 4.3.4. Зависимости безразмерной температуры полусферической (1) и торцевой (2) стенок от параметра вдува

Визуальные наблюдения показывают, что, начиная со значений расхода $B > 7$, происходит полное оттеснение плазменной струи, температура стенки резко падает.

Относительно слабую зависимость безразмерной температуры стенки от расхода в интервале $5.25 < B < 6.75$ можно объяснить возникновением крупномасштабных турбулентных пульсаций на основных участках элементар-

ных струй. В результате возникает конкуренция между процессами ослабления теплового потока в стенку вследствие эффекта отгеснения и усиления этого процесса вследствие турбулизации течения в окрестности стенки; темп снижения теплового потока с ростом расхода уменьшается.

Наиболее сильно это проявляется в условиях обтекания моделей с торцевым затуплением дозвуковым потоком подогретого воздуха:

$$T_e = 425 \text{ К}, G_w = 10^{-3} \text{ кг/с}, \beta = 15^\circ, \varphi = 0.28, d = 10^{-3} \text{ м}.$$

На рис. 4.3.5 показан график зависимости безразмерной температуры стенки в точке *A* (см. рис. 4.3.1) от параметра вдува. Видно, что в интервале изменения расхода $3 < B < 8$ происходит интенсификация теплообмена между подогретой струей и защищаемой стенкой.

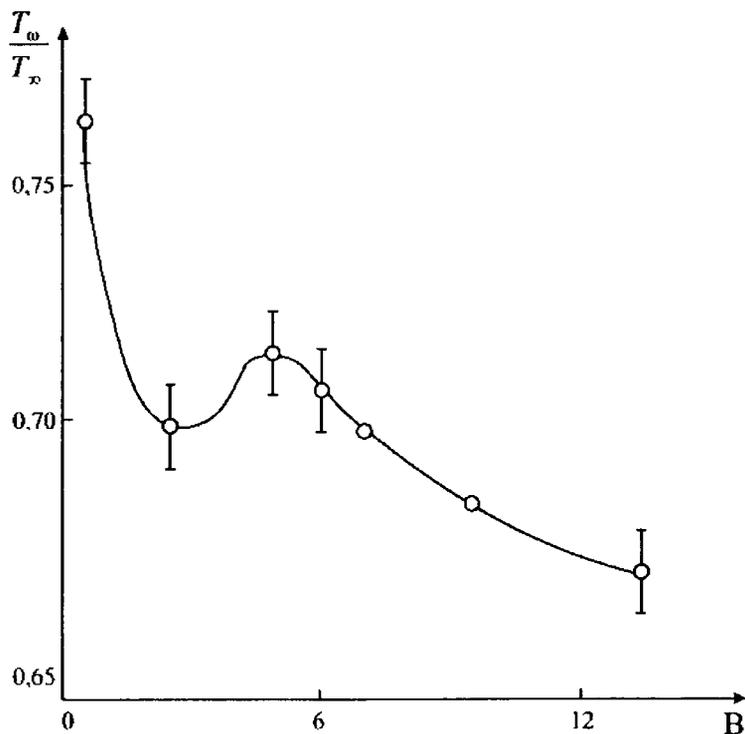


Рис. 4.3.5. Зависимость безразмерной температуры стенки от параметра вдува в условиях обтекания моделей подогретой струей воздуха

Этот факт можно объяснить возникновением турбулентных пульсаций на основных участках элементарных струй газа и проникновением турбулентных вихрей к поверхности.

Приведенные примеры свидетельствуют о справедливости предложенной физической модели теплообмена затупленных тел с высокотемпературными набегающими потоками при наличии вдува газа-охлаждителя через отверстия перфорации.

§ 4.4. Теплообмен плазменной струи в окрестности лобовой критической точки

Процесс теплообмена между плазменной струей и стенкой обладает рядом особенностей. Это прежде всего турбулентный характер течения по всей длине струи при достаточно малых числах Рейнольдса ($Re_e \sim 10^2 - 10^3$). Относительно быстрые изменения формы положения плазменной дуги, пульсаций силы тока и напряжения, высокие градиенты температуры обуславливают появление пульсаций параметров течения в достаточно широком диапазоне частот (10–100 кГц) [56]. Кроме того, вдув газа через систему круглых отверстий приводит к дополнительной турбулизации течения у стенки вследствие взаимодействия элементарных струй друг с другом и с набегающим потоком, их смыкания, образования застойных зон и высоких градиентов скорости на основных участках элементарных струй. Такая сложная гидродинамическая картина течения – основная причина использования больших по сравнению с известными значениями параметров вдува для достижения одного и того же теплового эффекта вдува q_w / q_{w_0} .

В обобщенных переменных рассматриваемая задача запишется в виде

$$\Psi \equiv q_w / q_{w_0} = f(\varphi, r / R, d / r, B),$$

где φ – степень перфорации, R – радиус затупления, B – безразмерный параметр вдува, d – диаметр отверстий, q_{w_0} – тепловой поток в отсутствие вдува.

Объектом исследования являлись модели, выполненные в форме конуса (см. рис. 4.2.4) с полусферическим затуплением, толщина стенки составляла $1 \cdot 10^{-3}$ м, радиус затупления $R = (5.0, 9.5, 19.0) \cdot 10^{-3}$ м. Проницаемость полусферической стенки обеспечивалась круглыми отверстиями, оси которых направлены по нормали к поверхности, диаметр отверстий $d = 0.7 \cdot 10^{-3}$ или $1.0 \cdot 10^{-3}$. Безразмерный радиус области проницае-

мости варьировался в пределах $r/R = 0.31 - 0.69$. Все отверстия равномерно располагались на окружностях таким образом, чтобы расстояние между ними h оставалось одним и тем же (до 240 отверстий). Значения h и d брались из условий $\varphi > 0.022$, $\varphi > \varphi^*$ [формулы (4.2.4)], которые обеспечивают смыкание элементарных струй друг с другом. Степень перфорации варьировалась в пределах $\varphi = 0.025 - 0.121$.

Модели устанавливались в рабочее сечение струи $AO = 4 \cdot 10^{-2}$ м (см. рис. 4.3.1) через внутренний объем моделей и в отверстия пронизаемого участка навстречу плазменной струе подавался газ-охладитель (азот), расход которого в течение опыта поддерживался постоянным.

В процессе проведения экспериментов измерялись параметры плазменной струи: среднемаховая энтальпия $H_w = 6100$ кДж/кг, температура 3600 К, расход плазмообразующего воздуха $G_w = 0.9 \cdot 10^{-3}$ кг/с, параметры газа-охладителя: расход G_w и температура T , температура стенки T_w в точках $O, r/R = 0.5$ и $r/R = 0.67$; тепловой поток q_w .

Радиационная составляющая теплового потока q_r измерялась с помощью приемника теплового излучения «Икар-4» (разработан в ИТТФ АН УССР) и равнялась $0.0042 \cdot 10^6$ Вт/(м² · с) с погрешностью $\delta q_r \leq 9\%$. Кроме того, значение q_r рассчитывалось по формуле $q_r = \varepsilon \sigma T_w^4$ для эффективной степени черноты $\varepsilon = A \cdot 10^z$ оптической толщины $l = 10^{-2}$ м, $T_w = 4 \cdot 10^3$ К, $A = 6.0$, $z = 4$, данные брались из [20]. При этом $q_r = 0.0057 \cdot 10^6$ Вт/м². Кондуктивная составляющая теплового потока $q_\lambda \approx \lambda \Delta T / \Delta x \sim 10^4$ Вт/м² для $\Delta x \sim 1.0 \cdot 10^{-2}$ м, $\Delta T \sim 10^3$ К. Следовательно, в механизме теплообмена плазменной струи и стенки доминирующую роль играет конвективная составляющая потока ($q_\lambda = 0.02 q_e$, $q_r = 0.0012 q_e$, $q_e = 4.5 \cdot 10^6$ Вт/м²).

На рис. 4.4.1 показаны зависимости относительной функции теплообмена Ψ от параметра вдува B . В этой серии экспериментов параметр вдува изменялся за счет расхода охладителя. Безразмерный радиус модели $r/R = 0.59$, $R = 19 \cdot 10^{-3}$ м. Точки 1–5 отвечают значениям $\Psi(B)$, найденным для моделей, степень перфорации которых $\varphi = 0.121, 0.051, 0.047, 0.043, 0.025$, сплошные линии – расчет по аппроксимационной

формуле, полученной в данной работе по результатам полного двухфакторного эксперимента:

$$\Psi = 1 - (4.59\varphi - 0.05) \exp(0.0025\varphi^{-1.25} B),$$

погрешность аппроксимации не превышала 3%.

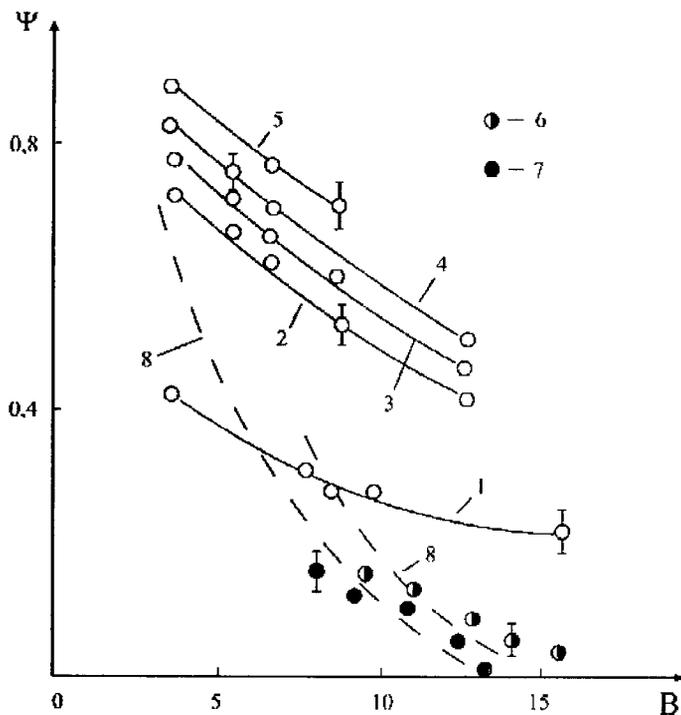


Рис. 4.4.1. Зависимости относительной функции теплообмена от параметра дудва при различных степенях перфорации моделей

Кривые 8 получены автором работы [57] по результатам двухфакторного эксперимента, варьировались значения Ψ и B (влияние молекулярного веса набегающего потока и дудваемого охладителя не исследовалось, хотя и фигурирует в формуле в виде сомножителя, равного единице в степени 0.7). Опыты проводились в условиях, близких к условиям данной работы. Расхождение найденных результатов с результатами [57]

обусловлено различными значениями радиусов затупления моделей R , что подтверждается измерениями, полученными для моделей с $R = 9.5 \cdot 10^{-3}$ м и $R = 5.0 \cdot 10^{-3}$ м (точки 6, 7, $\varphi = 0,12$, $r/R = 0.59$). С уменьшением радиуса затупления стенки точки, полученные экспериментально, приближаются к рассчитанным по формуле [57].

Комбинированная тепловая защита моделей складывается из регенеративного охлаждения стенок внутреннего объема и боковой поверхности отверстий и теплового эффекта вдува, связанного при сильных вдувах с оттеснением плазменной струи. Участки поверхности в зоне газовой завесы для моделей большего радиуса затупления охлаждаются хуже вследствие достаточной протяженности. Перегрев стенки в зоне газовой завесы в свою очередь ухудшает процесс регенеративного охлаждения, температура газа-охлаждителя повышается. Совокупность этих процессов приводит к тому, что тепловая защита моделей большего радиуса менее эффективна.

На рис. 4.4.2 показаны зависимости $\Psi(B)$ для различных безразмерных радиусов проницаемого участка, точки 1–4 отвечают $R/r = 0.31, 0.52, 0.59, 0.69$ ($\varphi = 0.043$, $d = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м). Параметр вдува в этой серии экспериментов изменялся за счет расхода охладителя и варьирования радиуса проницаемого участка. Сплошные линии рассчитаны по аппроксимационной формуле, полученной в данной работе по результатам полного двухфакторного эксперимента:

$$\Psi = 1 - (0.61 - 0.18r/R) \exp[0.105(r/R)^{2.04} B],$$

погрешность аппроксимации при этом не превышала 5%.

Видно, что параметр вдува B , изменяемый за счет радиуса проницаемого участка r , не обобщает зависимость $\Psi(B)$. Изменение B только за счет расхода охладителя G_w позволило обобщить зависимость $\Psi(B)$ для вдува газа через пористые материалы и круглые отверстия. Следовательно, для вдува газа через круглые отверстия условие замены параметров вдуваемого газа эквивалентными параметрами на стенке неприемлемо. Струйный характер течения газа-охлаждителя усложняет процесс теплообмена, картина течения газа в окрестности лобовой точки неоднородна, как в случае течения газа при вдуве через пористые материалы. Кроме того, при варьировании радиуса проницаемого участка в процессе теплообмена изменяется доля регенеративного охлаждения стенки. Поэтому параметр вдува не является критерием подобия рассматриваемой задачи.

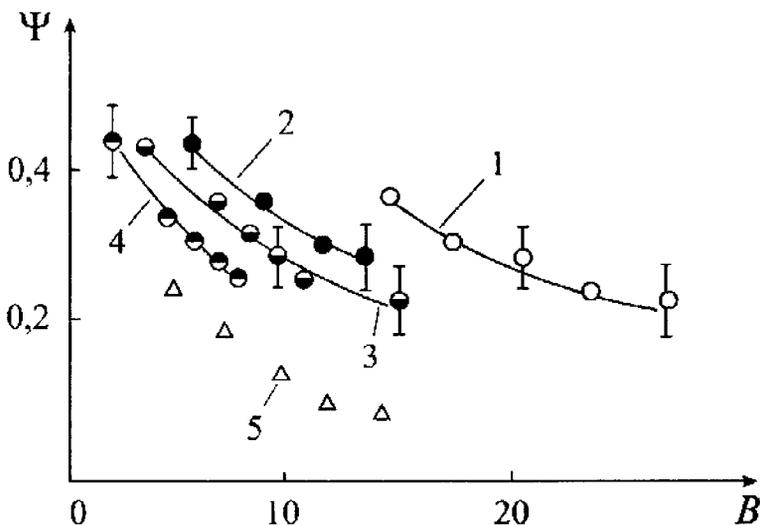


Рис. 4.4.2. Зависимости Ψ от B для различных радиусов пронцаемого участка моделей

На рис. 4.4.2 точки 5 соответствуют зависимости $\Psi(B)$, полученной для моделей с отверстиями диаметром $d = 0.7 \cdot 10^{-3}$ м и $n = 60$. Сравнение этой зависимости с экспериментальными точками 4, для которых $d = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м и $n = 30$ (для обеих зависимостей $\phi = 0.043$, $r/R = 0.69$, $R = 19.0 \cdot 10^{-3}$ м), показывает, что увеличение числа отверстий с одновременным уменьшением их диаметра улучшает эффективность тепловой защиты. Расстояние между соседними отверстиями для первого случая $\Psi(B)$ $h = 4.0 \cdot 10^{-3}$ м, для второго – $h = 5.3 \cdot 10^{-3}$. Уменьшение расстояния между соседними отверстиями приводит к более раннему смыканию элементарных струй друг с другом и к снижению теплового потока в стенку. Аналогичная ситуация складывается и при увеличении степени перфорации ϕ (см. рис. 4.4.1). В окрестности лобовой точки течение начинает терять струйный характер, вдув газа с поверхности становится более равномерным и приближается к вдуву через пористые материалы.

Одной из задач проектирования систем тепловой защиты является задача поддержания изотермических условий на стенке. Поддерживать температуру стенки на одном уровне удаётся с помощью выбора площади пронцаемого участка и расхода охладителя. Такая задача решается методами планирования эксперимента [58]. В качестве критерия оптимизации можно использовать параметр эффективности тепловой защиты:

$$y \equiv \Theta_{\beta} = \frac{T_{\infty} - T_{w\beta}}{T_{\infty} - T_{w_0}},$$

где $T_{w\beta}$ – значение температуры стенки на заданном участке полусферы, T_{w_0} – в лобовой критической точке.

Оптимальное значение эффективности тепловой защиты, условие изотермичности защищаемой стенки, соответствует $\Theta_{\beta} = 1$. В качестве планируемых факторов возьмем безразмерный расход газа-охладителя $x_1 = G_w / G_{\infty}$ и безразмерный радиус пронцаемого участка полусферы $x_2 = r / R$.

В табл. 4.4.1 приведена матрица ортогонального планирования при изменении факторов на трех уровнях.

При этом основные уровни для x_1 и x_2 составляли 0.8 и 0.41, интервалы варьирования факторов – 0.2 и 0.1. Дисперсия числа наблюдений $n = 3$ отдельных опытов однородна, экспериментальный критерий Кохрена равен ($G_y = 0.394 \left(G = S_{km}^2 / \sum_k S_k^2 \right)$, где k – число опытов, S_k^2 – значение максимальной дисперсии опытов). Табличное значение критерия $G_T = 0.403$ для $f_1 = 3, f_2 = k - 3 = 6$. Дисперсия воспроизводимости эксперимента в целом составляла $S_y^2 = 0.63 \cdot 10^{-4}$, $S_y^2 = \sum_k S_k^2 / k$.

Таблица 4.4.1

Матрица ортогонального планирования

№ п/п	x_1	x_2	y
1	+	+	1.025
2	0	+	1.019
3	–	+	1.008
4	+	0	1.010
5	0	0	0.990
6	–	0	0.960
7	+	–	1.010
8	0	–	0.990
9	–	–	0.960

Уравнение линейной регрессии имеет вид

$$y = 0.9 + 0.066x_1 + 0.107x_2, \quad (4.4.1)$$

дисперсия адекватности $S_a = 1.96 \cdot 10^{-4}$, $S_a = \sum_k \delta_k^2 / (k - l)$, при $k = 9$ и $l = 3$, где l – число коэффициентов в уравнении регрессии. Табличное значение критерия Фишера $F_T = 4.76$ больше экспериментального $F_T = 3.10$, что свидетельствует об адекватности математической модели реальному процессу для уровня значимости $\alpha = 0.05$. Коэффициенты уравнения регрессии значимы, так как их абсолютная величина больше доверительного интервала $\Delta b_i = \left| t_\alpha \sqrt{S_y^2 / k} \right| = 5.96 \cdot 10^{-3}$, где $t_\alpha = 2.26$ – табличное значение критерия Стьюдента для $k = 9$, $\alpha = 0.05$.

Уравнение $x_2 = 0.935 - 0.619x_1$ описывает линию равного отклика при изменении факторов в пределах $0.6 < x_1 < 1.0$, $0.51 < x_2 < 0.61$; и позволяет для моделей с геометрическими параметрами $R = 19 \cdot 10^{-3}$ м, $\varphi = 0.043$, $d = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м находить такие значения расхода охладителя и радиуса пронизаемого участка, чтобы температура стенки принимала постоянное значение $T_{\beta w} = T_{w0}$.

Из анализа полученных результатов следует, что процесс теплообмена плазменной струи и полусферической стенки при наличии вдува газа охладителя через круглые отверстия не поддается обобщениям, справедливым для пористого охлаждения. Увеличение степени перфорации пронизаемого участка, числа отверстий приводит к более равномерному вдуву охладителя, к раннему смыканию элементарных струй друг с другом и, как следствие, к снижению тепловых нагрузок в защищаемой стенке. Изменение площади пронизаемого участка и радиуса моделей нарушает долю регенеративного охлаждения в процессе комбинированного теплообмена плазменной струи и стенки, что необходимо учитывать в аппроксимационных законах теплообмена.

§ 4.5. Методы и способы активной тепловой защиты

Рассмотренная в § 4.3 физическая модель течения газа в составной струе вблизи стенки предсказывает новые способы и устройства для повышения эффективности тепловой защиты таких систем. Устранить вы-

сокоградиентные области течения газа на основных участках элементарных струй, где происходит зарождение турбулентных вихрей, можно несколькими путями:

- при одном и том же расходе охладителя увеличить частоту отверстий, т.е. организовать более равномерный вдув газа [5];
- увеличить число отверстий перфорации, одновременно уменьшая их диаметр [5];
- при одном и том же расходе охладителя уменьшить площадь пронизываемого участка, т.е. «локализовать» вдув охлаждающего газа [53];
- оси симметрии элементарных струй направлять под углом к нормали к защищаемой поверхности и фокусировать на оси симметрии моделей;
- производить вдув газа не с полусферической поверхности затупления, а с торцевой [5];
- закручивать элементарные струи газа по часовой или против часовой стрелки вдоль оси симметрии [5];
- воздействовать на элементарные струи газа тангенциальными периодическими вибрациями в плоскости, перпендикулярной оси симметрии стенки.

Раннего смыкания элементарных струй наилучшим образом удается достичь подачей газа через отверстия пронизываемого участка, направленные под углами α^i , отсчитываемые от нормали к защищаемой поверхности и собранные на оси симметрии модели на расстоянии h^i в зоне аэродинамического нагрева (рис. 4.5.1).

Углы α^i рассчитаны по формуле

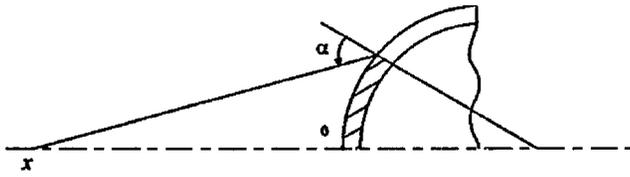
$$\alpha^i = \arcsin \frac{h^i}{R} + \operatorname{arctg} \frac{h^i}{x + R - \sqrt{R^2 - h^2}},$$

где h^i – расстояние от отверстий до оси симметрии модели.

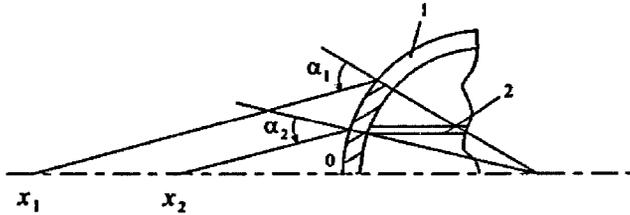
Существует оптимальное значение расстояния x на оси Ox :

$$R < x < 2R.$$

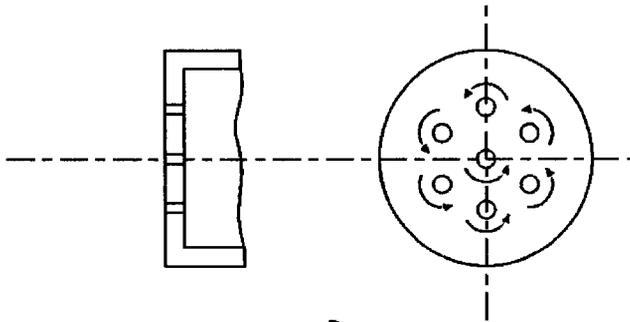
При $x > 2R$ сфокусированный вдув малоэффективен вследствие возникновения неустойчивости элементарных струй, такой вдув газа приближается к вдуву охладителя, когда оси отверстий параллельны оси симметрии модели. При $x < R$ появляется перегрев периферийных участков.



а.



б.



в.

Рис. 4.5.1. Схемы моделей, позволяющих добиваться раннего смыкания элементарных струй газа-охлаждителя

Другим способом повышения эффективности перфорированной стенки является способ, основанный на устранении турбулентных вихрей вблизи поверхности за счет воздействия на элементарные струи газа тангенциальных периодических вибраций в плоскости, перпендикулярной оси симметрии стенки, с частотой, определяемой из неравенства [14]

$$0.3 \text{ Гц} \leq f \leq 5.0 \text{ Гц} \quad (4.5.1)$$

при

$$1.79 \leq B \leq 12.0. \quad (4.5.2)$$

Газ-охладитель, сформированный за счет перфорации в виде элементарных струй, покинув защищаемую стенку, образует зону смешения с набегающим потоком. Происходит «разбавление» пограничного слоя вблизи стенки и отгеснение набегающего потока, в результате чего тепловой поток уменьшается. Тангенциальные вибрации элементарных струй в плоскости, перпендикулярной оси симметрии стенки, и струй за счет возникающих центробежных сил приводят к более раннему смыканию струй друг с другом и за счет возникающих инерционных сил – к разрушению высокоградиентных областей течения газа. Область отгеснения набегающего потока становится более равномерной, без высоких значений градиентов скорости, с низкими значениями степени турбулентности. Наступает ослабление процесса теплообмена, вызванного турбулизацией течения. Эффективность охлаждения повышается.

Из рис. 4.5.2 видно, что тангенциальные вибрации снижают тепловой поток в защищаемую стенку. При частоте вибрации $f < 0.3$ Гц процесса ослабления теплообмена не наблюдалось ($\Psi = 0$).

При $f > 5$ Гц процесс теплообмена уменьшается незначительно в пределах погрешности измерения величины теплового потока ($\Psi \approx 0$).

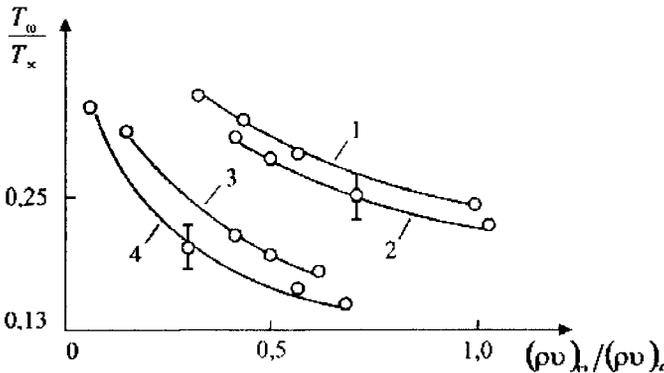


Рис. 4.5.2. Зависимости безразмерной температуры стенки от параметра вдува для моделей при «сфокусированном» вдуве охладителя

Для относительно слабых вдувов газа-охладителя $B < 1.72$ на зависимостях температуры стенки T_w от времени t появляются колебания (рис. 4.5.3), нарушающие надежность эксплуатации подобных устройств. При $B > 12.0$ влияние вибраций становится незначительным вследствие высоких значений $(\rho v)_w$ элементарных струй газа-охладителя ($\Psi \approx 0$). Следовательно, воздействие тангенциальных периодических вибраций на вдуваемые струи газа-охладителя в плоскости, перпендикулярной оси симметрии стенки, в условиях выполнения соотношений для частоты вибраций и параметра вдува (4.5.1) и (4.5.2) обеспечивают достижение цели изобретения – повышения эффективности охлаждения за счет ослабления процесса теплообмена. Амплитуда вибраций варьировалась в пределах $3^\circ \leq A \leq 12^\circ$. При этом зависимости $\Psi(B)$ имели вид, аналогичный кривым 1–3 на рис. 4.5.2, т.е. наблюдалось ослабление процесса теплообмена. При $A < 3^\circ$ $\Psi \approx 0$. При $A > 12^\circ$ появлялись линейные и радиальные вибрации моделей, обусловленные механическими резонансными свойствами устройства.

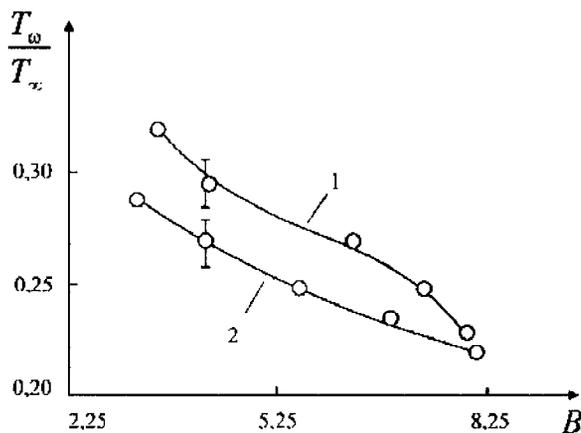


Рис. 4.5.3. Зависимости безразмерной температуры стенки от параметра вдува для моделей при «закрутке» элементарных струй охладителя

«Собранный на оси» вдув газа существенно снижает температуру стенки, один и тот же уровень температуры стенки достигается при рас-

ходах охладителя, в 4–5 раз меньших, чем при вдуве по нормали к поверхности. Такой вдув газа по эффективности сравним со вдувом через пористые материалы. На рис. 4.5.2 показаны зависимости безразмерной температуры стенки от параметра вдува для моделей $\varphi = 0.043$, $\beta = 36^\circ$, $d = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м, $R = 19 \cdot 10^{-3}$ м. Кривая 1 получена для моделей со вдувом по нормали к поверхности, 2 – оси отверстий параллельны оси симметрии модели, 3 – оси отверстий собраны в точке $x = 2 \cdot 10^{-2}$ м, 4 – $x = 3 \cdot 10^{-2}$ м.

На рис. 4.5.1 показан общий вид модели, с помощью которой удастся повысить эффективность тепловой защиты полусферической оболочки по всей поверхности. Внутренний объем оболочки 1 разделен перегородками 2 на изолированные друг от друга секции, в которые независимо подается охладитель, а оси отверстий каждой секции собраны в точках x_1, x_2, x_3 . «Собранный на оси» вдув газа в комбинации с раздельной подачей охладителя на менее теплонапряженные участки поверхности позволяет значительно повысить эффективность тепловой защиты моделей по всем параметрам: за счет экономии расхода охладителя, получения более низкой температуры стенки и равномерного ее распределения по обводу.

Раннее смыкание элементарных струй наблюдается при увеличении угла уширения элементарных струй с помощью закрутки струй по часовой стрелке или против (см. рис. 4.5.1). Закрутку струй можно реализовать с помощью шнеков, специальных микрофорсунок или резьбы. Раннее смыкание струй обеспечивает перемешивание газа в области оттеснения набегающего потока и устранение крупномасштабных турбулентных пульсаций на основных участках элементарных струй. На рис. 4.5.3 показаны зависимости безразмерной температуры от параметра вдува для моделей с $R = 9.5 \cdot 10^{-3}$ м, $d = 1.0 \cdot 10^{-3}$ м, $\beta = 18^\circ$. Кривая 1 получена для моделей с отверстиями без резьбы, 2 – с метрической резьбой.

Использование предложенного устройства позволяет повысить эффективность тепловой защиты перфорированной стенки за счет экономии расхода газа-охладителя и снижения тепловых нагрузок.

Физическая модель течения газа в составной струе предсказывает новые способы тепловой защиты перфорированной стенки, а также известные. Кроме того, становится понятным, почему системы теплозащиты вдувом газа через совокупность круглых отверстий восприимчивы к аку-

стическим колебаниям и вибрационным возмущениям. Происходит подавление турбулентности или ее усиление за счет корреляций пульсаций на основных участках элементарных струй газа-охладителя и в зонах смыкания струй и малых возмущений. Результат такого воздействия носит двойкий характер, наблюдается как интенсификация процесса теплообмена, так и ослабление.

§ 4.6. Об акустическом воздействии на параметры течения и теплообмен затупленного тела с газовыми потоками

Рассмотренные газодинамические характеристики составной струи в набегающем потоке свидетельствуют о наличии областей течения, где возникают турбулентные вихри. Следовательно, составная струя в набегающей потоке должна быть также восприимчива к воздействию малых возмущений [8–10, 59].

Эксперименты проводились в струях электродугового плазмотрона ЭДП-104 А/50, омического нагревателя газа и в рабочей части низкоскоростной малотурбулентной аэродинамической трубы типа МТ-324 [60–62].

Модели (см. рис. 4.3.1) устанавливались торцевой частью навстречу набегающему потоку воздуха. Через внутренний объем моделей и семь круглых отверстий в торцевой части подавался воздух, сформированный в виде составной струи. Внутри модели размещался динамик, излучающий продольные потоку синусоидальные во времени звуковые волны, распространяющиеся вдоль течения отдельных струй.

Таблица 4.6.1

Условия проведения экспериментов

Тип установки	δ , 10^{-3} м	d , 10^{-3} м	D , 10^{-3} м	h , 10^{-3} м	T_{∞} , К	v , м/с	Re_D
ЭДП-104А/50	1	6	19	40	3600	66.1	935
Омический нагреватель	1	6	19	40	460	0.51	–
МТ-324	12	68	120	–	300	4,34	372

Геометрические размеры моделей и условия проведения экспериментов приведены в табл. 4.6.1, где T_∞ и v_∞ – среднemasсовая температура и среднерасходная скорость набегающего потока, Re_D – число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру моделей, δ , d , D – диаметры отверстий, пронцаемого участка и модели, h – расстояние от модели до среза отверстия для прохода газа (плазмы).

Параметры набегающих потоков определялись с помощью термопар, пневмометрических зондов, из условия энергетического баланса работы плазмотрона. Суммарные расходы воздуха G_w , подаваемые через круглые отверстия моделей, варьировались в пределах $(0.1-8.5) \cdot 10^{-3}$ кг/с, контролировались ротаметрами типа РС, GF и поддерживались в течение опыта постоянными. Температура воздуха, подаваемого через круглые отверстия, для всех опытов изменялась незначительно (300–310) К.

В процессе проведения экспериментов измерялась величина теплового потока в стенку на расстоянии $1.0 \cdot 10^{-3}$ м от лобовой критической точки известным экспоненциальным методом.

Параметры в области вдува газа – скорость V , продольные u , поперечные v пульсации скорости – определялись термоанемометром (диаметр нити датчика, изготовленной из вольфрама, составлял $20 \cdot 10^{-6}$ м). Значения V , u , v измерялись в 30 точках с координатами x_i , y_j ($i = 1, \dots, 6$, $j = 1, \dots, 5$) и шагом между соседними точками $5 \cdot 10^{-3}$ м. Суммарные погрешности определения параметров составляли: $\delta T_\infty \leq 10\%$, $\delta v_\infty \leq 6\%$, $\delta q_w \leq 9\%$, $\delta G_w \leq 5\%$, $\delta v \leq 12\%$, $\delta u \leq 12\%$.

Частота и амплитуда акустических колебаний задавались с помощью генератора звуковых колебаний типа ГЗ и динамика ТА. Диапазоны варьируемых частот f и интенсивности звука J составляли (10–2000) Гц, (30 – 64) дБ. Частотный параметр $F = 2\pi v f / v_\infty^2$ изменялся в пределах $33.4 \cdot 10^{-7} - 1.9$ (v – коэффициент кинематической вязкости набегающего потока).

На рис. 4.6.1, 4.6.2 показаны зависимости относительного теплового потока в стенку моделей от частотного параметра для различных расходов вдуваемого газа. Здесь q_+ , q_- – значения теплового потока в условиях воздействия акустического поля и без него. Кривые 1–3 на рис. 4.6.1

получены для моделей, обтекаемых плазменной струей, при $G_w = (0.7, 1.18, 2.58) \cdot 10^{-4}$ кг/с. Кривые 1–3 на рис. 4.6.2 – для моделей, обтекаемых струей подогретого воздуха, при $G_w = (0.36, 0.62, 1.52) \cdot 10^{-4}$ кг/с. Линии на рисунках являются аппроксимацией экспериментальных точек методом наименьших квадратов.

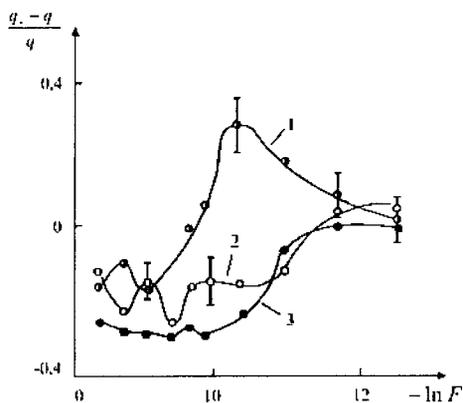


Рис. 4.6.1. Зависимости относительного теплового потока от частотного параметра, полученные в струе плазматрона

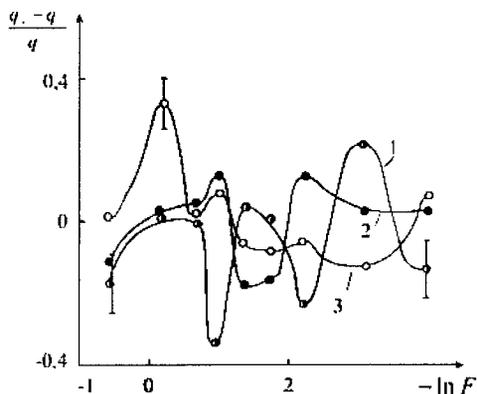


Рис. 4.6.2. Зависимости относительного теплового потока от частотного параметра, полученные в струе подогретого воздуха

Анализ полученных результатов свидетельствует о двояком влиянии акустического поля на теплообмен: возможны условия, при которых происходит интенсификация теплообмена $(q_+ - q_-)/q_- > 0$ и его ослабление $(q_+ - q_-)/q_- < 0$. Процессы интенсификации и ослабления теплообмена наблюдаются при обтекании моделей как струей плазмы, так и струей подогретого воздуха.

Области интенсификации теплообмена появляются при относительно низких частотах акустического поля и небольших расходах вдуваемого газа (кривые 1 на рис. 4.6.1, 4.6.2). Области ослабления возникают при более высоких частотах акустических колебаний и более высоких значениях расходов вдуваемого газа (кривые 2, 3 на рис. 4.6.1, 4.6.2). Восприимчивость процесса теплообмена к частотам акустического поля может быть устойчивой (кривые 1–3 на рис. 4.6.1) и неустойчивой с выделением определенных групп частот акустических колебаний (кривые 1–3 на рис. 4.6.2).

С целью выяснения возможных причин интенсификации и ослабления процесса теплообмена проводились измерения профилей скорости и пульсации скорости u , v в области течения составной струи в рабочей части аэродинамической трубы. Расход вдуваемого газа через круглые отверстия изменялся в пределах $G_w = (4.5 - 8.0) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Степень турбулентности газа, измеренная на оси отверстия в точке А (см. рис. 4.6.1) торцевой части модели, составляла 0.07–0.09.

Область течения вблизи стенки содержит зоны основных участков элементарных струй, зоны смыкания струй друг с другом, застойные зоны, область смещения подаваемого газа и набегающего потока.

На рис. 4.6.3 кривая 1 соответствует профилю безразмерной скорости газа на расстоянии $x/\delta = 1.67$ от торцевой части стенки модели. Скорость газа на срезе единичного отверстия при этом $V_m = 6.78$ м/с.

На рис. 4.6.4, 4.6.5 кривые 1 иллюстрируют распределение продольных u и поперечных v пульсаций скорости, измеренных в тех же точках, что и профиль скорости (кривая 1 на рис. 4.6.3):

$$\overline{u^2} = \sum_{i=1}^K \frac{u_i^2}{K}, \quad \overline{v^2} = \sum_{i=1}^K \frac{v_i^2}{K},$$

V_x , V_y – проекции вектора скорости. Распределение кривых на рис. 4.6.3–4.6.5 свидетельствует о наличии на основных участках элемен-

тарных струй высокоградиентных профилей скорости газа. В точках перегиба профилей скорости ($y/\delta = 0.42$) присутствуют крупномасштабные низкочастотные пульсации газа. Амплитуда пульсаций

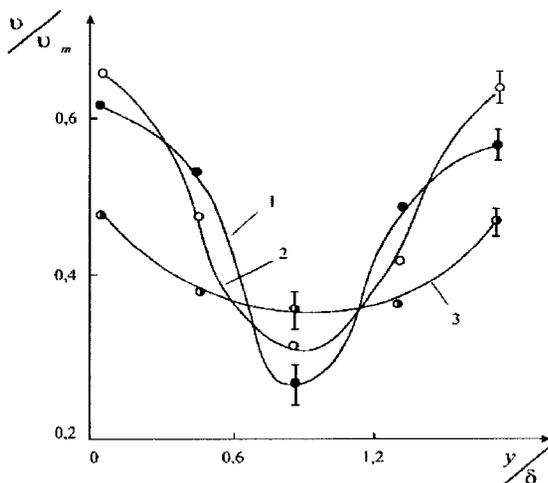


Рис. 4.6.3. Профили скорости в областях оттеснения набегающего потока

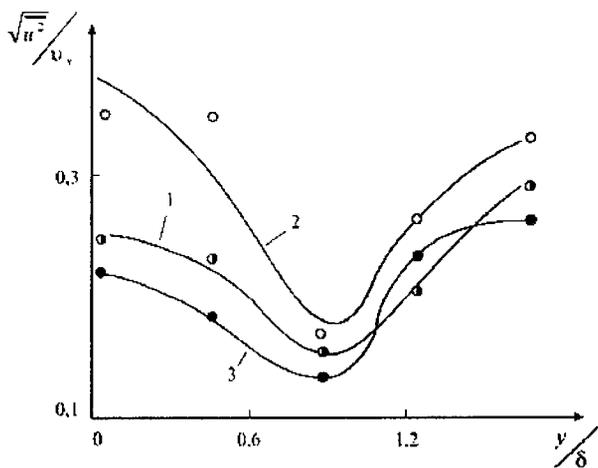


Рис. 4.6.4. Продольные пульсации газа

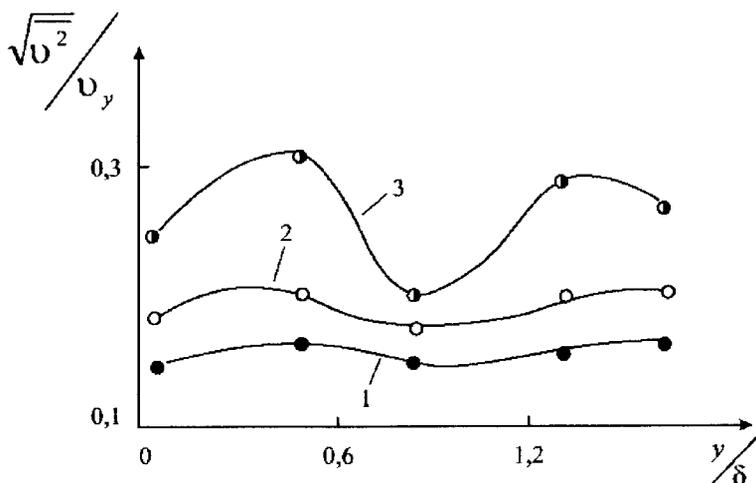


Рис. 4.6.5. Поперечные пульсации газа

скорости в застойных зонах и в зонах смыкания элементарных струй ($y/\delta = 0.83$) ниже, чем на основных участках, а частота выше.

На рис. 4.6.6 показаны расчеты спектральных плотностей продольных C_{Ku} и поперечных C_{Kv} пульсаций газа. Кривая 1 отвечает значениям C_{Ku} в точке $y/\delta = 0.42$ – точке перегиба профиля скорости, 2 – C_{Ku} в точке $y/\delta = 0.83$ – точке смыкания элементарных струй друг с другом. Такие турбулентные образования носят название когерентных структур. Результаты спектрального анализа свидетельствуют о появлении в точках перегиба низкочастотных пульсаций газа при $f = 15$ Гц, $C_{Ku} = 0.17$:

$$C_{Ku} = \sqrt{\left[\Delta t \sum_{i=1}^K \frac{u_i}{V_x} \cos(2\pi f \Delta t i) \right]^2 + \left[\Delta t \sum_{i=1}^K \frac{u_i}{V_x} \sin(2\pi f \Delta t i) \right]^2},$$

$$C_{Kv} = \sqrt{\left[\Delta t \sum_{i=1}^K \frac{v_i}{V_y} \cos(2\pi f \Delta t i) \right]^2 + \left[\Delta t \sum_{i=1}^K \frac{v_i}{V_y} \sin(2\pi f \Delta t i) \right]^2},$$

($\Delta t = 0.002$ с, $K = 100$).

В зоне смыкания элементарных струй основной вклад в энергию турбулентных пульсаций вносят поперечные высокочастотные пульсации ($C_{kv} = 0.14$ при $f = 100$ Гц).

На рис. 4.6.3–4.6.5 кривые 2, 3 изображают распределения безразмерной скорости, продольных и поперечных пульсаций скорости, измеренных в сечении $x/\delta = 1.67$ в присутствии акустического поля частоты $f = 15$ и 100 Гц при $J = 60$ дБ. Видно, что акустическое поле трансформирует профили скорости. Низкочастотные звуковые волны увеличивают амплитуду продольных пульсаций скорости на основных участках элементарных струй, образуются высокоградиентные зоны, профили скорости вытягиваются (кривые 2). Высокочастотные звуковые волны увеличивают амплитуду поперечных пульсаций газа в зоне смыкания элементарных струй, профили скорости становятся более гладкими без высокоградиентных областей (кривые 3).

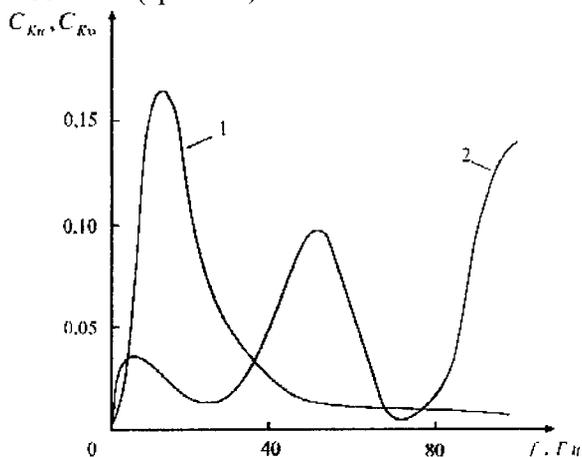


Рис. 4.6.6. Спектральные плотности пульсаций газа

Расчеты взаимокорреляционных функций

$$R_{uf} = \frac{\sum_{i=1}^K u_i \cos(2\pi f \Delta t i)}{\sqrt{\sum_{i=1}^K u_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^K \cos^2(2\pi f \Delta t i)}}, \quad R_{vf} = \frac{\sum_{i=1}^K v_i \cos(2\pi f \Delta t i)}{\sqrt{\sum_{i=1}^K v_i^2} \sqrt{\sum_{i=1}^K \cos^2(2\pi f \Delta t i)}}$$

приведены на рис. 4.6.7, где зачерненные точки отвечают корреляциям продольных пульсаций газа при наличии акустического поля и звуковых волн, светлые – корреляции поперечных пульсаций газа при наличии акустического поля и звуковых волн, светлые значки – результаты расчетов в точке $y/\delta = 0.42$, темные – в точке $y/\delta = 0.083$. Видно, что низкочастотные акустические колебания $f = 15$ Гц взаимокоррелированы с продольными пульсациями скорости на основных участках элементарных струй ($y/\delta = 0.42$, $R_{uf} = 0.63$). Высокочастотные акустические колебания $f = 100$ Гц взаимокоррелированы с поперечными пульсациями скорости в зоне смыкания элементарных струй ($y/\delta = 0.83$, $R_{vf} = 0.63$).

Результаты исследования параметров газа в окрестности лобовой критической точки показал, что низкочастотные акустические колебания способствуют возникновению крупномасштабных турбулентных пульсаций. Высокочастотные акустические колебания подавляют процесс образования крупномасштабных турбулентных пульсаций, поле течения газа становится более равномерным без высоких значений градиентов скорости. Появляется возможность управлять процессом тепломасообмена.

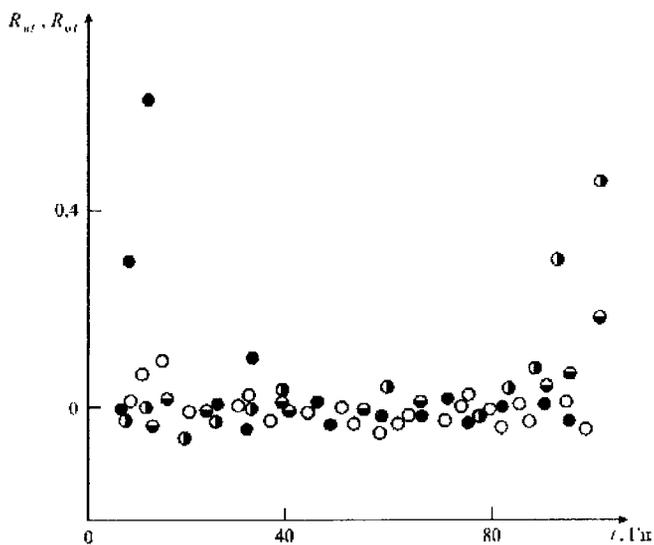


Рис. 4.6.7. Расчеты взаимокорреляционных функций

Интенсификация теплообмена между моделями и высокотемпературными струями с помощью низкочастотных звуковых волн, по всей видимости, связана с взаимодействием акустических колебаний и когерентных структур на основных участках элементарных струй. Происходит дополнительная турбулизация течения и, как следствие этого, интенсификация процесса теплообмена. Высокочастотные акустически колебания взаимокоррелированы с поперечными пульсациями скорости в зонах смыкания элементарных струй. Осуществляется подавление крупномасштабных пульсаций скорости газа и ослабление процесса теплообмена.

§ 4.7. Теплообмен перфорированной стенки с высокотемпературным потоком при вдуве газа и вибрационных возмущениях

Вибрации поверхностей энергетических установок, летательных аппаратов и т.д. сопутствуют почти всегда при их эксплуатации. Несмотря на незначительную величину возмущений, результат такого взаимодействия может существенно исказить характеристики теплообмена [6, 10, 11, 63–65].

В данном параграфе экспериментально исследуется теплообмен перфорированной стенки, обтекаемой струями плазмы и подогретого воздуха, вибрации стенки при вдуве газа-охлаждителя через совокупность круглых отверстий навстречу набегающему потоку. При этом исследовалось влияние частотного параметра $F = 2\pi\nu f / v_\infty^2$, числа Рейнольдса $Re_\lambda = c\lambda/\nu$, параметра вдува $B = 4G_w / [\pi d^2 (\alpha/c_p)_0]$ на относительную функцию теплообмена $(q_+ - q_-)/q_-$, где c – скорость звука, λ – длина волны возмущений.

Эксперименты проводились в воздушных струях электродугового плазмотрона ЭДП-04А/50, омического нагревателя газа и в рабочей части низкоскоростной малотурбулентной аэродинамической трубы типа МТ-324.

На рис. 4.7.1 показана схема моделей, выполненных в форме усеченного конуса, в малом основании которого высверливались семь круглых отверстий. Через внутренний объем моделей навстречу набегающему потоку вдувался воздух. Геометрические размеры моделей и условия проведения опытов приведены в табл. 4.1.1.

Продольные по потоку синусоидальные во времени вибрации торцевой поверхности моделей, так называемые линейные вибрации (терминология из работы [66]), задавались с помощью вибростенда (рис. 4.7.1,а), выполненного на основе электродвигателя 1 с насаженной на ось зубчатой шестерней 2. Амплитуда A и частота вибраций задавались геометрическими размерами шестерни и скоростью вращения вала электродвигателя ω .

Радиальные вибрации поверхности (см. рис. 4.7.1,б) формировались аналогично линейным, отличие состояло в несоосном расположении вала электродвигателя и штуцера 3, а также в наличии поднимающих пружин 4.

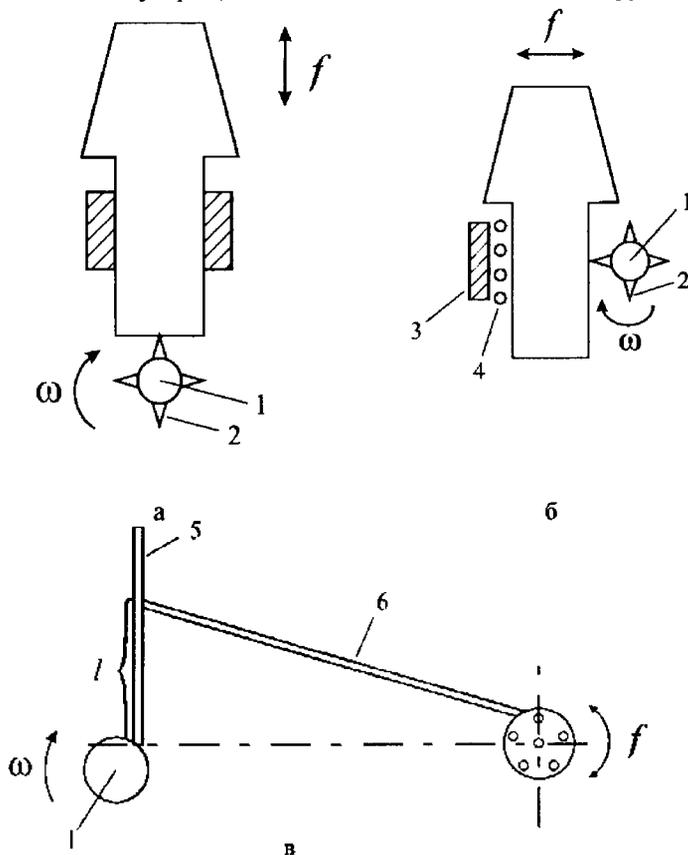


Рис. 4.7.1. Схемы используемых вибростендов

Тангенциальные вибрации поверхности (рис. 4.7.1,в) создавались за счет преобразования вращательного движения вала электродвигателя в возвратно-поступательное движение стенки с помощью коромысла 5 и штанги 6. Частота тангенциальных вибраций f и амплитуда A регулировались частотой вращения вала электродвигателя ω и длиной коромысла l . Частота и амплитуда вибраций варьировались в пределах $f = (0 - 25)$ Гц, $A = (0.5 - 7.0) \cdot 10^{-3}$ м и $A = (0 - 9)^\circ$ для тангенциальных вибраций. Параметры набегающих потоков и теплообмена определялись с помощью термопар, термоанемометра, пневмометрических зондов, ротаметров, из условия энергетического баланса работы плазмотрона. Температура воздуха, подаваемого через круглые отверстия, изменялась незначительно (300–310) К. Для каждого опыта параметры набегающего потока и ддуваемого газа не изменялись с течением времени.

На рис. 4.7.2 показаны зависимости относительной функции теплообмена от частоты для различных типов вибрационных возмущений. Кривые 1–5 получены, соответственно, для расходов газа-охладителя $(2.38, 2.61, 2.97, 3.2, 3.45) \cdot 10^{-4}$ кг/с и линейных вибраций поверхности.

Сплошные линии – расчеты по аппроксимационной формуле, полученной в данной работе:

$$(q_+ - q_-) / q_- = 13.74B^{-0.545} \text{Re}_\lambda^{-0.117}$$

при $31 \leq B \leq 50$, $27.5 \leq \text{Re}_\lambda \leq 131.9$. Погрешность аппроксимации не превышала 9%.

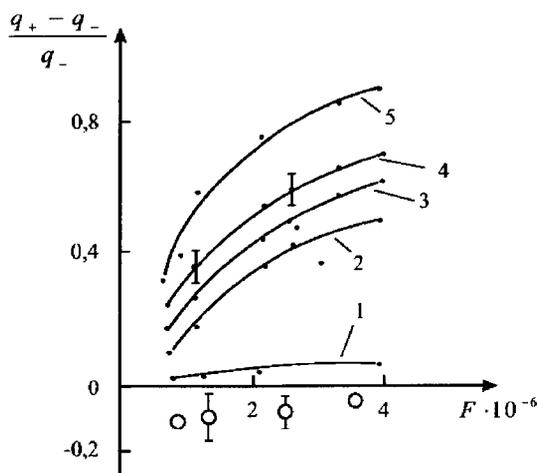
Анализ кривых 1–5 на рис. 4.7.2,а показывает, что линейные вибрации поверхностей моделей в исследуемых диапазонах частот и расходов охладителя интенсифицируют процесс теплообмена, увеличение частоты вибраций приводит к возрастанию относительной функции теплообмена.

Кривые 6–8 на рис. 4.7.2,б получены соответственно для расходов газа-охладителя $(0.3, 0.41, 0.73) \cdot 10^{-4}$ кг/с, при частотах $F = (0.0556, 0.2085, 0.278) \cdot 10^{-4}$ и тангенциальных вибраций поверхностей моделей.

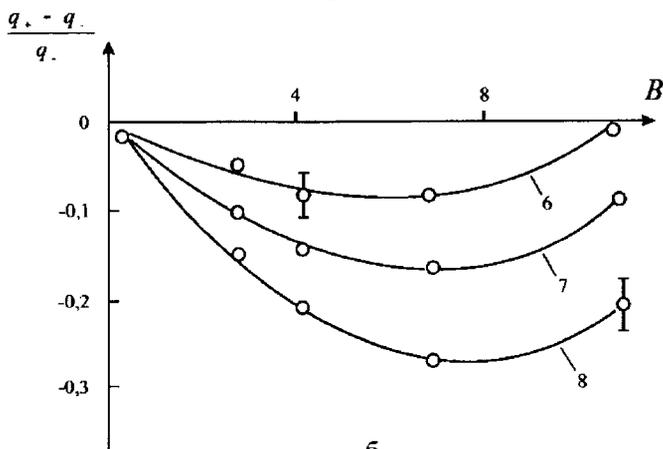
Сплошные линии – расчеты по аппроксимационной формуле, полученной в данной работе:

$$(q_+ - q_-) / q_- = (8.43F + 2.15 \cdot 10^{-3})B^2 - (0.168 \cdot 10^4 F + 1.65 \cdot 10^{-2})B$$

при $2.83 \leq B \leq 6.89$, $0.0556 \cdot 10^{-4} \leq F \leq 0.278 \cdot 10^{-4}$, с погрешностью аппроксимации, не превышающей 9.6%.



а



б

Рис. 4.7.2. Влияние различных типов вибраций на теплообмен

Светлые значки на рис. 4.7.2,а, расположенные сверху, получены для расхода газа-охладителя $2.38 \cdot 10^{-4}$ кг/с, расположенные внизу — $2.61 \cdot 10^{-4}$ кг/с и радиальных вибраций поверхностей. Видно, что танген-

циальные и радиальные вибрации поверхностей приводят к уменьшению относительной функции теплообмена. Доверительные границы на рис. 4.7.2 рассчитаны по 3–5 опытам с доверительной вероятностью 0.95 и коэффициентом Стьюдента $t_{\alpha} = 1.96$.

Представляют интерес формулы для зависимостей относительной функции теплообмена $(q_+ - q_-)/q_-$ от интенсивности колебаний $J = \rho c(2\pi fA)^2/2$:

$$\Psi = (0.046B - 1.376)J^{0.0024B + 0.174}, \quad (4.7.1)$$

при $31.2 \leq B \leq 49.4$, $0.032 \text{ Вт/м}^2 \leq J \leq 1.25 \text{ Вт/м}^2$ для линейных вибраций;

$$\Psi = 0.0523B^{0.95} - 0.01(0.6 + 0.5B)\ln J \quad (4.7.2)$$

при $1.75 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{град}^2 / (\text{с}^3 \cdot \text{м}^2) \leq J \leq 39.2 \cdot 10^5 \text{ кг} \cdot \text{град}^2 / (\text{с}^3 \cdot \text{м}^2)$,
 $2.83 \leq B \leq 6.89$ для тангенциальных вибраций;

$$\Psi = 0.668 - 0.032B + (0.007B - 0.243)J \quad (4.7.3)$$

при $22.4 \leq B \leq 24.6$, $0.05 \text{ Вт/м}^2 \leq J \leq 0.65 \text{ Вт/м}^2$ для радиальных вибраций.

Погрешности аппроксимаций формул (4.7.1) – (4.7.3) не превышали 4.3, 7.5 и 5.1% соответственно.

В табл. 4.7.1 приведены «пороговые» интенсивности колебаний J_{Π} и параметры вдува B_{Π} , выше которых начинает сказываться влияние колебаний на теплообмен.

Таблица 4.7.1
 «Пороговые» интенсивности колебаний
 и параметры вдува

Тип вибраций	J_{Π}	B_{Π}
Линейные	0.032 Вт/м ²	2.83
Радиальные	0.050 Вт/м ²	22.46
Тангенциальные	$1.75 \cdot 10^5$ кг · град ² / (м ² · с ³)	2.30

Следует отметить, что при тангенциальных и радиальных вибрациях поверхностей и малых значениях параметра вдува $B < 2.3$ могут возникать неустойчивые процессы, связанные с колебаниями температуры стенки (рис. 4.7.3). Частота таких колебаний близка к частоте вибраций поверхности, что свидетельствует о связи этого явления с инерционными свойствами системы. Для небольших расходов газа-охладителя вибрации поверхности перестают быть малыми энергетическими возмущениями. В моменты времени, соответствующие перемене знака фазы возмущения за счет инерционных сил, вероятно, происходит перераспределение плотности охладителя в области газовой завесы у защищаемой стенки. Горячий газ из внешнего потока проникает к стенке, и ее температура повышается, процесс периодически повторяется.

Полученные результаты по влиянию вибраций поверхности на теплообмен можно интерпретировать с помощью физической модели, в соответствии с которой на основных участках элементарных струй (см. рис. 4.3.1) происходит дополнительная турбулизация течения. В этих зонах зарождаются продольные оси элементарной струи, низкочастотные крупномасштабные пульсации газа, которые выносят газ из набегающего высокотемпературного потока к защищаемой стенке и интенсифицируют процесс теплообмена. Линейные вибрации поверхностей возбуждают аналогичные низкочастотные пульсации газа и также интенсифицируют теплообмен.

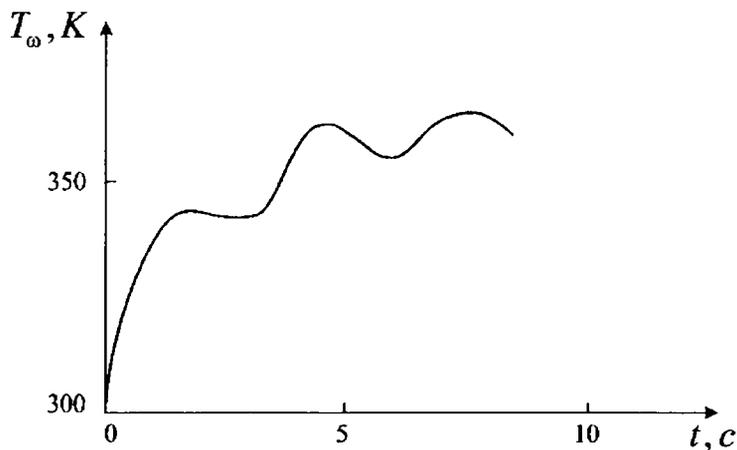


Рис. 4.7.3. Зависимость температуры стенки от времени

При относительно небольших расходах охладителя (кривая 1 на рис. 4.7.2) влияние линейных вибраций сказывается незначительно, так как газ-охладитель не сформирован в элементарные струи. При небольших значениях расхода газа охлаждение моделей осуществляется с помощью механизма газовой завесы от отверстия к отверстию. С возрастанием расхода охладителя элементарные струи газа смыкаются друг с другом и эффект интенсификации теплообмена за счет линейных вибраций поверхности проявляется в большей степени (кривые 2–5 на рис. 4.7.2).

Тангенциальные и радиальные вибрации поверхности приводят к разрушению высокоградиентных областей течения газа на основных участках элементарных струй, где возникают крупномасштабные низкочастотные пульсации газа. Профили скорости газа вблизи стенки становятся более гладкими, происходит подавление турбулентности, в результате чего величина теплового потока в стенку уменьшается.

На рис. 4.7.4 приведены безразмерные профили скорости газа, измеренные в аэродинамической трубе МТ-324 на расстоянии $y/\delta = 5.0$ от поверхности торцевого загупления. Кривая 1 получена для обтекания моделей без вибрационных возмущений, 2 – с радиальными вибрациями, частота которых составляла 5.2 Гц, амплитуда $2 \cdot 10^{-3}$ м.

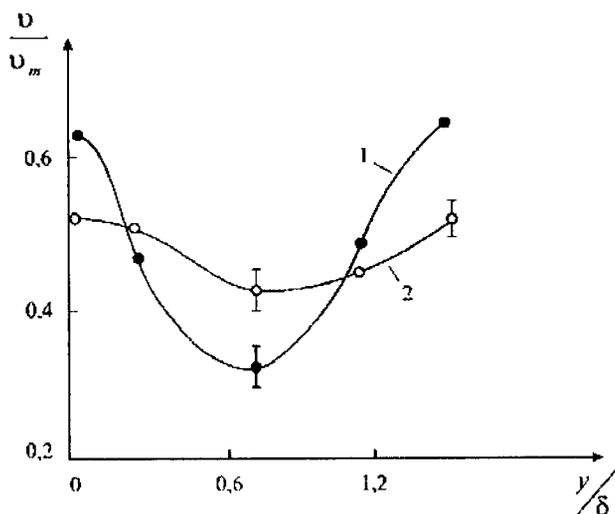


Рис. 4.7.4. Безразмерные профили скорости

Из рис. 4.7.4 видно, что вибрационные возмущения приводят к выравниванию профиля скорости, течение газа становится более равномерным, без высоких значений градиентов скорости. Такое выравнивание профилей скорости газа обусловлено подавлением турбулентности и, вероятно, является причиной ослабления процесса теплообмена при радиальных вибрациях поверхности. Аналогичные кривые (см. рис. 4.7.4) были получены и для обтекания моделей с тангенциальными вибрациями.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов показано, что малые энергетические возмущения, линейные, радиальные и тангенциальные вибрации перфорированной стенки при наличии вдува газа-охладителя могут интенсифицировать и ослаблять процесс теплообмена между газом и стенкой. Несмотря на незначительную величину возмущений, результат взаимодействия может существенно искажать характеристики тепломассообмена. Появляется возможность управлять гидродинамическими параметрами течения газа вблизи стенки, а также регулировать процесс тепломассообмена в таких системах.

§ 4.8. Аэрогазодинамические параметры систем пористого охлаждения в условиях воздействия малых возмущений

Обширный литературный материал, посвященный активной тепловой защите, можно классифицировать по нескольким признакам. Прежде всего, по условиям проведения экспериментальных исследований, по типу применяемой экспериментальной техники, по способам организации вдува охладителя и по геометрической форме испытываемых моделей.

В натуральных условиях приходится сталкиваться с обтеканием высокотемпературным потоком тел различной геометрической формы. В теоретических или в экспериментальных исследованиях обычно рассматривают два предельных случая: обтекание пластины и обтекание затупленных тел. В первом случае исследуется так называемое пленочное охлаждение [27]. Вдув охладителя производится через проницаемый участок пластины, исследуются параметры в зоне газовой завесы. Во втором случае течение набегающего потока в окрестности точки торможения характеризуется высокими значениями градиентов температур, скоростей и давлений, вдув охладителя может осуществляться по всей защищаемой поверхности, и исследование процессов тепломассообмена в этом случае производится как в завесных зонах, так и в зоне вдува охладителя.

В литературе [18, 21, 22, 27, 32, 33, 67–71] наиболее полно представлены результаты экспериментальных исследований в квазиизотермических условиях при относительно низких значениях температуры и скорости набегающего потока. Измеренные поля скоростей, температур и концентраций в завесных зонах позволяют представить качественную картину течения и механизм охлаждения стенки. В общем случае за местом вдува выделяют три характерных участка: начальный участок, участок стабилизации и участок развитого турбулентного течения. На участке развитого турбулентного течения профили скоростей не зависят от параметров вдуваемого газа-охладителя. Достаточно хорошо изучена эффективность тепловой защиты адиабатической стенки [18, 21, 22], а также влияния на нее длины проникаемого участка, степени турбулентности основного потока, продольного градиента давления, изотермичности течения, сжимаемости газа, влияния вдува инородного газа и химических реакций на защищаемой стенке.

Длина проникаемого участка при относительно слабых вдувах практически не оказывает влияния на эффективность тепловой защиты пластины, однако при интенсивных вдувах увеличение длины проникаемого участка приводит к резкому снижению эффективности тепловой защиты. Классическая теория пограничного слоя объяснить этого явления не может. Теневые методы [72] показывают на появление в этом случае крупномасштабных вихрей, вследствие чего охлаждающий газ выносятся из пограничного слоя в область, удаленную от проникаемого участка.

При докритических значениях параметра вдува (отсутствие оттеснения пограничного слоя вдуваемым газом) степень турбулентности основного потока практически не влияет на эффективность газовой завесы [22].

Вдув инородного газа тем эффективней, чем легче вдуваемый газ, или чем выше его удельная теплоемкость [19, 21]. Вдув легких газов с меньшей молекулярной массой приводит к более раннему и интенсивному нарастанию толщины слоя оттеснения.

При диффузорном и конфузорном течении в сверхзвуковых аэродинамических трубах и соплах положительный градиент давления приводит к повышению эффективности газовой завесы, а отрицательный – к ее снижению. При диффузорном течении может происходить отрыв пограничного слоя и снижение эффективности тепловой защиты [73]. Скачок уплотнения приводит к снижению эффективности газовой завесы, при переходе через критическое значение числа Маха, кривые зависимости эффективности от длины пластины имеют характерный перегиб. Объяс-

няется это влиянием сжимаемости газа, которое усиливается с ростом числа Маха. Для отрывного течения в сверхзвуковой части сопла эффективность газовой завесы резко падает [79].

Большим достоинством асимптотической теории пограничного слоя [18] является то, что она предсказывает критические параметры вдува, это возможно, если $v_w / v_e \approx \delta / L$, где δ – толщина пограничного слоя, v_w , v_e – скорости вдуваемого газа и набегающего потока, L – характерный размер тела. Для критического параметра вдува $B^* = (\rho v)_w / (\rho v)_e St_0$ получены следующие выражения:

$$B^* = \frac{1}{1-\psi} \left(\ln \frac{1+\sqrt{1-\psi}}{1-\sqrt{1-\psi}} \right)^2, \psi < 1, \quad B^* = \frac{1}{1-\psi} \left(\arccos \frac{2-\psi}{\psi} \right)^2, \psi > 1,$$

где $\psi = \rho_e / \rho_w$ – отношение плотностей набегающего и вдуваемого газов.

При $B > B^*$ возникает слой оттеснения, экспериментально установлено, что в слое оттеснения отсутствует продольная составляющая скорости, а турбулентные пульсации скорости возрастают.

Таким образом, при пористом вдуве существует два механизма охлаждения стенки: это разбавление и увеличение толщины пограничного слоя, а также его оттеснение при сверхкритических параметрах вдува. Турбулизация течения может происходить как при до-, так и при сверхкритических значениях параметров вдува, следовательно, аэродинамические характеристики систем пористого охлаждения должны быть восприимчивы к воздействию малых возмущений, так как, как правило, частоты турбулентных пульсаций совпадают с частотами акустических колебаний и возможно их взаимодействие друг с другом.

На рис. 4.8.1 приведены типичные профили скорости газа вдоль оси симметрии модели Ou металлокерамики $Al_2O_3 + SiO_2$ [2].

Эксперименты проведены в малотурбулентной аэродинамической трубе типа МТ-324 с целью иллюстрации сильных вдувов газа-охлаждителя, когда наступает оттеснение набегающего потока и появляется разделяющая линия тока.

Кривые 1–3 получены соответственно для расходов вдуваемого газа $G_w = (7.6, 8.2, 8.8) \cdot 10^{-3}$ кг/с. Местоположение разделяющей линии тока z определялось аналогично работе [71]. При замере профиля скорости вблизи разделяющей линии тока зависимость сигнала от нити термоанемометра имела вид, изображенный сплошной линией на рис. 4.8.2.

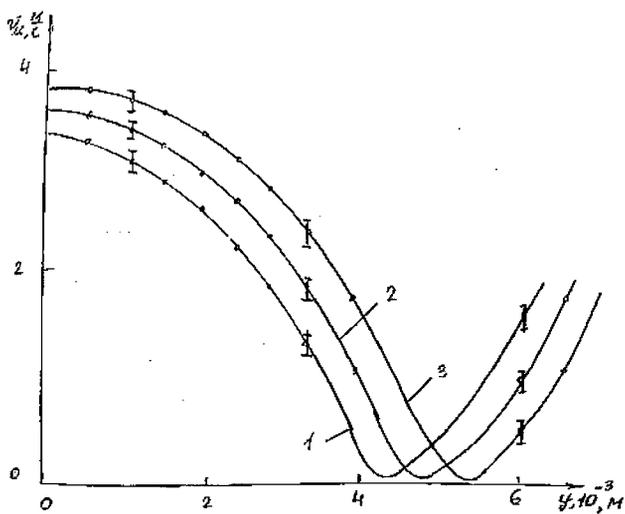


Рис. 4.8.1. Профили скорости газа

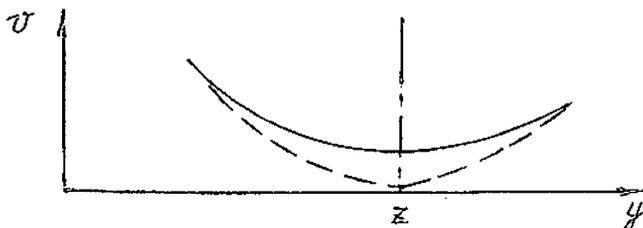


Рис. 4.8.2. К определению положения разделяющей линии тока

Чувствительный элемент имеет вполне конечную величину, попадая на разделяющую линию тока, нить все же омывается газом, происходит теплообмен, и термоанемометр не может показать нулевую скорость. Однако минимум на кривой $v(y)$ может быть легко найден. Координата этого минимума есть величина отхода разделяющей линии тока. Если, помимо z , нужно построить профиль скорости, то кривую $v(y)$ в точке минимума разрывают и одну ветвь оставляют по одну сторону оси y , а вторую ветвь переносят ниже оси y . Разрыв соединяется плавной кривой (штрихпунктирная линия на рис. 4.8.2) [71], местоположение разделяющей линии тока для кривых 1–3 составляло $(32, 35, 38) \cdot 10^{-3} \text{ м}$, а рассчитанных по формуле

$$z = \frac{\pi D}{4} \cdot \sqrt{\frac{\rho_w v_w^2}{\rho_e v_e^2}} \quad (4.8.1)$$

$(31.8, 34.6, 36.9) \cdot 10^{-3}$ м. Формула (4.8.1) получена из решения уравнений неразрывности и движения для вязкой несжимаемой жидкости, течения в окрестности лобовой критической точки [75].

На рис. 4.8.3 приведены типичные профили давления газа, измеренные на оси Ox на расстоянии $2 \cdot 10^{-3}$ м от поверхности (материал 3, см. табл. 4.1.2). Расходы охладителя для кривых 1–3 составляли соответственно $G_w = (7.6, 8.2, 8.8) \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Аналогичные профили получены и для материалов 1, 2, 4–8. Отмечаются неравномерность профилей давления вдуваемого газа, наличие градиентов давления, вызванные искажениями в структуре пористых материалов. Это подтверждается относительным подобием кривых при увеличении расхода.

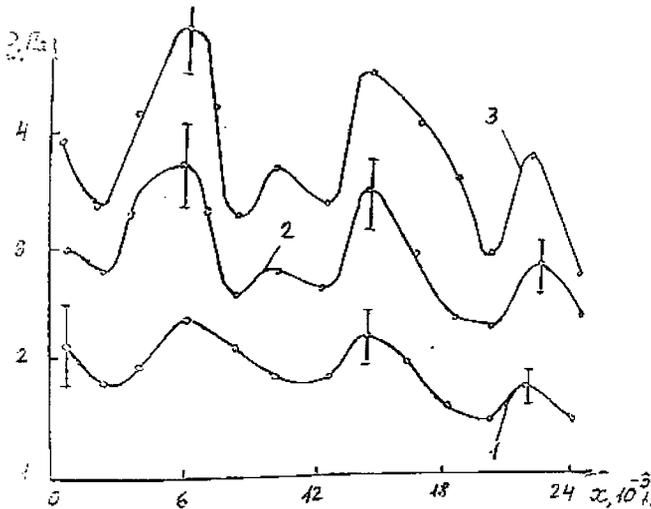


Рис. 4.8.3. Профили давления газа

В табл. 4.8.1 приведены результаты измерений степени турбулентности газа вдоль оси Ox для различных расходов охладителя. Результаты измерений ΔP и ϵ свидетельствуют о наличии отрывных течений с подсо-

сом охладителя (отрицательные значения ΔP) и развитого турбулентного характера течения газа вблизи пористой пластины.

Ламинарных режимов течения газа для всех материалов, представленных в табл. 4.8.1, и $(\rho v)_w = (0.01-6.83) \text{ кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$ не наблюдалось.

Таблица 4.8.1

Измерения степени турбулентности

$G_w, 10^{-3} \text{ кг/с}$	7.6	8.2	8.8
$y, 10^{-3} \text{ м}$	2, 6, 10	2, 6, 10	2, 6, 10
ε	0.06, 0.05, 0.04	0.08, 0.07, 0.05	0.10, 0.08, 0.06

Пульсации газа-охладителя не изменяли параметров течения газа вблизи пористой стенки, вибрации стенки могут турбулизовать течение газа вблизи внешней поверхности пористого материала. Так, для интенсивности колебаний $I = (0.20, 0.38, 0.51) \text{ Вт}/\text{м}^2$ степень турбулентности соответственно составляла $\varepsilon = 0.06, 0.08, 0.11$ (материал 4, см. табл. 4.1.2).

Заметное влияние на аэродинамические характеристики обтекаемых тел оказывает лишь достаточно сильный вдув газа-охладителя через пористый участок. В этом случае пограничный слой оттесняется от тела и все диссипативные процессы (вязкость, теплопроводность, диффузия) оказываются существенными в тонком слое смешения вдуваемого газа и внешнего потока, который заменяют поверхностью контактного разрыва [74, 76, 77]. Наиболее важной аэродинамической характеристикой тел является коэффициент волнового сопротивления C_x . Для тела, выполненного в форме усеченного конуса (см. рис. 4.2.4), C_x определяется как сумма коэффициентов сопротивления малого основания конуса и канонической поверхности. И рассчитывается C_x по результатам измерения давления P через дренажные отверстия на поверхности модели (8 отверстий) с помощью датчиков типа ЛХ-415:

$$C_x = \int \bar{P} \sin \beta dS / S_M, \quad (4.8.2)$$

где $\bar{P} = 2(P - P_e) / (\rho_e v_e^2)$ – коэффициент давления, S_M – площадь миделева в сечения, или по формуле [78]:

$$C_x = \bar{P}_0 [\sin^3 \beta \frac{x_k}{r_M^2} (2r_M - x_k \sin \beta) + 0,915]. \quad (4.8.3)$$

Для проведенных в сверхзвуковой аэродинамической трубе экспериментов ($M_e = 2.1$) разница значений C_x , рассчитанных по формулам (4.8.2) и (4.8.3), не превышала 3.7%.

Геометрическую форму усеченного конуса можно описать с помощью уравнения образующей поверхности в цилиндрической системе координат [79]:

$$x^{10} + r^{10} = 1 \quad (4.8.4)$$

или [80]:

$$r = z^{0.125}. \quad (4.8.5)$$

Расчетные значения C_x с уравнением образующей (4.8.4) близки к экспериментальным: для параметра вдува $B = 1.3$, $C_x = 1.51$, $B = 4.1$, $C_x = 1.5$, $B = 8.2$, $C_x = 1.37$. Расчетное значение C_x с уравнением образующей (4.8.5) также удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами, для $M_e = 2.0$, $B = 0$, $C_x = 1.571$, т.е. вдув газа-охладителя через малое основание конуса, выполненное из пористого материала, улучшает волновое сопротивление затупленного тела, что не противоречит известным результатам [27, 29, 30].

В табл. 4.8.2 показаны значения C_x для моделей, обтекаемых сверхзвуковым ($M_e = 1.9$) подогретым потоком воздуха ($T_k = 382$ К, T_k – температура торможения) при наличии вибраций стенки.

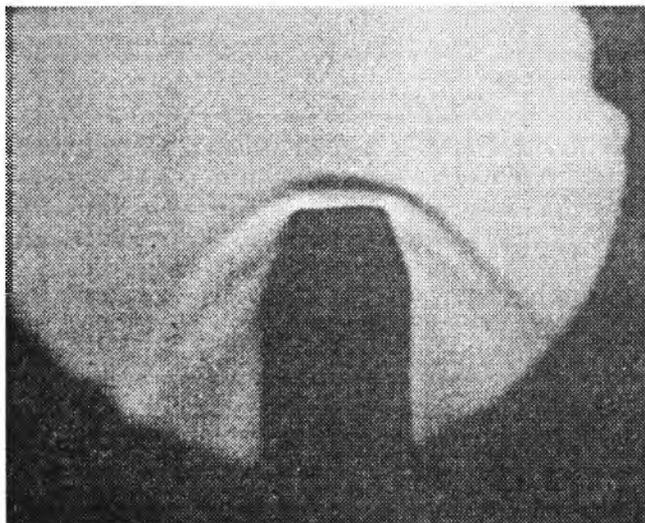
Таблица 4.8.2
Зависимости коэффициента волнового сопротивления от интенсивности возмущений и параметра вдува

B	0	1.3	4.1
I , Вт/м ²	0	0, 0.2, 0.36, 0.6	0, 0.2, 0.36, 0.6
C_x	1.52	1.51, 1.5, 1.46, 1.42	1.49; 1.43, 1.41, 1.4

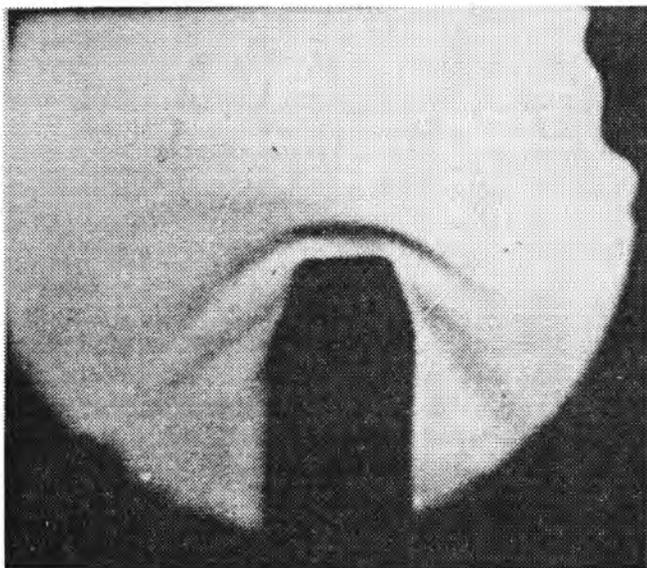
Из табл. 4.8.2 видно, что вибрации пористой стенки в сверхзвуковом потоке газа уменьшают коэффициент волнового сопротивления.

На рис. 4.8.4 приведены теневые фотографии (шпирен метод), иллюстрирующие положение ударной волны без вибрации модели (рис. 4.8.4,а) и с вибрациями $I = 0.6$ Вт/м², $B = 0$ (рис. 4.8.4,б).

Обращает на себя внимание факт уменьшения угла раствора скачка уплотнения при вибрациях модели, что, вероятно, и является причиной уменьшения C_x .



a



б

Рис. 4.8.4. Фотографии ударной волны

§ 4.9. Теплофизические характеристики пористых материалов и влияние малых возмущений на процессы теплообмена систем пористого охлаждения

Обширные сведения о параметрах течения газа в пограничном слое, о влиянии свойств вдуваемого газа на теплообмен проникаемых затупленных тел и пластин позволили авторам [6, 10, 11, 18, 22, 27, 32, 65, 81, 82] получить аппроксимационные относительные законы теплообмена:

$$\Psi = 1 - 0.67 \left(\frac{M_e}{M_w} \right)^{0.25} B, \quad (4.9.1)$$

$$\Psi = 1 - \left(\frac{M_e}{M_w} \right)^{0.25} \exp[0.2303(-0.45 + 0.3B)], \quad (4.9.2)$$

$$\Psi = 1 - 0.19 \left(\frac{M_e}{M_w} \right)^{0.35} B, \quad (4.9.3)$$

$$\Psi = \exp \left[-0.37 \left(\frac{M_w}{M_e} \right)^{0.7} B \right], \quad (4.9.4)$$

$$\frac{St}{St_0} = \frac{M_w}{M_e} \cdot \frac{T_e}{T_a} \left(\frac{2}{\sqrt{\Psi} + 1} \right)^2 \left(1 - \frac{B}{B_k} \right)^2, \quad (4.9.5)$$

где $\Psi = q/q_0$ – отношение тепловых потоков в защищаемую стенку со вдувом и без вдува охладителя; $B = (\rho v)_w / (\alpha/c_p)_0$ – параметр вдува; α – локальный коэффициент теплоотдачи; M_e , M_w – молекулярный вес набегающего потока и вдуваемого газа; St – число Стэнтона; T_a – температура адиабатической стенки; $B_k = T_e [\arccos(2 - \Psi) / \Psi]^2 / T_a (\Psi - 1)$; индекс 0 соответствует значениям параметров без вдува охладителя $\Psi = T_w / T_a$.

Формулы (4.9.1), (4.9.2) получены авторами [81, 82] для ламинарного пограничного слоя, образующегося при обтекании лобовой критической точки затупленного тела; равенства (4.9.3), (4.9.4) – для турбулентного пограничного слоя на пластине [27, 32]. Вдув газа-охладителя осуществляется через пористые участки защищаемой поверхности для относительно низкотемпературных течений и для умеренных вдувов $B < 3$.

Если рассматривать теплообмен в неадиабатических условиях, то наряду с завесным охлаждением будет иметь место регенеративное

охлаждение. Экспериментально показано [22], что степенной закон [18] для теплообмена:

$$St = 0.0128 Re_{**}^{-0.25} Pr^{-0.75},$$

где Re_{**} – число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери энергии, будет сохраняться и в этом случае, если коэффициент теплообмена определять по температуре адиабатической стенки, причем подобие температур и скоростей также сохранится.

Формулы (4.9.1) – (4.9.5) с успехом применяются в инженерной практике по расчету активной тепловой защиты летательных аппаратов [20]. Пористое и пленочное охлаждение нашло широкое применение в плазмотронах с межэлектродными вставками [26, 70]. В канале плазмотрона межэлектродные вставки чередуются с участками пористых поясков. Вдув охлаждающего газа обеспечивает тепловую защиту стенки анода и одновременно стабилизирует электрическую дугу на оси канала. Проведенные исследования в условиях сильной неизотермичности течения плазмы показали, что теория [18] может быть использована для расчетов турбулентного теплообмена в канале плазмотрона с пористой стенкой при вдуве как однородного, так и инородного газов.

Как показывает литературный обзор, исследованию систем активной тепловой защиты уделяется большое внимание. Вопросы теплообмена тел при наличии вдува через пористый участок, а также в завесных зонах довольно полно изучены, и экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с теорией. Охлаждение тел с помощью газовых завес эффективно тогда, когда существует пограничный слой. Сильные вдувы газа, отрывные течения приводят к снижению эффективности завесного охлаждения.

Для выяснения влияния малых возмущений на характеристики теплообмена систем пористого охлаждения проводились эксперименты с моделями (рис. 4.9.1) в струе низкотемпературной плазмы, в струе подогретого воздуха и сверхзвуковой аэродинамической трубе [12]. Определялись температура стенки T_w в окрестности лобовой критической точки, а также $(\rho v)_w$ определялись измерением яркостной температуры с последующим пересчетом значений яркостной температуры в действительную X_A – термометром типа РС, РМ. Плотность теплового потока q_w рассчитывалась экспоненциальным методом из решения уравнения Абеля с аппроксимацией значений T_w степенным многочленным или кубическим сплайном. Суммарные погрешности определения

параметров не превышали $\delta T_w \leq 7.8\%$, $\delta q_w \leq 9.2\%$, $\delta(\rho v)_w \leq 4.3\%$. Погрешность аппроксимации T_w степенным многочленом составляла не более 3.1%, кубическим сплайном – 1.9%.

Параметры воздушной плазменной струи: $T_\infty = (3300 - 4900)$ К, $G_\infty = 1.0 \cdot 10^{-3}$ кг/с, $T_e = (3100 - 3600)$ К, $v_e = (32 - 57)$ м/с – среднemasовая температура, расход плазмообразующего газа, локальные значения температуры и скорости плазмы в рабочем сечении струи (в месте установки модели); определялись из условия энергетического баланса работы плазмотрона, ротаметром, спектрографом ИСП-30, водоохлаждаемыми энтальпиемером и насадком Пито. Параметры струи подогретого воздуха: $T_e = 570$ К, $v_e = 15$ м/с. Параметры сверхзвуковой аэродинамической трубы: $M_e = 1.9$, температура торможения потока $T_k = 382$ К.

Через внутренний объем моделей навстречу набегающему потоку подавался газообразный воздух или азот.

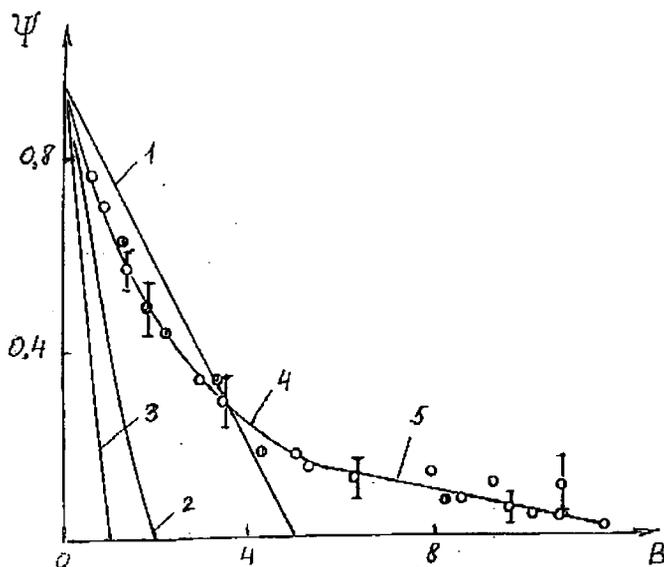


Рис. 4.9.1. Зависимости относительной функции теплообмена от параметра вдува: ○ – плазмотрон, ● – электр. нагреватель, ■ – сверхзвуковая аэродинамическая труба

На рис. 4.9.1 показаны обобщающие зависимости относительной функции теплообмена от параметра вдува. Кривые 1–4 рассчитаны соответственно по формулам (4.9.1) – (4.9.4), 5 – по формуле

$$\Psi = 0.28 - 0.024B, \quad 4.8 \leq B \leq 10.1. \quad (4.9.6)$$

Погрешность аппроксимации формулы (4.9.6), полученной в данной работе, не превышала 13.2%.

Анализ результатов, представленных на рис. 4.9.1, показывает удовлетворительное согласование результатов измерений Ψ с результатами расчетов Ψ по формуле (4.9.4) при $B < 4.8$. Для сильных вдувов $B > 4.8$ наблюдается большой разброс значений Ψ , который, по всей видимости, связан с увеличением степени турбулентности газа вблизи пластины с возрастанием параметра вдува (см. рис. 4.8.3).

Как показали результаты измерений скорости и пульсаций скорости газа, вблизи пористых поверхностей никакой смены течений: ламинарный, переходный, турбулентный режимы, как об этом говорится в работе [57], при исследуемых значениях параметров вдува не происходит. Шероховатость поверхностей пористых материалов и их микроструктура приводят к турбулентному режиму течения газа вблизи пластин уже при $(\rho v)_w \approx 0.01 \text{ кг/м}^2\text{с}$. Сильные вдувы газа-охлаждителя для различных пористых материалов инициируют процесс турбулизации течения вблизи лобовой критической точки по-разному, поэтому и возникает большой разброс значений Ψ .

Теплофизические характеристики пористых материалов, коэффициенты удельной теплоемкости c_p и теплопроводности λ определялись методом динамического калориметра [83] с помощью измерителей теплоемкостей ИТ- c_p -400 и теплопроводности ИТ- λ -400. Ввиду наличия пор на поверхности материалов вместо впитывающей смазки ПФМС-4 применялась алюминиевая пудра ГОСТ 5494–95. Градуировка приборов проводилась по образцам с известными теплофизическими свойствами из меди и кварцевого стекла. При определении c_p и λ была обнаружена зависимость измеряемого сигнала от толщины смазки образцов. Поэтому систематическая погрешность измерения, обусловленная толщиной смазки, переводилась в разряд случайной за счет варьирования толщины смазки в каждой серии опытов. Суммарные погрешности определения теплофизических характеристик не превышали $\delta c_p \leq 8.7\%$, $\delta \lambda \leq 9.2\%$.

Результаты измерений аппроксимированы формулами:

$$\lambda = 2.17 + 5.75 \cdot 10^{-3} T, \quad (4.9.7)$$

$$c_p = 153.2 + 0.108 \cdot T, \quad (4.9.8)$$

$$\lambda = 7.81 + 1.29 \cdot 10^{-2} T, \quad (4.9.9)$$

$$c_p = 376.1 + 0.214 \cdot T \quad (4.9.10)$$

при $297 \text{ K} \leq T \leq 672 \text{ K}$.

Погрешность аппроксимации не превышала 3.1%. Формулы (4.9.7), (4.9.8) получены для материала 5, а (4.9.9), (4.9.10) – 4.

Расчеты c_p и λ по формулам $c_p = c_k(1 - \Pi)$ [27, 36], $\lambda = 0.5 \times \lambda_k(1 - \Pi)$ [36], $\lambda = \lambda_k(1 - \Pi/0.48)$ [74], полученным для пористых материалов из плетеных волокон [36] и прессованных порошков [27] при $T = 300 \text{ K}$, близки к измеренным значениям $c_p = (151.8, 370.5) \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $\lambda = (2.28, 7.93) \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$. Значения удельной теплоемкости и теплопроводности каркаса c_k, λ_k брались из работ [83, 84].

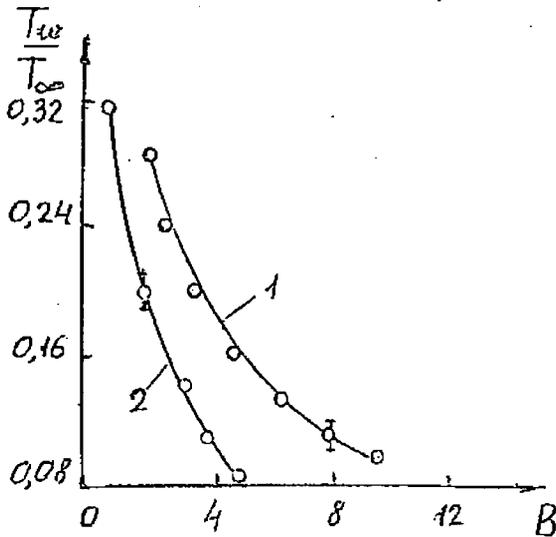


Рис. 4.9.2. Зависимости безразмерной температуры стенки от параметра вдува из стали (1), молибдена (2), $\Pi = 0.36$

Теплофизические свойства пористого материала оказывают существенное влияние на теплообмен модели. Из сравнения испытаний пористых образцов, изготовленных из стали и молибдена одинаковой структуры и пористости (кривые 1 и 2 на рис. 4.9.2), следует, что при одних и тех же параметрах вдува температура молибденовой стенки ниже температу-

ры стальной. Существенная разница в температурах стенок образуется из-за различной интенсивности внутреннего теплообмена, обусловленного, во-первых, отличиями теплофизических свойств указанных металлов, по-видимому, более высокими значениями коэффициента теплопроводности молибдена. Во-вторых, пористый молибден обладает более мелкозернистой структурой, у него более развита, чем у стали, удельная внутренняя поверхность f при одинаковой пористости. Это видно из формулы [27]

$$f = \frac{6}{d_3}(1 - \Pi),$$

где d_3 – диаметр сферических частиц.

Проведенный структурный анализ поверхностей показал, что у молибдена количество выходов пор на единицу площади больше, чем у стали. Уменьшение диаметра частиц приводит к увеличению числа выходов пор по всей поверхности и тем самым к более равномерному распределению подаваемого охладителя.

Из вышеизложенного следует, что интенсивность внутреннего теплообмена у молибдена выше, чем у стали.

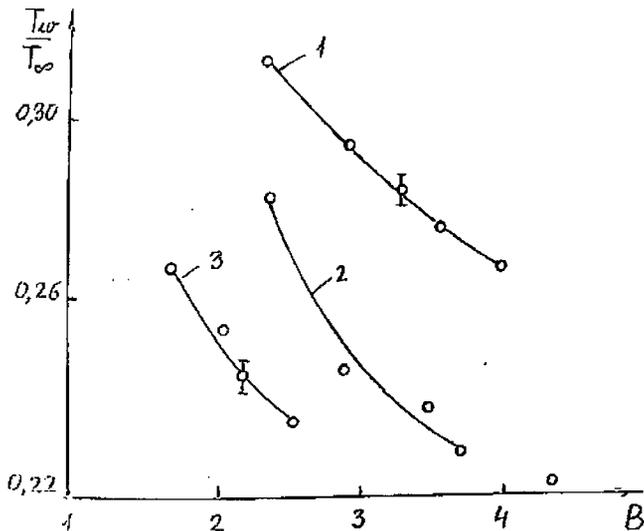


Рис. 4.9.3. Влияние параметра вдува и пористости вольфрамовой стенки на безразмерную температуру

Рассмотрим влияние пористости на теплообмен моделей. На рис. 4.9.3 показаны зависимости безразмерной температуры стенки из вольфрама от параметра вдува. Кривая 1 получена для материала с $1 - \Pi = 0.30$, 2 – $\Pi = 0.36$, 3 – $\Pi = 0.44$. Видно, что увеличение пористости материала приводит к снижению температуры защищаемой стенки. В этом случае, также как при исследовании влияния степени перфорации при вдуве газа через круглые отверстия, увеличение пористости приводит к более равномерному распределению охладителя по поверхности и, как следствие этого, к снижению тепловых потоков.

Исследование микроструктуры образцов до и после экспериментов показало, что на поверхности вольфрамового материала после проведения опыта образуется слой окисла характерного желто-серого цвета. Результаты работы [84] показали, что такой окисел появляется при взаимодействии вольфрама с кислородом. Следовательно, даже при сильных вдувах газа-охладителя и оттеснении плазменной струи кислород диффундирует к защищаемой стенке.

На рис. 4.9.4 представлена зависимость относительной функции теплообмена $\Psi_k = (q_w^+ - q_w^-) / q_w^-$ от интенсивности колебаний, где индексы «+» и «-» соответствуют параметрам с возмущениями и без возмущений. Кривые 1–6 (аппроксимации методом наименьших квадратов) получены для пористых материалов, обтекаемых струей подогретого воздуха. Темные значки – в присутствии вибраций стенки, светлые – пульсаций газа-охладителя. Кривые 7–9 – для материалов, обтекаемых струей плазмы. Для кривых 3, 6, 7 параметр вдува составлял $B = 5,3$; для кривых 2, 5, 8 – $B = 8,5$, для кривых 1, 4, 9 – $B = 11,7$.

Анализ результатов, показанных на рис. 4.9.4, свидетельствует, что пульсации газа-охладителя в исследуемых диапазонах I ослабляют процесс теплообмена между потоком и стенкой. Вибрации стенки могут как ослаблять теплообмен, так и интенсифицировать его. Степень влияния возмущений на процесс теплообмена для пульсаций газа выше, чем для вибраций стенки, и существенно зависит от расхода охладителя. Режимы $\Psi_k < 0$ возникают для материалов с пористостью $\Pi \geq 0.49$. Для материалов с $\Pi < 0.49$ пульсации газа не влияют на Ψ_k , а вибрации стенок приводили к $\Psi_k > 0$, т.е. наблюдалась только интенсификация процесса теплообмена.

В табл. 4.9.1 показаны зависимости Ψ_k для моделей, обтекаемых сверхзвуковым ($M_e = 1.9$) подогретым потоком воздуха ($T_k = 382$ К) при наличии вибрации стенок. Из табл. 4.9.1 видно, что вибрации пористой

стенки в сверхзвуковом потоке также влияют на Ψ_k , причем зависимости $\Psi_k(I, B)$ аналогичны зависимостям $\Psi_k(I, B)$ на рис. 4.9.4.

Таблица 4.9.1

Зависимости относительной функции теплообмена от интенсивности возмущений и параметра вдува

B	0	1.3	4.1	8.2
$I, \text{Вт/м}^2$	0	0, 0.2, 0.36, 0.6	0, 0.2, 0.36, 0.6	0, 0.2, 0.36, 0.6
Ψ_k	1	1, -0.05, -0.04, -0.02	1, -0.06, -0.05, -0.03	1, -0.07, -0.08, -0.04

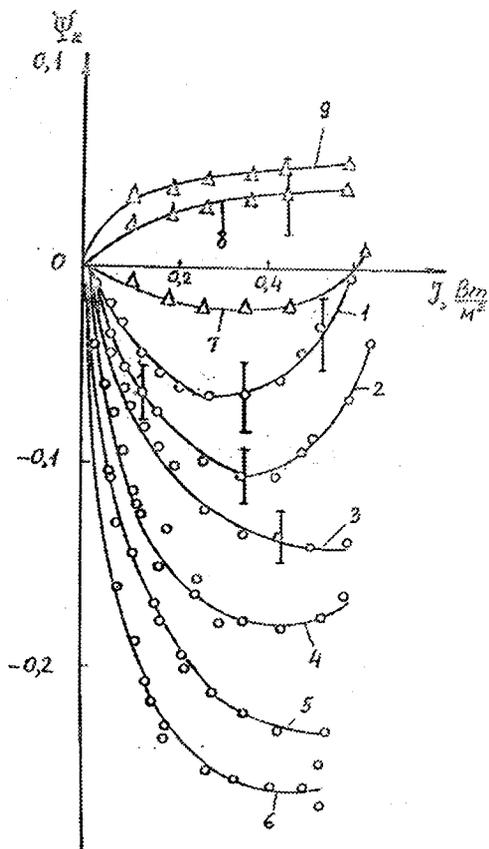


Рис. 4.9.4. Зависимости относительной функции теплообмена от интенсивности колебаний

§ 4.10. О механизме воздействия малых периодических возмущений на системы пористого охлаждения

Сравнение результатов по исследованию фильтрационных и тепловых характеристик пористых материалов в присутствии пульсационных и вибрационных возмущений (см. рис. 4.1.4, 4.9.4) свидетельствует об относительном подобии зависимостей вязкостного члена в законе фильтрации и относительной функции теплообмена от интенсивности колебаний и о гидродинамической природе процесса ослабления теплообмена. Исследуемые диапазоны изменения интенсивностей возмущений соответствуют параметру $H = \sqrt{\omega/2\nu} \cdot d \ll 1$, который характеризует отношение «глубины проникновения» вязких волн к размерам тела. Условие $H \ll 1$ означает проникновение вязких сил вглубь газа-охладителя при его фильтрации через поры [41].

Пусть скорость газа в порах (рис. 4.10.1) можно представить в виде суммы $u + u'$, где $u' = \delta x \omega \cos(\omega t) / 2\pi$ – пульсационная составляющая [12]. Пульсации газа приводят к появлению дополнительных нормальных $\sigma = \rho u'^2$ в направлении оси Ox и касательных напряжений трения $\tau = -\rho u' v'$ [85]. Нормальные напряжения трения обуславливают появление дополнительного «пульсационного» давления P_{II} . Однако расчеты указывают на незначительную величину $P_{II} = \rho \omega \delta x \approx 10^{-3}$ Па.

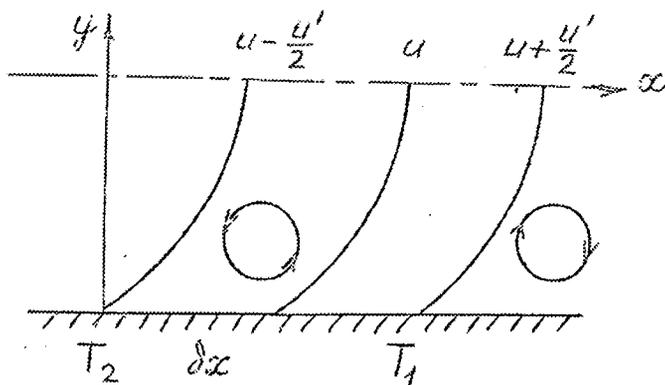


Рис. 4.10.1. Возможный механизм появления завихренностей

Оценки

$$\tau = -\overline{\rho u^1 v^1} = -\overline{\rho(u_0 \cos \omega t \ell \overline{du} / dy)} \cong -\rho(\text{const } \omega \delta x^2) \frac{\overline{du}}{dy}$$

указывают на появление дополнительного «пульсационного» коэффициента кинематической вязкости $\nu_k = \text{const } \omega \delta x^2$, здесь $\ell = \text{const } \delta x^2$, $\text{const} < 1$ – аналог длины пути перемешивания Прандтля. Введя безразмерный коэффициент сопротивления λ_c [90]: $\Delta P / L = \lambda_c \overline{\rho u^2} / 2d$, где L , d – длина и диаметр поры, и сравнив полученные результаты, например с законом сопротивления Гагена–Пуазейля, $\lambda_c = 64 / \text{Re}$, получим, что пульсации газа-охлаждителя приводят к более сильному уменьшению λ_c ($\text{Re}_a > \text{Re}$, где $\text{Re}_a = \overline{u^2} / \omega \nu$) с возрастанием Re . Следовательно, пульсации газа должны снижать α (см. рис. 4.1.4). При интенсивностях колебаний $I > 0.14 \text{ Вт/м}^2$ ($\text{Re}_a > 2000$, $\text{Re}_\phi > 2.3$), вероятно, возникают переходный и турбулентный режимы фильтрации газа, характеристики проницаемости при этом ухудшаются. Стрелки на рис. 4.10.1 иллюстрируют возможные механизмы появления завихренностей.

Проведем теперь оценку дополнительного переноса тепла при периодических пульсациях газа-охлаждителя $q = -\rho c_p \overline{u^1 T^1}$. При перемещении газа или стенки из положения T_1 в T_2 $T_1 > T_2$ за время $\tau/2$ (рис. 4.10.2) вглубь пористой стенки переносится тепловой поток

$$Q = \int_0^{\tau/2} \rho c_p u^1 T^1 dt + \int_0^{\tau/2} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} dt. \quad (4.10.1)$$

Выражение (4.10.1) справедливо, если время тепловой релаксации $\tau_p = d^2/a \ll 1$, где a – коэффициент температуропроводности. Проведя осреднение в 1-м члене выражения (4.10.1), разложение в ряд Тэйлора в окрестности температуры T_2 : $T_2 = T_1 + \partial T / \partial x \delta x$ и очевидные подстановки

$$\delta x = \int_0^{\tau/2} u^1 dt, \quad \omega = 2\pi/\tau, \quad \text{получим формулу для плотности теплового потока}$$

в пористой стенке при пульсациях газа-охлаждителя (вибрациях поверхности):

$$\int_0^{\tau/2} \rho c_p u^1 T^1 dt \cong \overline{\rho c_p u^1} \int_0^{\tau/2} T^1 dt \cong \overline{\rho u^1} c_p \frac{\tau}{2} (T_1 - T_2),$$

$$q = -\left(\lambda + \frac{\pi c_p \overline{\rho u^2}}{\omega}\right) \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (4.10.2)$$

Следовательно, периодические возмущения приводят к появлению дополнительного эффективного коэффициента теплопроводности и переносу тепла вглубь пористого материала. Аналогичная формула «транспорта» тепла вглубь пористой среды при пульсациях давления была получена в работе [86]. Расчеты [86] показывают о возможном пятикратном увеличении λ при пульсациях давления газа. Поэтому температура поверхности пористого материала и плотность теплового потока при вибрациях стенки и пульсациях газа-охлаждителя уменьшаются (рис. 4.9.4).

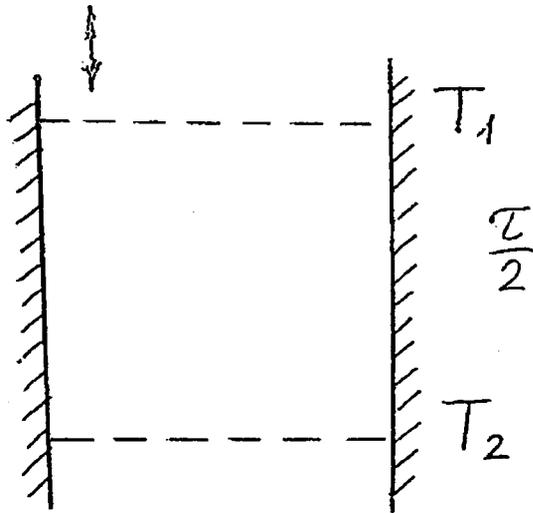


Рис. 4.10.2. Перемещение газа внутри поры при пульсациях газа-охлаждителя

Воздействие пульсаций газа-охлаждителя и вибраций стенки на относительную функцию теплообмена (см. рис. 4.9.4) не равнозначно. Вибрации стенки могут турбулизировать течение газа вблизи внешней поверхности пористого материала, при этом наблюдается интенсификация теплообмена (кривые 8, 9 на рис. 4.9.4). Измерения степени турбулентности газа ϵ вблизи пористой стенки, обтекаемой потоком воздуха в аэродина-

мической трубе МТ-324, подтверждают факт турбулизации газа вибрациями поверхности.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о восприимчивости систем пористого охлаждения к малым периодическим возмущениям, пульсациям газа-охладителя и вибрациям стенки. Восприимчивость систем пористого охлаждения к малым возмущениям, вероятно, обусловлена появлением дополнительных нормальных и касательных напряжений трения при фильтрации газа-охладителя сквозь поры, а также дополнительного переноса тепла вглубь пористой стенки и приводит к возможности регулирования и управления гидродинамическими и тепловыми характеристиками таких систем. Улучшаются термостойкость, интенсивность внутреннего теплообмена, газопроницаемость пористых материалов и эффективность тепловой защиты систем пористого охлаждения.

§ 4.11. Влияние периодических возмущений на процессы термохимического разрушения некоторых композиционных материалов

Технологические процессы в химических реакторах, теплоэнергетических установках, летательных аппаратах – везде, где используются композиционные полимерные материалы как теплозащитные покрытия, всегда сопровождаются малыми возмущениями, генерируемыми как внешними источниками (вибрацией стенок, пульсациями, турбулентными шумами), так и самим процессом разрушения композиционного материала в потоке газа, содержащего окислитель [13, 14, 66, 87]. При этом характеристики термохимического разрушения в таких системах могут претерпевать существенные изменения.

В данном параграфе вибрации стенок и пульсации внешнего потока создавались искусственно с помощью специальных устройств [13, 14]. Эксперименты проводились в струях низкотемпературной плазмы и нагретого газа, рабочим телом являлся воздух. Образцы КПМ: П5-13Н, П5-15, УПУТ (30%), УПУТ(47%), УПЦТ, УКС, ВПР10 + ЭХД, ВПР10 + ИФД, СП-Т-10 + ПН-62 и др. цилиндрической формы устанавливались основаниями в рабочие сечения струй. Гармонические вибрации поверхностей в направлении оси симметрии струй и пульсации газового потока создавались с помощью вибростенда и лопастей вентилятора, выполнен-

ных на основе электродвигателя с насаженными на ось эксцентриками и редукторами. Частота колебаний варьировалась в пределах $0 \leq f \leq 200$ Гц, амплитуда $(0.5 \div 5.0) \cdot 10^{-3}$ м. Частота пульсаций внешнего потока $0 \leq f \leq 90$ Гц, амплитуда скорости газа в рабочем сечении $0 \leq v \leq 0.15$ м/с.

Измерялись температура поверхности образцов в окрестности лобовой критической точки, температура материала внутри образца, убыль массы, линейная скорость уноса вещества. Параметры струй составляли $T_e = 580$ К, 3600 К, $v_e = 7.2$ м/с, 59.0 м/с.

При термохимическом разрушении композиционных полимерных материалов реализовывались как умеренные $f_\omega < -2$, так и интенсивные вдувы $f_\omega > -2$ ($f_\omega \leq -3.4$) продуктов газификации, где [35]:

$$f_\omega = -\gamma R_1 \rho_\omega / \sqrt{\pi_t \text{Pr}} \cdot \rho_e.$$

На первом этапе экспериментального исследования сравнивались характеристики тепло- и массообмена углеграфитового материала ЭГ-0 без периодических возмущений с известными параметрами термохимического разрушения. Светлыми значками на рис. 4.11.1 показаны результаты, полученные в работах [88, 89] в условиях проведения экспериментов, близких к условиям данной работы, сплошная линия – расчет по формулам [88]:

$$(\rho v)_\omega = \beta \frac{\alpha \varepsilon}{\alpha + \varepsilon} c_0, \quad \varepsilon = \frac{D}{d} \text{Nu}, \quad \text{Nu} = \frac{0.70 \sqrt{\text{Re}}}{1 - \exp(-0.35 \sqrt{\text{Re}})},$$

где α – коэффициент реакционного газообмена, $\beta = 2$, c_0 – концентрация реагента, D – коэффициент диффузии [см. формулу (1.1.1)], Nu – число Нуссельта. Темными значками на рис. 4.11.1 обозначены данные настоящей работы для образцов из материала ЭГ-0. В работах [88, 89] исследовались образцы сферической формы из электродного угля, для которых процессы газификации с внешней поверхности более существенны из-за интенсивного прогрева образца во внутреннем объеме. Поэтому экспериментальные точки, полученные в данной работе, лежат несколько ниже известных.

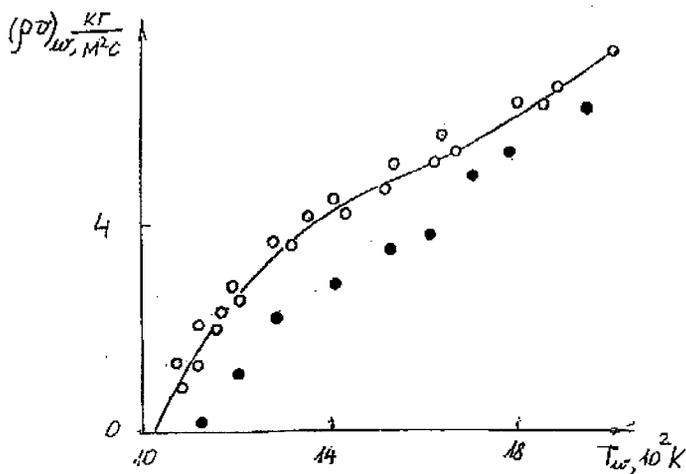


Рис. 4.11.1. Зависимости скорости уноса массы от температуры поверхности образцов

На рис. 4.11.2, 4.11.3 показаны некоторые зависимости температуры поверхности и скорости разрушения композиционного материала от времени. Условия проведения опытов показаны в табл. 4.11.1.

Таблица 4.11.1

Условия проведения опытов

№ рис.	№ кривой	f , Гц	A , 10^{-3} , м	Тип материала	ϕ , %
4.11.2, а					
4.11.3, а	1	0	2	П5-13	25
4.11.3, а	2	10	2	П5-13	25
4.11.3, а	3	30	2	П5-13	25
4.11.3, а	4	70	2	П5-13	25
4.11.2, б					
4.11.3, б	1	0	2	УП-ЦТ	0
4.11.3, б	2	10	2	УП-ЦТ	30
4.11.3, б	3	40	2	УП-ЦТ	30
4.11.3, б	4	62	2	УП-ЦТ	30
4.11.2, в					
4.11.3, в	1	0	2	УП-ЦТ	47
4.11.3, в	2	10	2	УП-ЦТ	47
4.11.3, в	3	40	2	УП-ЦТ	47
4.11.3, в	4	70	2	УП-ЦТ	47

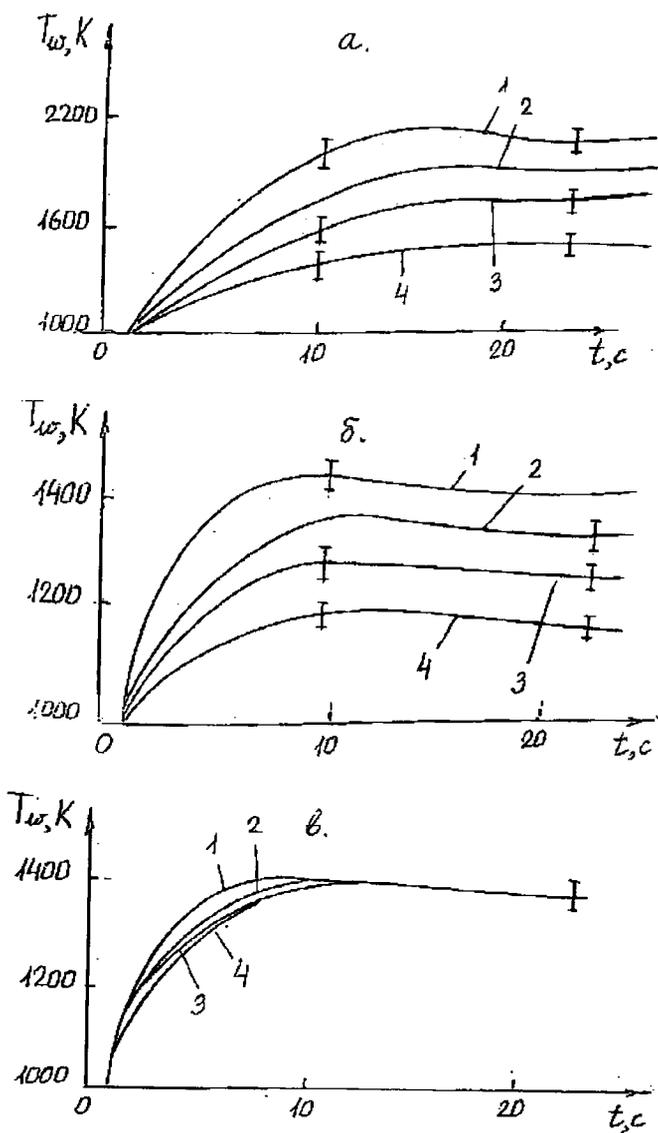


Рис. 4.11.2. Зависимости температуры поверхности от времени

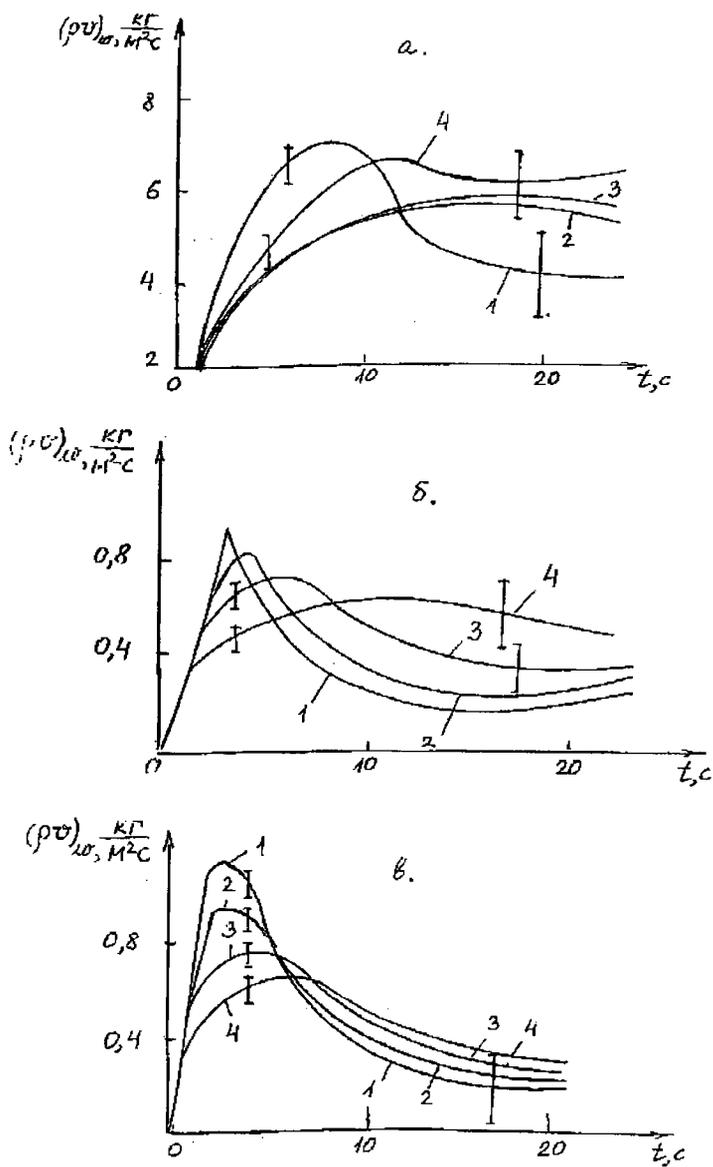


Рис. 4.11.3. Скорость разрушения материалов

На рис. 4.11.4 показана зависимость температуры поверхности композиционного материала (карбон) от времени, регистрируемая с помощью термопары. На рис. 4.11.5 представлена термограмма, полученная на тепловизоре «Inframetrics-760E» после 15 с от начала отсчета. Длительность кадра – 0.02 с, снято без усреднения. Спектральный диапазон регистрации ИК-излучения от 8 до 12 мкм. Поле зрения объектива 24 град.

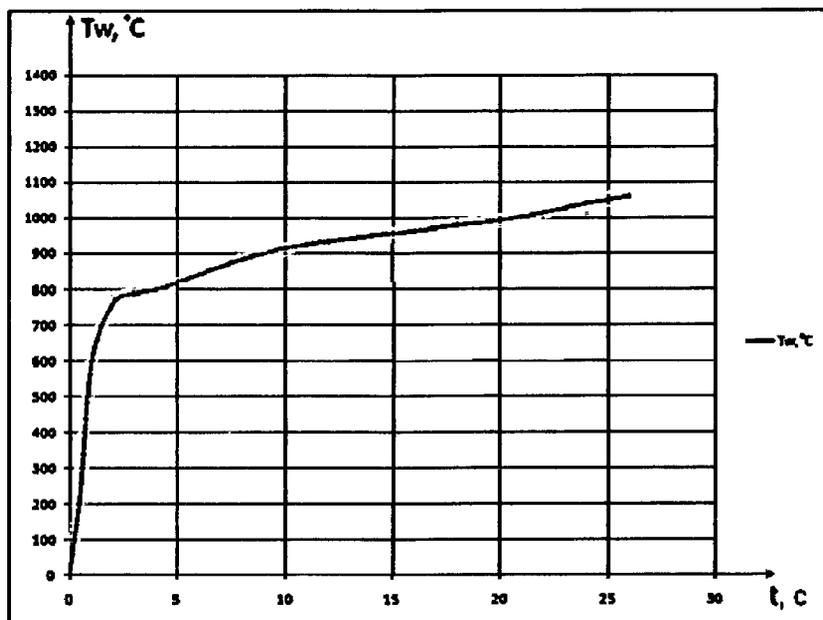


Рис. 4.11.4. Зависимость температуры поверхности композиционного материала (карбон) от времени

На рис. 4.11.6–4.11.11 показан процесс взаимодействия плазменной струи с углеграфитовым материалом. На ранних стадиях (см. рис. 4.11.6–4.11.8) наблюдается процесс термического разложения материала. При больших временах воздействия (см. рис. 4.11.9–4.11.11) наблюдается диспергирование материала (выброс конденсированных частиц).

Анализ результатов, показанных на рис. 4.11.2, 4.11.3 и в табл. 4.11.1, свидетельствует, что вибрации стенки из композиционного материала снижают температуру поверхности.

Уменьшение температуры поверхности наблюдалось при $3 \text{ Гц} \leq f \leq 75 \text{ Гц}$, $20\% \leq \varphi \leq 47\%$. При этом на квазистационарных участках зависимостей $(\rho v)_w$ от времени t происходит возрастание скорости разрушения материала.

При $3 \text{ Гц} > f > 75 \text{ Гц}$, $20\% > \varphi > 47\%$ снижения температуры поверхности и возрастания скорости разрушения на квазистационарных участках не наблюдалось и зависимости температуры и скорости разрушения совпадали с аналогичными зависимостями без вибраций стенки. При амплитудах вибраций $A < 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ снижения температуры поверхности также не наблюдалось. При $A > 0.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ происходили пульсации и биения системы, обусловленные резонансными свойствами устройства вибростенда.

Различие температуры поверхности образца, измеренной с помощью термопары (см. рис. 4.11.4) и тепловизора (см. рис. 4.11.5), составило 25%, что обусловлено неточной информацией о коэффициенте излучения ϵ , в расчетах полагалось $\epsilon = 0.9$. Для $\epsilon = 0.7$ отличие не превышало 7%.

На рис. 4.11.12 показаны температуры композиционного материала УПУТ (30%) на глубине от поверхности $3 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ без вибраций – кривая 1 и с вибрациями – кривая 2, видно, что вибрации образцов приводят к более интенсивному прогреву материала в глубине.

При определенных частотах и амплитудах возмущений на осциллограммах записи температуры поверхности возникали пульсации (см. рис. 4.11.5, кривая 1 получена для материала ВПР-10 + ИФД, 2 – УТС) и автоколебания (кривая 3 – для материала П5-13Н). Без малых возмущений таких режимов термохимического разрушения не наблюдалось. Пульсации внешнего потока не уменьшали тепловых нагрузок к композиционным полимерным материалам, но могли приводить к неустойчивым режимам. Автоколебания температуры поверхности возникали в начальные моменты времени ($t = 0.3 \div 0.7 \text{ с}$), частота и амплитуда в последующие моменты времени оставались неизменными. Данное явление не связано с резонансными свойствами системы и с инструментальной погрешностью измерительного комплекса.

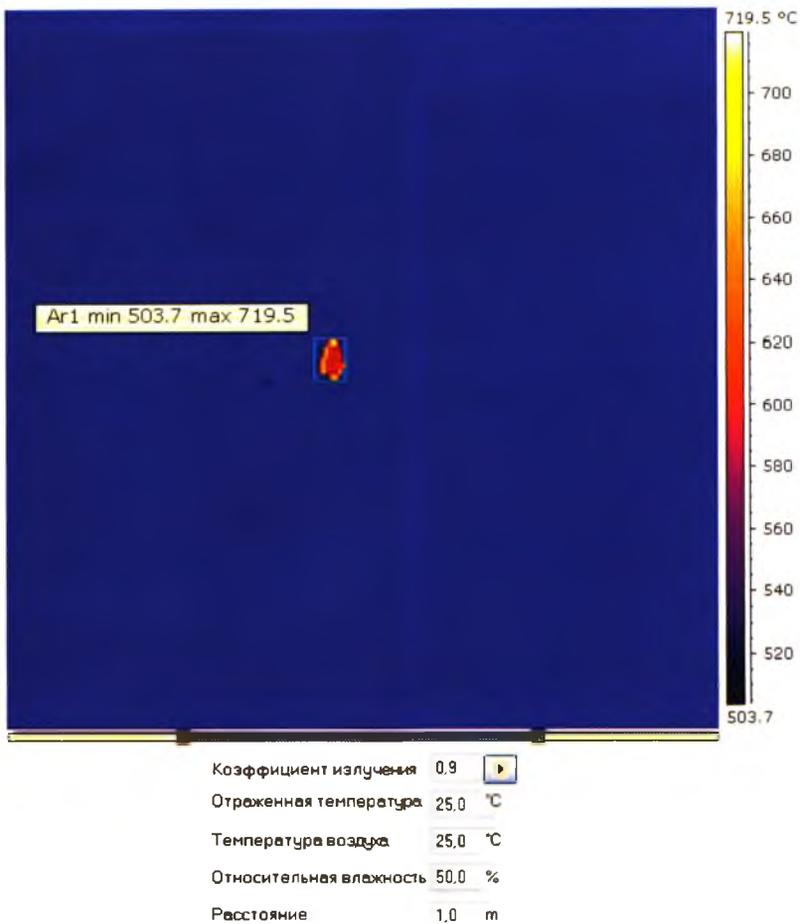


Рис. 4.11.5. Термограмма, полученная на тепловизоре «Inframetrics-760E» после 15 с от начала отсчета



Рис. 4.11.6. Фотография обтекания
углеграфитового образца
плазменной струей (время воздействия $t = 1$ с)



Рис. 4.11.7. Фотография обтекания
углеграфитового образца
плазменной струей (время воздействия $t = 4$ с)

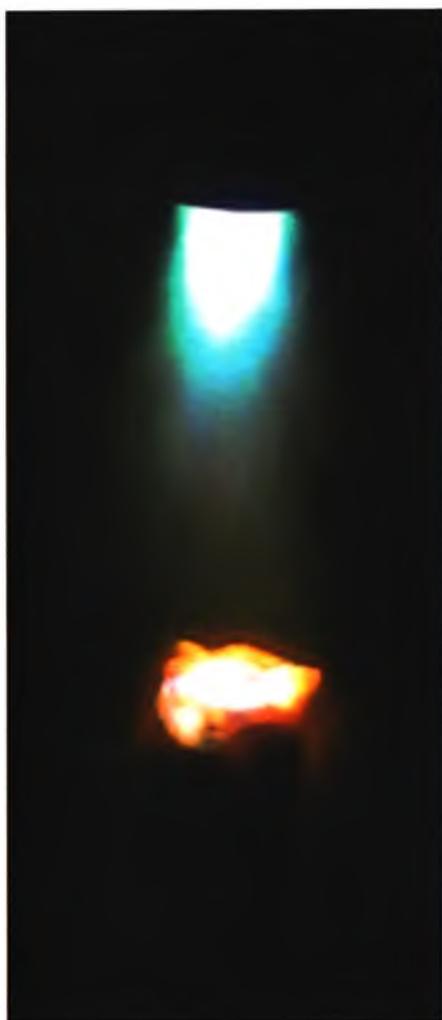


Рис. 4.11.8. Фотография обтекания
углеграфитового образца плазменной струей
(время воздействия $t = 7$ с)



Рис. 4.11.9. Фотография обтекания
углеграфитового образца плазменной струей
(время воздействия $t = 10$ с)



Рис. 4.11.10. Фотография обтекания
углеграфитового образца плазменной струей
(время воздействия $t = 13$ с)



Рис. 4.11.11. Фотография обтекания
углеграфитового образца плазменной струей
(время воздействия $t = 16$ с)

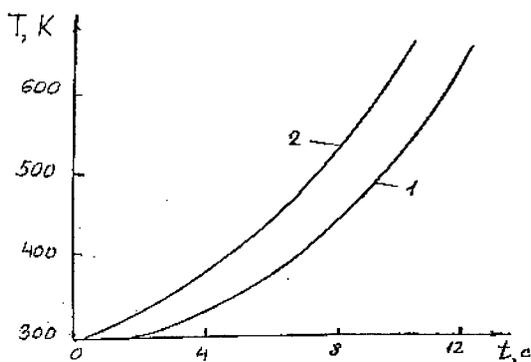


Рис. 4.11.12. Температура материала УПУТ (30%) на глубине от поверхности

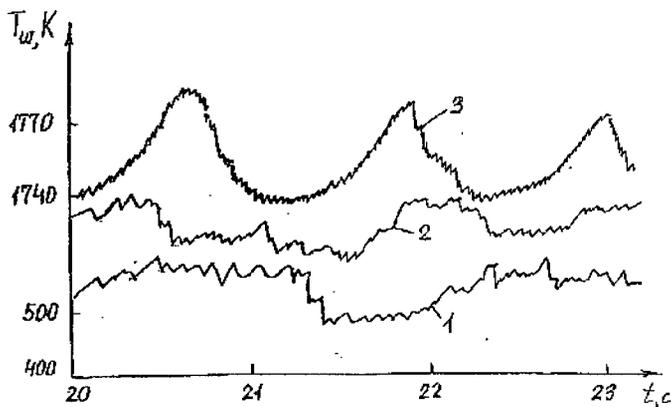


Рис. 4.11.13. Пульсации температуры поверхностей образцов

На рис. 4.11.13 видна высокочастотная составляющая колебаний температуры, которая обусловлена периодическим перемещением образца в плазменной струе при вибрациях поверхности. Следует отметить, что авторы работы [90] также наблюдали колебания цветовой температуры поверхности мелких угольных частиц при их горении в топке при $T \approx 2000$ К с частотой $f \approx 1 \div 1.5$ Гц.

Немонотонный характер изменения $(\rho\nu)_w$ с течением времени объясняется различными скоростями разложения наполнителя и связующего

композиционного полимерного материала. Визуальный осмотр структуры поверхности образцов подтвердил это. В интервалах времени $t \approx (0-18)$ с происходит вдув продуктов газификации, поверхность образцов остается гладкой, при $t \approx (16-18)$ с наблюдаются сдиры и отслоения наполнителя, для некоторых материалов увеличивается высота образца h , происходит их вспучивание и диспергирование.

Полученные экспериментально режимы устойчивого, неустойчивого и автоколебательного термохимического разрушения теоретически предсказаны авторами работ [35, 91, 92]. В этой связи представляет интерес построение границ моностационарности и устойчивости процесса разрушения композиционного материала, используя при этом математическую модель и основные допущения из работы [48]. Теплофизические характеристики и термокинетические константы использованы из результатов эксперимента (см. табл. 1.1.1, 1.1.2).

Построение границ моностационарности и устойчивости. Математическая модель [91], включающая законы сохранения массы вещества, энергии и количества движения, приближенно описывает процесс термохимического разрушения композиционного материала при обтекании затупленного тела реакционноспособным газом в окрестности лобовой критической точки с учетом сопряженности теплообмена, многокомпонентности смеси, излучения, интенсивного вдува продуктов газификации и двухстадийности кинетики разрушения:



где A_s – исходное конденсированное вещество, A_g – продукты газификации, B – продукты газофазной химической реакции.

Двукратным интегрированием с последующей оценкой возникающего при этом интеграла методом Лапласа система уравнений из [91, 92] сводится к динамической системе нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка, которая позволяет осуществлять качественный анализ различных режимов термохимического разрушения композиционного материала.

$$\frac{dc_w}{d\tau} = -\pi_\delta R_2 + \gamma^2 \varphi_1 \varphi_2 R_1^2 L^{-1} (1 - c_w) = P(c_w, \Theta_w), \quad (4.11.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Theta_w}{d\tau} = & (1 + \pi_p \frac{\varphi_1}{\varphi_2})^{-1} \{ \pi_\delta \frac{\pi_g}{\gamma} R_2 + \gamma^2 \varphi_1 \varphi_2 R_1^2 \pi_e \times \\ & \times (\frac{\alpha_1}{\gamma \pi_e} - \Theta_{SH} - \Theta_w) + R_3 \} = Q(c_w, \Theta_w), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
R_3 &= \pi_\sigma \gamma \varphi_1 R_1 [(1 + \beta \Theta_e)^4 - (1 + \beta \Theta_w)^4], \\
\varphi_1 &= \frac{\lambda_e}{\lambda_\omega}, \quad \varphi_2 = \frac{\rho_w}{\rho_e}, \quad b = \frac{E_2}{E_1}, \\
\varphi_2 R_1 &= \exp \frac{\Theta_\omega}{1 + \beta \Theta_\omega}, \quad R_2 = c_w \exp \frac{b \Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}, \quad \pi_\delta = \frac{\rho_s \lambda_s}{\rho_e \lambda_e}, \\
\gamma &= \frac{c_{pe} R T_*^2}{|q_1| E_1}, \quad L = \frac{Pr}{Sc}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}, \quad Sc = \frac{\mu}{\rho D}, \quad \alpha_1 = \frac{q_1}{|q_1|}, \\
\pi_q &= \frac{q_2 c_0}{|q_2|}, \quad \pi_e = \frac{c_{ps}}{c_{pe}}, \quad \pi_\sigma = \frac{\varepsilon_R \sigma T_*^2 y_* E_1}{R \lambda_e}, \quad \varepsilon_R = \left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)^{-1}, \\
y_* &= \frac{\lambda_e R T_*^2}{\rho_e E_1 |q_1| R_1} \exp \frac{E_1}{R T_*}, \quad \beta = \frac{R T_*}{E_1}, \\
\Theta_{SH} &= \frac{E_1}{R T_*^2} (T_* - T_{SH}), \quad \Theta = \frac{E_1}{R T_*^2} (T - T_*), \\
t_* &= \frac{2 y_*^2 \rho_e c_{pe}}{\lambda_e}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad c_w = \frac{c}{C_0}, \quad C_0 = \frac{v_1 M_1}{\sum_i v_i M_i}, \\
D &= 0,18 \left(\frac{T_3}{T_e} \right)^2, \quad T_3 = \frac{T_w - T_e}{\ln(T_w / T_e)}.
\end{aligned}$$

Безразмерная массовая скорость газификации композиционного материала

$$\varphi_2 R_1 = \exp \frac{\Theta_w}{1 + \beta \Theta_w}$$

соответствует параметру вдува

$$(\rho v)_w = k_1 \exp \left(- \frac{E_1}{R T_w} \right) \quad (4.11.2)$$

для кинетического режима горения композиционного материала, реализуемого при умеренных параметрах вдува и температурах. Экспоненциальный закон газификации (4.11.2) удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами для $300 \text{ K} < T_w < 1200 \text{ K}$ (см. рис. 4.11.1).

Стационарным режимам разрушения композиционного материала отвечают состояния равновесия системы (4.11.1), координаты которых c_w^0, Θ_w^0 на фазовой плоскости находятся из системы уравнений [93, 93]: $P(c_w^0, \Theta_w^0) = 0, Q(c_w^0, \Theta_w^0) = 0$. Граница моностационарности на бифуркационной диаграмме [98, 100, 101] C_1, C_2 определяется из условия $\Delta = 0$, где Δ – коэффициент характеристического уравнения для системы (4.11.1):

$$\Delta = \frac{\partial P(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial c_w} \frac{\partial Q(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial \Theta_w} - \frac{\partial P(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial \Theta_w} \frac{\partial Q(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial c_w}.$$

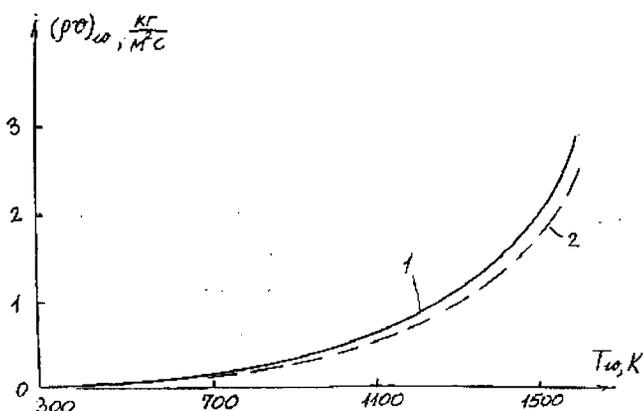


Рис. 4.11.14. Экспоненциальный закон газификации композиционного материала: 1 – расчет по формуле (4.11.2), 2 – результаты эксперимента

Параметрическая граница устойчивости в выбранной плоскости C_1, C_2 находится из условия $\sigma_1 = 0$, где

$$\sigma_1 = - \left[\frac{\partial P(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial c_w} + \frac{\partial Q(c_w^0, \Theta_w^0)}{\partial \Theta_w} \right] -$$

коэффициент характеристического уравнения для системы (4.11.1).

На рис. 4.11.15 показаны границы моностационарности и устойчивости (линия с петлей), где [94, 95]

$$c_1 = \left\{ \frac{b-2}{1+\beta\Theta_w^0} [L_1(\Theta_w^0 - \Theta_1) - V\Pi] [L_1 + V \left(\frac{\Pi}{(1+\beta\Theta_w^0)^2} + \frac{4\beta}{(1+\beta\Theta_w^0)^3} \right)] \right\}^{-1} \times$$

$$\times \exp \frac{2-b\Theta_w^0}{1+\beta\Theta_w^0},$$

$$c_2 = (\Theta_w^0 - \Theta_1)(b-2) [L_1(\Theta_w^0 - \Theta_1) - V\Pi] \{ (b-2) [L_1(\Theta_w^0 - \Theta_1) -$$

$$- V\Pi] (1+V\Pi) - (1+\beta\Theta_w^0) [L_1 + V(\Pi(1+\beta\Theta_w^0)^{-2} + 4\beta(1+\beta\Theta_w^0)^3)] \}^{-1},$$

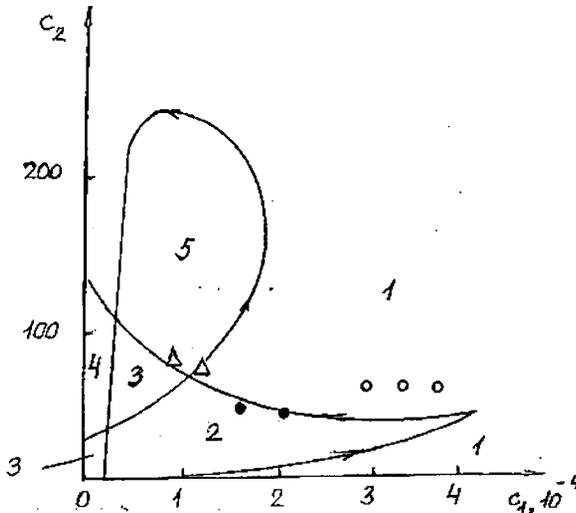


Рис. 4.11.15. Граница моностационарности и устойчивости

$$\tilde{c}_1 = ((-L_1 + L_1(\Theta_w^0 - \Theta_1)) \frac{b-2}{(1+\beta\Theta_w^0)^2} - V\Pi \frac{b-2}{(1+\beta\Theta_w^0)^2} -$$

$$- V\Pi(1+\beta\Theta_w^0)^{-2} - V4\beta(1+\beta\Theta_w^0)^3)\varepsilon - 1) \cdot \exp \frac{(2-b)\Theta_w^0}{1+\beta\Theta_w^0},$$

$$\tilde{c}_2 = (\Theta_w^0 - \Theta_1)L_1(-1 + (\Theta_w^0 - \Theta_1)) \frac{b-2}{(1+\beta\Theta_w^0)^2} \varepsilon (L_1(-1 +$$

$$\begin{aligned}
& + (\Theta_w^0 - \Theta_1) \frac{b-2}{(1+\beta\Theta_w^0)^2} \varepsilon - 1)^{-1}, \\
\Pi & = (1+\beta\Theta_e)^4 - (1+\beta\Theta_w^0)^4, \quad V = \frac{\pi_\sigma \gamma}{A} \exp \frac{-\Theta_w^0}{1+\beta\Theta_w^0}, \\
\varepsilon & = (1 + \pi_\rho \frac{\varphi_1}{\varphi_2})^{-1}, \quad A = \frac{\gamma^2}{L}, \quad L_1 = L\pi_e, \quad \tilde{c}_1 = \pi_\delta, \\
\tilde{c}_2 & = \frac{\pi_q}{\gamma}, \quad c_1 = \frac{\tilde{c}_1}{A}, \quad c_2 = \frac{\tilde{c}_2}{L_1}.
\end{aligned}$$

При расчетах c_1 и c_2 в качестве аргументов (краевых условий) использовались значения T_w и $(\rho\nu)_w$, реализуемые при термохимическом разрушении материала П5-13Н. Причем рассматривались параметры, соответствующие кинетическому режиму разрушения и воздействию малых периодических возмущений. Теплофизические и термокинетические характеристики брались из результатов эксперимента с линейной экстраполяцией результатов до температуры $T_w = 1200$ К. Стрелки на кривых рис. 4.11.15 означают направление возрастания Θ_w .

Если соответствующая состоянию точка фазового пространства расположена в области 1, $\Delta > 0$, то ей отвечает единственный стационарный режим разрушения композиционного материала [87, 96, 97]. В областях 2, 3, 4 ($\Delta < 0$) имеют место три стационарных режима, один из которых абсолютно неустойчив; в области 2 устойчив только низкотемпературный, а в области 4 – только высокотемпературный режимы; в области 5 ($\Delta > 0, \sigma_1 > 0$) реализуется автоколебательный режим разрушения композиционного материала, область 3 ($\Delta > 0, \sigma_1 < 0$) соответствует неустойчивому состоянию системы. Отметим, что под термином «стационарные значения» [87] следует понимать стационарные значения параметров, используемые при линеаризации уравнений из [91, 92].

Светлые значки в области 1 на рис. 4.11.15 – расчеты c_1, c_2 для материала П5-13Н с вибрациями поверхности; темные значки в области 2 отвечают неустойчивому режиму разрушения композиционного материала (см. кривую 2 на рис. 4.11.5); светлые значки в области 5 – автоколебательному режиму (см. кривую 3 на рис. 4.11.5).

Сравнение расчетов границ моностационарности и устойчивости с результатами экспериментов свидетельствует об удовлетворительном согласовании и возможности качественного анализа и прогнозирования режимов разрушения композиционного материала с помощью математической модели [91, 92].

Анализ полученных результатов и их реализация. Полученные результаты показывают, что при интенсивностях колебаний

$$I = (0.02 \div 11.28), \text{ Вт/м}^2, \quad (4.11.3)$$

где $I = \frac{1}{2} \rho c (2\pi f A)^2$, и массовой концентрации связующего

$$\varphi = (20 \div 47)\% \quad (4.11.4)$$

температура поверхности композиционного материала может снижаться на величину до 700 К, скорость разрушения при этом возрастает.

Вибрации композиционного материала, аналогично пульсациям газоохладителя в пористом материале, могут приводить к интенсификации межфазного теплообмена между связующим и наполнителем. Наполнитель в данном случае играет роль каркаса пористого материала, связующее, находящееся в другом агрегатном состоянии, – газ (жидкость) – охладитель. Появляется дополнительный «вибрационный транспорт» тепла вглубь материала за счет эффективного коэффициента теплопроводности:

$$\lambda_{\text{э}} = \pi c_{ps} \rho_s \overline{u^2} / 2\pi f.$$

Температура на глубине от поверхности композиционного материала при вибрациях повышается (см. рис. 4.11.4), этот процесс сопровождается более ранним термическим разложением связующего и фильтрацией продуктов газификации через поры и образующийся кокс к внешней поверхности материала. Скорость фильтрации v , как это следует из закона Дарси [27]

$$v = \frac{\partial P}{\partial y} / \alpha \mu_s,$$

возрастает вследствие уменьшения коэффициента динамической вязкости при увеличении температуры T_s . Для полимерных материалов, а связующее у современных композиционного материала, как правило, представляет собой полимерные смолы, коэффициент динамической вязкости довольно сильно зависит от температуры [87]:

$$\mu_s = \mu_{0s} \exp(-E_\mu / RT_s),$$

где μ_{0s} – предэкспоненциальный множитель, E_μ – энергия выхода.

Интенсификация вдува продуктов газификации, вызванная вибрациями поверхности, приводит к усилению межфазного теплообмена (наполнитель – связующее), а также к разбавлению и оттеснению внешнего потока и снижению тепловых нагрузок к стенке.

Следует отметить, что пульсации внешнего потока не вызывали интенсификации продуктов газификации – $(\rho v)_w$ и снижения температуры поверхности, а могли приводить только к неустойчивым режимам горения композиционного материала (см. кривую 1 на рис. 4.11.5). Этот факт также свидетельствует в пользу предложенного механизма снижения тепловых нагрузок к поверхности композиционного материала при вибрациях. Кроме того, периодические колебания уменьшают гидравлический коэффициент сопротивления при течении жидкости через поры, что также способствует процессу газификации.

Неустойчивые и автоколебательные режимы термохимического разрушения композиционного материала при периодических возмущениях могут возникать по схеме, несколько отличной от известной [35, 87], обусловленной диффузионно-тепловой неустойчивостью пламени, связанной с искривлением фронта горения. Малая флуктуация температуры в зоне горения в газовой фазе может увеличить скорость химической реакции, подчиняющейся аррениусовской кинетике. Выделившееся при этом тепло тратится на дополнительный прогрев композиционного материала и интенсификацию вдува продуктов газификации, зона горения отодвигается от поверхности материала и ее температура снижается, а процесс газификации замедляется. Зона горения снова приближается к стенке, процесс периодически повторяется. Относительное подобие пульсаций температуры (см. кривые 1, 2 на рис. 4.11.5), вызванное вибрациями поверхности и колебаниями внешнего потока, подтверждает газофазный механизм возникновения неустойчивости.

Общим условием для автоколебательного протекания процесса является наличие в системе положительной или отрицательной обратной связи [87, 90], благодаря которым система управляет поступлением энергии от неперриодического источника. Положительная обратная связь при возбуждении автоколебаний вибрациями стенки создается теплом, выделяющимся в экзотермической химической реакции, следовательно, полу-

ченные автоколебания можно отнести к термокинетическим колебаниям [33, 35, 93].

Существует мягкое и жесткое возбуждение автоколебаний [99]. Скачкообразное возникновение автоколебаний конечной амплитуды при температуре, близкой к температуре зажигания, слабая зависимость амплитуды и частоты от скорости газификации свидетельствуют о жестком возбуждении автоколебательного процесса, полученного в настоящей работе.

Общепринято считать, что неустойчивые колебательные процессы отрицательно сказываются на эксплуатационных характеристиках различных устройств [27, 96]. Однако оптимальный выбор амплитуды, частоты вибраций, массового содержания связующего материала [формулы (4.11.1), (4.11.2)] позволяет регулировать тепловые нагрузки композиционного материала и управлять процессами термохимического разрушения. Обычно тепловые нагрузки в системах тепловой защиты, проектируемых на основе разлагающихся композиционного материала, регулируются типом композиционного материала, процентным содержанием связующего и наполнителя, геометрической формой и толщиной теплозащитного покрытия [27, 96, 97]. К недостаткам такого способа тепловой защиты стенки следует отнести низкую эффективность, обусловленную невозможностью регулировать тепловые нагрузки за счет малых энергетических возмущений. Этот пробел можно устранить, обладая качественной информацией о процессе термохимического разрушения композиционного материала [35, 91, 92], используя результаты стендовых и лабораторных исследований по влиянию амплитудно-частотных характеристик на процесс с последующим внесением корректировки в конструкцию системы тепловой защиты.

§ 4.12. Математическое моделирование процесса тепломассопереноса в углепластике при пульсациях газового потока

В реальных условиях теплозащитные материалы эксплуатируются при воздействии на них малых энергетических возмущений: акустических колебаний, вибраций стенки, пульсаций газовых потоков [66, 87]. При этом характеристики термохимического разрушения в этих системах могут существенно изменяться. Проблема интенсификации процессов

тепломассообмена в сплошных и проницаемых средах рассматривалась в [13, 14, 66, 86, 98, 99]. В [14] найдены предельные условия для концентрации связующего и интенсивности колебаний, когда появляется возможность снижать тепловые нагрузки к стенке и управлять процессом теплообмена. В [98] изучается эффективность ведения каталитического процесса в режиме вынужденных внешних воздействий и используются нестационарные методы осуществления каталитических процессов с целью интенсификации теплообмена. В [99] был вскрыт один из механизмов интенсификации процессов переноса в жидкости для случая пульсационного течения (перераспределения градиентов в потоке). В [86] получено увеличение коэффициента теплопроводности пористого тела при наличии пульсаций давления на его границе.

В данном параграфе исследуется влияние периодических возмущений, вибраций стенки на интенсивность процесса термохимического разрушения углепластика.

Постановка задачи. Физическая природа возникающих колебаний – вибрации стенки в направлении набегающего потока. Вибрации стенки осуществлялись по гармоническому закону с помощью специального вибростенда [12, 14].

Считается, что задан переменный (пульсирующий) конвективный тепловой поток $q_w(v, t)$, действующий на теплозащитный материал определенное время:

$$q_w = \frac{\alpha}{c_p} \left[1 - \frac{k(\rho\nu)_w}{\alpha/c_p} \right] (h_e - h_w), \quad (4.12.1)$$

$$\frac{\alpha}{c_p} = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_n \left[1 + \frac{A \cos(2\pi vt)}{(\alpha/c_p)_n} \right],$$

где $(\alpha/c_p)_n$ – коэффициент теплообмена в отсутствие пульсаций, A , ν – амплитуда и частота пульсаций, t – время, h – энтальпия, $(\rho\nu)_w$ – суммарный массовый унос теплозащитного материала, k – коэффициент ослабления для турбулентного режима течения в пограничном слое.

Сравнение результатов по исследованию фильтрационных и тепловых характеристик пористых материалов в присутствии пульсационных и вибрационных возмущений свидетельствует [12] об относительном подобии зависимостей вязкостного члена в законе фильтрации и относительной функции теплообмена от интенсивностей колебаний и о гидродина-

мической природе процесса возрастания теплообмена. В [12] было получено выражение для дополнительного переноса тепла q' в пористом теле при периодических пульсациях газа-охладителя

$$q' = -\frac{\pi c_{p5} \varphi_5 \rho_5 B^2 v}{\sqrt{2}} \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (4.12.2)$$

где T – температура (однотемпературной) пористой среды, c_{p5} , ρ_5 – теплоемкость и истинная плотность газовой фазы теплозащитного материала, B – амплитуда периодических возмущений, y – пространственная координата.

Выражение для эффективной вязкости μ_{eff} в законе Дарси возьмем в виде модификации Эйнштейна [100]

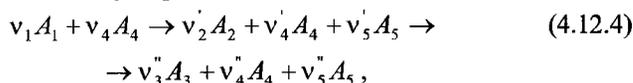
$$\mu_{eff} = \mu[1 + C \cos(2\pi vt)], \quad (4.12.3)$$

где C – безразмерный коэффициент, μ – вязкость газообразных продуктов фильтрации в отсутствие периодических возмущений ($0 < C \leq 0.25$).

Повышение или понижение вязкости связано с дополнительной диссипацией энергии вследствие перераспределения градиентов температур, давлений и т.д. в потоке для случая пульсационного течения.

Как показывает анализ термогравиметрических измерений [101], процесс пиролиза углепластика на основе терморезактивного полимерного связующего носит многостадийный характер. Он включает в себя стадию разложения полимерного связующего, которая протекает с поглощением тепла, стадию образования промежуточного конденсированного (пирозоля) и конечного конденсированного (кокса) продукта. Стадия образования кокса может быть интерпретирована как реакция синтеза, которая имеет экзотермический характер [101].

Физика процесса в конденсированной фазе такова [27, 35]. Под воздействием высокотемпературного потока температура углепластика увеличивается до температуры разложения связующего (смолы). Затем начинается пиролиз терморезактивного связующего с образованием пирозоля и углеродистого остатка (кокса), который удерживается внутри матрицы армирующих волокон из углерода:



где $v_1, v_4, v_2', v_4', v_3'', v_4'', v_5', v_5''$ – стехиометрические коэффициенты, $A_i, i = 1, \dots, 5$ – символы связующего исходного конденсированного вещества, промежуточного конденсированного продукта реакции (пирозоля), конечного конденсированного продукта (кокса), армировки из углеродного волокна и газообразного продукта реакции пиролиза соответственно.

При $T_w > 800$ К углеродистая поверхность разрушается в результате взаимодействия с компонентами диссоциированного воздуха. Газы пиролиза могут фильтроваться к границе раздела сред $y = 0$, вдуваться в пограничный слой и вместе с продуктами окисления углерода снижать поступающий к телу конвективный тепловой поток.

При постановке задачи сделаем следующие допущения [35, 102]:

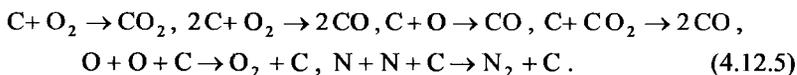
1) число Рейнольдса в набегающем гиперзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_\infty \gg 1$), и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой;

2) воздух на внешней границе пограничного слоя находится в состоянии термохимического равновесия и представляет собой пятикомпонентную смесь: O, O_2, N, N_2, NO ;

3) перенос в пограничном слое рассматривается при упрощающих предположениях о равенстве коэффициентов диффузии, число Льюиса $Le = 1$;

4) для расчета состава на границе раздела газообразной и конденсированной фазы будем использовать аналогию процесса теплообмена [27] в предположении о замороженности химических реакций внутри пограничного слоя [102];

5) на внешней поверхности теплозащитного материала протекают при $T_w < 2600$ К следующие гетерогенные реакции:



Пусть в (4.12.5), (4.12.6) порядковый номер компонентов соответствует следующему порядку их перечисления: O, O_2, N, N_2, CO, CO_2 . Молярные и массовые скорости протекания химических реакций (4.12.5) подробно описаны в [35, 102], а выражение для массовой скорости уноса имеет вид

$$\begin{aligned}
 (\rho v)_{2w} = (\varphi_4 \rho)_w & \left[\left(\frac{m_6}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_1 + \left(2 \frac{m_5}{m_2} - 1 \right) c_{2w} B_2 + \right. \\
 & \left. + \left(\frac{m_5}{m_1} - 1 \right) c_{1w} B_3 + \left(2 \frac{m_5}{m_6} - 1 \right) c_{6w} B_4 \right], \quad (4.12.6)
 \end{aligned}$$

$$B_i = k_{iw} \exp(-E_{iw} / RT_w), \quad i = \overline{1,4}, \quad \rho_w = P_e m_w / RT_w, \quad (4.12.7)$$

$$m_w^{-1} = \sum_{\alpha=1}^6 \frac{c_{\alpha w}}{m_{\alpha}}.$$

Балансовые соотношения для массовых концентраций компонент (c_{iw}) запишем, используя закон Фика для диффузионных потоков и аналогию процессов тепломассообмена [27, 35]:

$$J_{iw} + (\rho v)_w c_{iw} = R_{iw}, \quad i = \overline{1,6}, \quad J_{iw} = \beta_i (c_{iw} - c_{ie}), \quad \beta_i = \alpha / c_p,$$

где формулы для R_{iw} приведены в [102], а полный унос $(\rho v)_w$ берется из формул (4.12.6), (4.12.14).

Считается, что продукты разрушения слабо разбавляют воздушную смесь в пограничном слое. Это позволяет использовать принятые выше допущения 1–4) в пограничном слое.

Для простоты анализа считается, что:

- 1) процесс термохимического разрушения углепластика одномерный;
- 2) фильтрующийся газ предполагается однородным со значением молекулярной массы, близкой к воздушной смеси;
- 3) пористая среда в процессе теплообмена считается однотемпературной.

Математически задача сводится к решению системы уравнений, записанной в подвижной системе координат, связанной с фронтом термохимического разрушения [35, 102]:

$$\begin{aligned}
 c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \omega \frac{\partial T}{\partial y} \right) + c_{p5} \rho_5 \varphi_5 v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \quad (4.12.8) \\
 - q_1 R_1 + q_2 R_2,
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_5 \varphi_5}{\partial t} - \omega \frac{\partial \rho_5 \varphi_5}{\partial y} + \frac{\partial \rho_5 \varphi_5 v}{\partial y} = (1 - \alpha_1) R_1 + (1 - \alpha_2) R_2, \quad (4.12.9)$$

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \varphi_1}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} \right) = -k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp \left(-\frac{E_1}{RT} \right), \quad (4.12.10)$$

$$\rho_2 \left(\frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_2}{\partial y} \right) = \alpha_1 k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp \left(-\frac{E_1}{RT} \right) - \quad (4.12.11)$$

$$-k_2 \rho_2 \varphi_2 \exp(-E_2 / RT),$$

$$\rho_3 \left(\frac{\partial \varphi_3}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_3}{\partial y} \right) = \alpha_2 k_2 \rho_2 \varphi_2 \exp \left(-\frac{E_2}{RT} \right), \quad (4.12.12)$$

$$\rho_4 \left(\frac{\partial \varphi_4}{\partial t} - \omega \frac{\partial \varphi_4}{\partial y} \right) = 0, \quad (4.12.13)$$

$$c_{p5} = b_1 + 2b_2 T, \quad v = -\frac{z}{\mu_{eff}} \frac{\partial P}{\partial y}, \quad z = \frac{z_* \varphi_5^3}{(1 - \varphi_5)^2},$$

$$R_1 = k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp(-E_1 / RT), \quad R_2 = k_2 \rho_2 \varphi_2 \exp(-E_2 / RT),$$

$$\varphi_5 = 1 - \sum_{i=1}^4 \varphi_i, \quad P = \rho_5 RT / M_5,$$

$$\lambda = \sum_{i=1}^5 \lambda_i \varphi_i, \quad c_p = \sum_{i=1}^4 c_{pi} \rho_i \varphi_i, \quad \lambda_5 = \lambda_{5*} \sqrt{T / T_*},$$

$$\mu = \mu_* \sqrt{T / T_*}, \quad \alpha_1 = \nu_2' M_{2s} / \nu_1 M_1,$$

$$(\rho\nu)_{1w} = (\rho_5 \nu \varphi_5)_w, \quad (\rho\nu)_w = (\rho\nu)_{1w} + (\rho\nu)_{2w}, \quad (4.12.14)$$

$$\lambda_4 = \lambda_{4y} + \lambda_4', \quad \lambda_4' = \pi c_{p5} \varphi_5 \rho_5 B^2 \nu / \sqrt{2},$$

$$\alpha_2 = \frac{\nu_3'' M_{3s}}{\nu_2 M_{2s}}, \quad \omega = \frac{(\rho\nu)_{2w}}{(\rho_1 \varphi_1 + \rho_2 \varphi_2 + \rho_3 \varphi_3 + \rho_4 \varphi_4)_w}.$$

Систему уравнений (4.12.8) – (4.12.13) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T|_{t=0} = T_u, \quad \rho_5|_{t=0} = \rho_{5H}, \quad \varphi_i|_{t=0} = \varphi_{iH}, \quad i = 1, \dots, 4; \quad (4.12.15)$$

$$q_w - (\rho\nu)_{1w}(h_w - h_g) - (\rho\nu)_{2w}(h_w - h_c) - \quad (4.12.16)$$

$$- \varphi_4 \varepsilon \sigma T_w^4 = -\lambda(\partial T / \partial y)|_{y=0-s(t)},$$

$$l = L_\mu - s(t), \quad s(t) = \int_0^t \omega(\tau) d\tau, \quad h_w = \sum_{\alpha=1}^6 h_\alpha c_{\alpha w}, \quad h_g = b_1 T_w + b_2 T_w^2;$$

$$P_e = P_w \Big|_{y=0-s(t)}, \quad P_e = \rho_e T_e R \sum_{i=1}^5 c_{ei} / m_{ei}, \quad (4.12.17)$$

$$T \Big|_{y=l} = T_n, \quad v \Big|_{y=l} = 0, \quad \varphi_i \Big|_{y=l} = \varphi_{in}, \quad i = 1, \dots, 4. \quad (4.12.18)$$

Здесь и ниже: $b_i, i = 1, 2$ – постоянные, c_p – коэффициент удельной теплоемкости, $c_{\alpha w}$ – массовые концентрации компонент на границе раздела газовой и конденсированной фаз, E – энергия активации, $k_i, i = 1, 2$ – предэкспоненциальный множитель, l – переменная толщина углепластика, L_n – начальная толщина углепластика, m – молекулярный вес, M_5 – молекулярный вес газообразных продуктов реакции пиролиза, P – давление газа в порах, $q_i, i = 1, 2$ – тепловой эффект реакции разложения связующего и пирозоля, R – универсальная газовая постоянная, $s(t)$ – глубина выгорания, v – скорость газообразных продуктов реакции разложения связующего и пирозоля, z – коэффициент проницаемости углепластика, α_1, α_2 – приведенные стехиометрические коэффициенты [35] из кинетической схемы пиролиза (4.12.4), β – коэффициент массообмена, ε – коэффициент черноты, $\varphi_i, i = 1, 4$ – объемные доли, $\lambda_i, i = 1, 5$ – коэффициенты теплопроводности, φ_5 – пористость, μ – коэффициент динамической вязкости, ρ – плотность, σ – постоянная Стефана–Больцмана, ω – линейная скорость термохимического разрушения углепластика, индексы: e – внешняя граница пограничного слоя; w – поверхность обтекаемого тела, $*$ – характерная величина, n – начальные условия, s – конденсированная фаза, g – газовая фаза, ∞ – параметры на бесконечности, c – углеродная поверхность, $1-5$ – в конденсированной фазе соответствуют связующему, пирозолу, коксу, наполнителю, газу, y – углеродным волокнам, штрих вверху – пульсациям, eff – эффективная величина.

Методика расчета, тестовые проверки и исходные данные. Система уравнений (4.12.8) – (4.12.13) с начальными и граничными условиями (4.12.15) – (4.12.18) решалась численно при помощи неявной, абсолютно устойчивой монотонной разностной схемы [103]. Для проверки программы расчета были повторены результаты [102]. Кроме того, для опорного варианта (комбинированный режим теплообмена) была проделана процедура тестирования численного метода. При прочих равных входных данных проведен расчет для разных шагов по пространству

$h_1 = 10^{-4}$, $h_2 = h_1/2$, $h_3 = h_1/4$, $h_4 = h_1/8$. Фиксировались температура теплозащитного материала и плотность газа ρ_5 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 погрешности по температуре тела и плотности газа в теплозащитном материале ($\varepsilon = \max [\varepsilon_T, \varepsilon_{\rho_5}]$) падало: $\varepsilon_1 = 10.8\%$, $\varepsilon_2 = 5.1\%$, $\varepsilon_3 = 1.9\%$.

Термокинетические постоянные k_{iw}, E_{iw} в (4.12.7) для реакций (4.12.5) приведены в [35], а для (4.12.4) – в [14, 101]. Энтальпия графита h_c рассчитывалась по формулам [104]. Для углепластика теплофизические коэффициенты c_{p4} , λ_{4y} и плотность ρ_4 брались из [105].

Приводимые ниже результаты получены при

$T_n = 293$ К, $(\alpha/c_p)_n = 0.2$ кг/(с·м²), $A = 0.01$ кг/(с·м²), $v = 10-30$ с⁻¹, $B = 2 \cdot 10^{-3}$ м, $\mu_* = 4.2 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $T_* = 1500$ К, $\lambda_{5*} = 0.067$ Вт/(м·К), $T_e = 3600$ К, $h_e = 1.449 \cdot 10^7$ Дж/кг, $\rho_e = 0.088$ кг/м³, $c_{p1} = c_{p2} = 1700$ Дж/(кг·К), $c_{p3} = 1020$ Дж/(кг·К), $\rho_1 = 1200$ кг/м³, $\rho_2 = 1100$ кг/м³, $\rho_3 = 1300$ кг/м³, $\lambda_1 = \lambda_2 = 0.21$ Вт/(м·К), $\lambda_3 = 0.041$ Вт/(м·К), $R = 8.314$ Дж/(моль·К), $L_n = 10^{-2}$ м, $E_1/R = 3462$ К, $E_2/R = 11305$ К, $M_5 = 29$ кг/кмоль, $k_1 = 9.6 \cdot 10^4$ с⁻¹, $k_2 = 1.2 \cdot 10^5$ с⁻¹, $q_1 = 2 \cdot 10^5$ Дж/кг, $q_2 = 10^5$ Дж/кг, $z_* = 5 \cdot 10^{-11}$ м², $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴), $\alpha_1 = 0.5$, $\alpha_2 = 0.5$, $\varepsilon = 0.9$, $\varphi_{1n} = 0.3$, $\varphi_{2n} = 0.01$, $\varphi_{3n} = 0.01$, $\varphi_{4n} = 0.6$, $k = 0.2$, $b_1 = 965.5$, $b_2 = 0.0735$.

Результаты численного решения и их анализ. На рис. 4.12.1 представлены зависимости температуры поверхности T_w (а) и суммарного массового уноса $(\rho v)_w$ (б) с поверхности теплозащитного материала в зависимости от времени. Кривые 1–3 на рис. 4.12.1 отвечают величине частоты: $v = 10, 20$ и 30 с⁻¹ соответственно. При этом массовый унос $(\rho v)_w$ имеет максимум в начальный момент времени ($t < 0.5$ с)

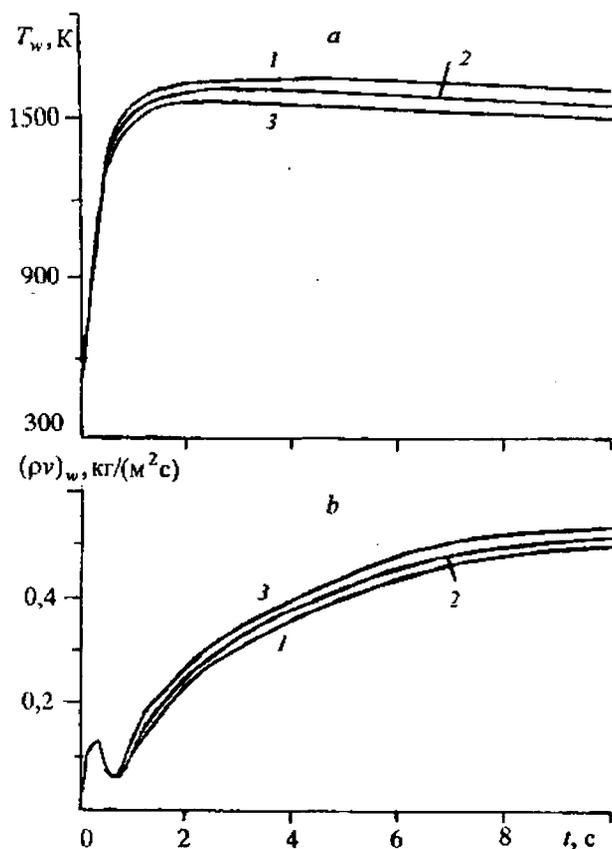


Рис. 4.12.1. Зависимость температуры поверхности (а) и суммарной массовой скорости уноса (б) от времени. Кривые 1–3 отвечают величине частоты $\nu = 10, 20, 30 \text{ с}^{-1}$

из-за резкого подъема T_w . Затем в силу образования прококсованного слоя и увеличения его сопротивления движению фильтрующего газа величина $(\rho\nu)_w$ может уменьшиться. Однако по мере роста нагрева теплозащитного материала со стороны конвективного теплового потока q_w и продвижения тепловой волны вглубь тела продолжается пиролиз угле-

пластика с образованием газообразных и конденсированных продуктов реакции разложения связующего (смолы). Поскольку максимум давления газообразных продуктов фильтрации находится внутри теплозащитного материала [102], то газообразные продукты фильтрации могут продвигаться вглубь тела. Вследствие экзотермической реакции образования кокса из пирозоля (4.12.4) они могут нагревать прококсованные и последующие холодные слои теплозащитного материала. Это приводит к дальнейшему росту величины $(\rho v)_w$. Кроме того, при $T_w > 800$ К унос массы с поверхности теплозащитного материала непрерывен в силу разрушения углеродной поверхности при кинетическом $T_w < 1600$ К и диффузионном $T_w > 1600$ К [27] режимах протекания гетерогенных химических реакций (4.12.5).

Надо сказать, что с ростом частоты $\nu = 10, 20$ и 30 с⁻¹ интенсивность теплообмена потока с углепластиком падает (см. рис. 4.12.1,*a*), а массообмена – растет (см. рис. 4.12.1,*b*). Последний результат качественно согласуется с экспериментальными данными [14]. Это связано с тем, что пульсации теплового потока приводят к более интенсивному термическому разрушению связующего и увеличению вдува $(\rho v)_{1w}$. При этом температура поверхности снижается из-за падения конвективного теплового потока q_w в формуле (4.12.1) и уменьшения суммарного теплового потока в конденсированную фазу

$$Q_w = q_w - (\rho v)_{1w}(h_w - h_g) - (\rho v)_{2w}(h_w - h_c) - \varphi_4 \varepsilon \sigma T_w^4.$$

На рис. 4.12.2 при $\nu = 10$ с⁻¹ приведено распределение температуры углепластика по глубине слоя в различные моменты времени. Сплошные кривые на рис. 4.12.2 отвечают режиму разрушения теплозащитного материала при отсутствии пульсационных составляющих теплообмена $\lambda'_4 = 0$ в (4.12.2), (4.12.15) и вязкости $C = 0$ в (4.12.3), штриховые – варианту: $\lambda'_4 \neq 0$, $C = 0$, штрихпунктирные – комбинированному режиму ТМО: $\lambda'_4 \neq 0$, $C = 0.2$. Линии, помеченные цифрами 1–3, приведены в моменты времени $t: 1, 5, 10$ с.

Из анализа кривых рис. 4.12.2 следует, что волновой коэффициент теплопроводности λ'_4 , возникающий при действии пульсаций в пронизаемом материале, снижает температуру теплозащитного материала за счет возрастания интенсивности фильтрационных потоков. Этот эффект

продолжает усиливаться в комбинированном режиме тепломассообмена: $\lambda_4 \neq 0$, $C \neq 0$ (см. рис. 4.12.2). По-видимому, этот способ отвода тепла целесообразно использовать при протекании реакций с экзотермическим эффектом в разрушающихся теплозащитных материалах.

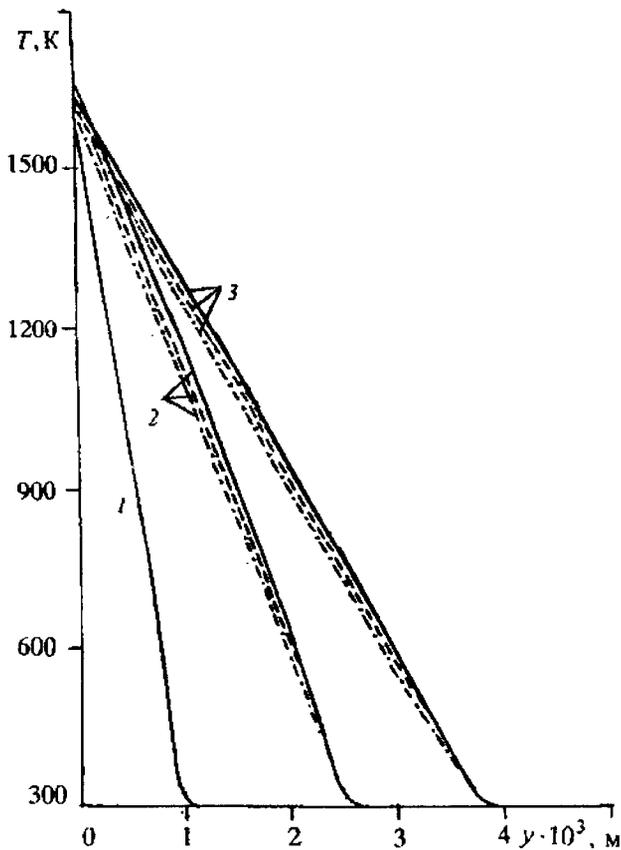


Рис. 4.12.2. Распределение температуры по глубине слоя в различные моменты времени для $\nu = 10 \text{ с}^{-1}$. Сплошные линии отвечают $\lambda_4 = 0$, $C = 0$, штриховые – $\lambda_4 \neq 0$, $C = 0$ и штрихпунктирные – $\lambda_4 \neq 0$, $C \neq 0$ соответственно. Линии, помеченные цифрами 1–3, приведены в моменты времени t : 1, 5, 10 с

В табл. 4.12.1 приведены значения температуры углепластика на поверхности и в глубине тела при $t = 10$ с в зависимости от пульсационных составляющих λ'_4 и C в формулах (4.12.15) и (4.12.3). Из анализа таблицы видно, что вдали от поверхности ($y = 3 \cdot 10^{-3}$ м) температура углепластика ведет себя монотонным образом с увеличением C , а тепловая волна практически слабо прогревает образец. Однако температура поверхности и вблизи нее ($y = 2 \cdot 10^{-3}$ м) может вести себя немонотонно: сначала увеличивается, а затем уменьшается с ростом C . Последний результат, по-видимому, связан с дополнительной диссипацией энергии, обусловленной пульсационным течением.

Таблица 4.12.1

Температура углепластика в зависимости от параметров пульсационного течения при $t = 10$ с

$y, \text{ м}$	$T, \text{ К}$		
	0	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$\lambda'_4 = 0, C = 0$	1647	773	433
$\lambda'_4 \neq 0, C = 0$	1615	758.3	406
$\lambda'_4 \neq 0, C = 0.15$	1627	760	408
$\lambda'_4 \neq 0, C = 0.2$	1614	758.6	413
$\lambda'_4 \neq 0, C = 0.25$	1591	757.4	420

Результаты численного эксперимента показали: 1) при действии периодических возмущений интенсификация процесса теплообмена снижает температуру углепластика; 2) с ростом частоты пульсаций поведение расчетной температуры поверхности разрушения теплозащитного материала качественно согласуется с экспериментальными данными [14].

§ 4.13. Моделирование процесса теплопереноса систем пористого охлаждения при наличии малых периодических возмущений

В последнем параграфе изучается взаимодействие систем пористого охлаждения с высокотемпературным пульсирующим газовым потоком. Исследована возможность управления процессом теплообмена в теплозащитном материале.

Постановка задачи. Сравнение результатов по исследованию фильтрационных и тепловых характеристик пористых материалов в присутствии пульсационных и вибрационных возмущений показало [12] относительное подобие зависимостей вязкостного члена в законе фильтрации и относительной функции теплообмена от интенсивностей колебаний, а также гидродинамическую природу процесса теплообмена. В работе [12] было получено выражение для дополнительного переноса тепла q' в пористом теле при периодических пульсациях газа-охлаждителя

$$q' = -\frac{c_{p2}\rho_2\varphi_s B^2 f}{2\sqrt{2}} \frac{\partial T_1}{\partial x}, \quad f = 2\pi\nu. \quad (4.13.1)$$

Выражение для эффективной вязкости μ_{eff} в законе Дарси возьмем в виде

$$\mu_{eff} = \mu[1 + C \cos(tf)]. \quad (4.13.2)$$

В статье [106] на основе аппроксимационных расчетных зависимостей, полученных в [107], предлагается формула для нахождения теплового потока на проницаемой пластине, обтекаемой турбулентным потоком газа:

$$\frac{St}{St_0} = \frac{\gamma \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} \gamma\right)}{1 + \frac{2\gamma}{Pr} \exp\left(\frac{\gamma}{1+Pr}\right) - \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} \gamma\right)}, \quad (4.13.3)$$

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

Здесь рассмотрен случай, когда ддуваемое вещество и вещество основного потока одинаковы.

Считается, что задан переменный (пульсирующий) конвективный тепловой поток $q_w(\nu, t)$, действующий на теплозащитный материал определенное время, тогда согласно (4.13.3) имеем

$$q_w = \frac{(\rho\nu)_w (h_e - h_w) \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} b\right)}{1 + \frac{2b}{Pr} \exp\left(\frac{b}{1+Pr}\right) - \exp\left(\frac{1-Pr}{1+Pr} b\right)}, \quad (4.13.4)$$

$$\text{где } b = \frac{(\rho v)_w}{(\alpha / c_p)_0}; \quad \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_0 = \left(\frac{\alpha}{c_p} \right)_n \left[1 + \frac{A \cos(ft)}{(\alpha / c_p)_n} \right]; \quad h_w = c_{p2} T_{1w};$$

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

Для упрощения анализа будем считать, что:

1) число Рейнольдса в набегающем сверхзвуковом потоке воздуха достаточно велико ($Re_\infty \gg 1$) и в окрестности поверхности тела сформировался пограничный слой;

2) среда двухтемпературная, т.е. газовая и конденсированная фазы имеют различные температуры;

3) величина потока массы по нормали к обтекаемой пластине значительно больше, чем вдоль этой пластины (рис. 4.13.1, $L_1 \ll \ll L_3$);

4) тело при взаимодействии с потоком газа не разрушается, 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.

Расход газа-охлаждителя будем определять из совместного решения стационарного уравнения неразрывности и нелинейного закона Дарси [27, 108]. Дело в том, что при больших массовых скоростях $(\rho v)_w$ ($Re > 10$) наблюдается турбулентный режим фильтрации [108], который характеризуется квадратичной зависимостью перепада давления от скорости.

Задача расчета характеристик теплообмена сводится к решению системы уравнений сохранения [109]:

в области I (см. рис. 4.13.1)

$$\frac{\partial(\rho_2 v \Phi)}{\partial x} = 0, \quad (4.13.5)$$

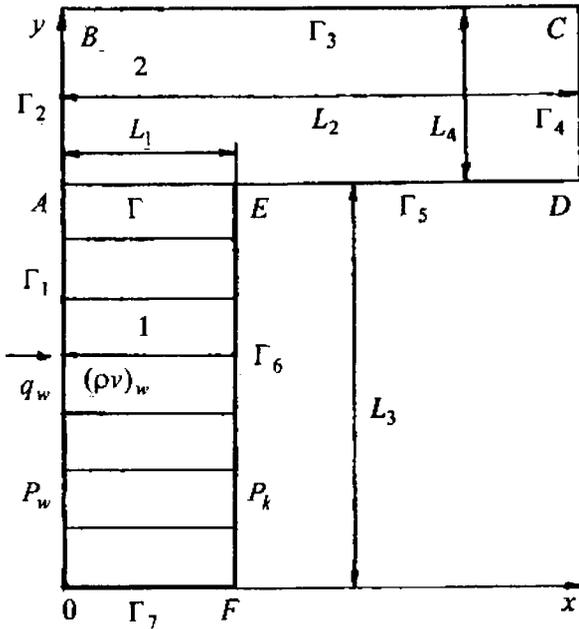


Рис. 4.13.1. Схема обтекаемого тела

$$\rho_1 c_{p1} (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_1 (1 - \varphi) \frac{\partial T_1}{\partial y} \right] - A_v (T_1 - T_2), \quad (4.13.6)$$

$$c_{p2} \left(\rho_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial t} + \rho_2 v \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda_2 \varphi \frac{\partial T_2}{\partial y} \right) + A_v (T_1 - T_2), \quad (4.13.7)$$

$$\alpha \mu_{eff} v + \beta \rho_2 \varphi v |v| = - \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (4.13.8)$$

$$P = \frac{\rho_2 R T_2}{M}, \lambda_2 = \lambda_{2H} \sqrt{\frac{T_2}{T_H}}, \mu = \mu_H \sqrt{\frac{T_2}{T_H}}, \quad (4.13.9)$$

$$\lambda_1 = \lambda_1(T_1) + \lambda', \quad \lambda' = \frac{\pi c_{p2} \Phi_s \rho_2 B^2 v}{\sqrt{2}};$$

в области 2

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (4.13.10)$$

Систему уравнений (4.13.5) – (4.13.8), (4.13.10) необходимо решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$T_i|_{t=0} = T|_{t=0} = T_n, \quad i = 1, 2; \quad (4.13.11)$$

на внешней нагреваемой поверхности пористой пластины OA (область 1 на рис. 4.13.1) имеют место балансовые граничные условия [109]

$$(q_w - \varepsilon \sigma T_{1w}^4)(1 - \varphi) = -\lambda_1(1 - \varphi) \left(\frac{\partial T_1}{\partial x} \right) \Big|_{\Gamma_1}; \quad (4.13.12)$$

$$q_w \varphi = -\lambda_2 \varphi \left(\frac{\partial T_2}{\partial x} \right) \Big|_{\Gamma_1}; \quad (4.13.13)$$

на оси симметрии OF

$$\left(\frac{\partial T_i}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_7} = 0, \quad i = 1, 2; \quad (4.13.14)$$

на поверхности сплошной стальной оболочки $ABCDE$ задаются условия тепловой изоляции

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{\Gamma_2} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_3} = 0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{\Gamma_4} = 0; \quad (4.13.15)$$

на внутренней поверхности DEF [72]

$$\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_5} = \delta(T|_{\Gamma_5} - T_n),$$

$$\left(-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial y} \right) \Big|_{\Gamma_6} = \delta(T_1|_{\Gamma_6} - T_n), \quad (4.13.16)$$

$$T_2|_{\Gamma_6} = \frac{\delta}{c_{p2}(\rho v)_w} (T_1|_{\Gamma_6} - T_n) + T_n;$$

на линии сопряжения AE областей 1 и 2 условие идеального контакта

$$\lambda_1(1-\varphi)\left(\frac{\partial T_1}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma_-} = \lambda\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)\Big|_{\Gamma}, T_1|_{\Gamma_-} = T|_{\Gamma}, T_1|_{\Gamma} = T_2|_{\Gamma}; \quad (4.13.17)$$

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

$$P_w|_{\Gamma_1} = P_e, P|_{\Gamma_6} = P_k. \quad (4.13.18)$$

Здесь и ниже: a – скорость звука при нормальных условиях, м/с; A – амплитуда пульсаций, кг/(с·м²); A_v – коэффициент объемного теплообмена между газом и каркасом, Вт/(К·м³); a_1, a_2 – постоянные; B – амплитуда пульсаций, м; c_p – коэффициент теплоемкости, Дж/(кг·К); C – безразмерный параметр в формуле (4.13.2); h – энтальпия, Дж/кг; I – интенсивность возмущений, кг/с³; k – безразмерный параметр в формуле (4.13.19); $L_i, i=1, 2, 3, 4$ – толщины и длины оболочек 1 и 2 на рис. 4.13.1, м; M – молекулярный вес воздуха, кг/кмоль; Nu_v – число Нуссельта; P – давление, Па; Pe – число Пекле; Pr – число Прандтля; q_w – конвективный тепловой поток из газовой фазы, Вт/м²; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); Re – число Рейнольдса; St – число Стантона; t – время, с; T – температура, К; v – скорость фильтрации газа в области 1, м/с; x и y – поперечная и продольная пространственные координаты, м; α – вязкостный коэффициент в законе Дарси, м⁻²; $(\alpha/c_p)_n$ – коэффициент теплообмена в отсутствие пульсаций, кг/(с·м²); β – инерционный коэффициент в законе Дарси, м⁻¹; δ – коэффициент теплоотдачи на внутренней поверхности пластины, Вт/(К·м²); ϵ – излучательная способность поверхности каркаса; φ – пористость; λ – коэффициенты теплопроводности, Вт/(м·К); μ – коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с); ν – частота периодических возмущений, с⁻¹; ν_1, ν_2 – постоянные; ρ – плотность, кг/м³; $(\rho\nu)_w$ – расход газа-охладителя в порах теплозащитного материала, кг/(с·м²); σ – постоянная Стефана–Больцмана, Вт/(м²·К⁴). Индексы: w – внешняя нагреваемая поверхность обтекаемого тела; $\infty, e, e0$ – величины набегающего газового потока на бесконечности, на внешней границе погра-

ничного слоя и в точке торможения; 1 и 2 – каркас и газ в области 1; n – начальное значение; 0 – отсутствие вдува с поверхности; k – момент окончания теплового воздействия; штрих – пульсации характеристик теплообмена; v – объемный; eff – эффективный.

Методика расчета и исходные данные. Давление на внешней нагреваемой поверхности проницаемого тела считалось известным из эксперимента и задано в табл. 4.13.1 от продольной координаты y .

Таблица 4.13.1

Давление во внешней среде вдоль обтекаемой пластины

$y \cdot 10^2$, м	$P_e \cdot 10^{-4}$, Па	$y \cdot 10^2$, м	$P_e \cdot 10^{-4}$, Па
0	10.0155	0.35	8.1426
0.04375	9.65	0.525	7.5116
0.0875	9.3445	0.7	6.8806
0.175	9.0139	0.875	6.2597
0.245	8.7636	0.95	6.0093

Давление на внутренней «холодной» поверхности оболочки сферы бралось в виде

$$P_k = kP_{e0}, \quad (4.13.19)$$

что обеспечивало необходимый расход охладителя (в частности, не достигалась температура плавления стальной оболочки 1600 К [27, 108]) на участке теплового воздействия от $t = 0$ до $t = t_k$.

Квазистационарное уравнение неразрывности $\rho_2 \varphi v = -(\rho v)_w$ (знак «минус» обусловлен тем, что нормальная составляющая координата x направлена вглубь тела (см. рис. 4.13.1), а охладитель течет в противоположном направлении) совместно с первым выражением (4.13.9), нелинейным законом Дарси (4.13.8) и граничными условиями (4.13.18) можно проинтегрировать и найти расход газа и давление в области 1 [109]:

$$(\rho v)_w(y) = \frac{[2\beta(P_k^2 - P_w^2)\varphi MD_{L_1} / R + E_{L_1}]^{0.5} - E_{L_1}}{2\beta D_{L_1}}, \quad (4.13.20)$$

$$P(x, y) = \{P_w^2 + 2R(\rho v)_w[\beta(\rho v)_w D + E] / M\varphi\}^{0.5},$$

где $D(x, y) = \int_0^x T_2(s, y) ds$; $E(x, y) = \alpha \int_0^x \mu_{eff} T_2(s, y) ds$.

Коэффициент объемного теплообмена A_v между газом и каркасом определялся из формул [110]

$$\text{Nu}_v = \nu_1 \text{Pe}^{\nu_2}, \quad 0.5 < \text{Pe} < 80, \quad \nu_2 = 1 - 1.3,$$

где $\text{Nu}_v = A_v l^2 / \lambda_2$; $\text{Pe} = (\rho v)_w l c_{p2} / \lambda_2$; $l = \beta / \alpha$.

Величину частоты колебаний f можно получить по формуле из [14]:

$$f = B^{-1} (2I / \rho_2 a)^{0.5}.$$

Краевая задача (4.13.6), (4.13.10) – (4.13.17) решалась численно при помощи локально-одномерного метода расщепления [66]. Использовалась 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 $H_1 = H_x = 10^{-4}$, $H_2 = H_1/2$, $H_3 = H_1/4$, $H_4 = H_1/8$, $H_x = H_y$. 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 моменту времени $t = t_k$ составляло: $\Delta_1 = 10.5\%$, $\Delta_2 = 5.2\%$, $\Delta_3 = 2.4\%$.

Теплофизические и структурные характеристики пористого материала для образца из спеченного порошка нержавеющей стали взяты из [108, 111], а для воздуха – из [112]. Приводимые ниже результаты получены при $T_n = 293 \text{ K}$, $(\alpha/c_p)_n = 0.2 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, $\mu_n = 1.81 \cdot 10^{-5} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $A = 0.03 \text{ кг}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$, $\lambda_e = 0.782 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $T_e = 3600 \text{ K}$, $c_{pe} = 4024 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $h_e = 1.449 \cdot 10^7 \text{ Дж}/\text{кг}$, $\rho_e = 0.088 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\mu_e = 1.747 \cdot 10^{-4} \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, $R = 8.314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, $B = 10^{-3} \text{ м}$, $M = 29 \text{ кг}/\text{кмоль}$, $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$, $L_1 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $L_2 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ м}$, $L_3 = 9.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $L_4 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $\lambda_1 = 2.92 + 4.5 \cdot 10^{-3} T_1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $\delta =$

$=100 \text{ Вт}/(\text{К}\cdot\text{м}^2)$, $\rho_1 c_{p1} = (1252 + 0.544 T_1) \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{К}\cdot\text{м}^3)$, $\lambda_{2н} = 0.0257 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $\lambda = 23 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, $c_p = 600 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$, $\rho = 7800 \text{ кг}/\text{м}^3$, $I = 0 \div 0.5 \text{ кг}/\text{с}^3$, $t_k = 10 \text{ с}$, $a = 340 \text{ м}/\text{с}$, $a_1 = 965.5$, $a_2 = 0.0735$, $\varepsilon = 0.85$, $C = 0.2$, $v_1 = 0.015$, $v_2 = 1$.

Результаты численного решения и их анализ. В табл. 4.13.2 приведена зависимость расчетной $T_{1w}(0)$ и экспериментальной $T_w(0)$ температур внешней поверхности теплозащитного материала от величины расхода газа-охлаждителя, параметра k в формуле (4.13.19) при входных данных, указанных выше, и пористости $\phi = 0.36$ в отсутствие пульсаций потока газа ($I = 0$).

Таблица 4.13.2

Зависимость относительной погрешности температуры поверхности от расхода газа-охлаждителя

k	$(\rho v)_w(0), \text{г}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$	$T_w(0), \text{К}$	$T_{1w}(0), \text{К}$	$\Delta, \%$
1.057	0.2	1224	1193	2.3
1.073	0.4	1044	893	14
1.09	0.6	792	663	16
1.105	0.8	648	539	15

Как видно из табл. 4.13.2, отличие относительной погрешности (Δ) расчетной температуры поверхности от экспериментальной составляет не более 16%.

На рис. 4.13.2–4.13.4 представлены зависимости внешней температуры поверхности каркаса T_{1w} (сплошные кривые), газа T_{2w} (штриховые кривые), конвективного теплового потока q_w из газовой фазы и расхода газа-охлаждителя $(\rho v)_w$ с поверхности теплозащитного материала соответственно от продольной координаты y при $k = 1.02$, $\phi = 0.67$ в момент окончания теплового воздействия $t = t_k$. Кривые 1–3 на рис. 4.13.2–4.13.4 отвечают величине интенсивности пульсаций: $I = 0, 0.2, 0.35$, что соответствует случаю отсутствия или наличия пульсаций для характеристик теплообмена в формулах (4.13.1), (4.13.2), (4.13.4), (4.13.9).

Из анализа кривых 1–3 рис. 4.13.2–4.13.4 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 и возможности управления процессом теплообмена в теплозащитном материале.

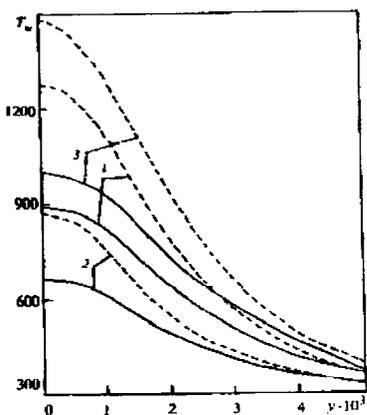


Рис. 4.13.2. Зависимость внешней температуры поверхности каркаса (сплошные кривые), газа (штриховые кривые) от продольной координаты y при $t = t_k$

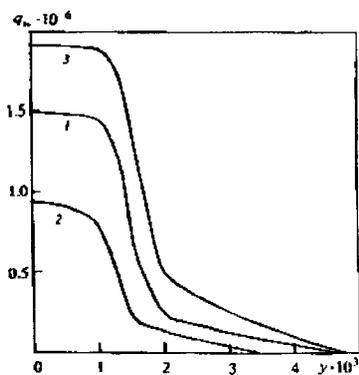


Рис. 4.13.3. Распределение теплового потока из газовой фазы на пористой поверхности от продольной координаты y в момент $t = t_k$

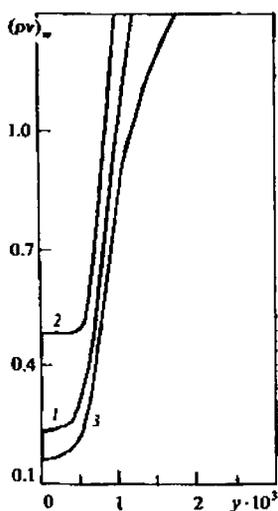


Рис. 4.13.4. Зависимость расхода газа-охладителя от продольной координаты y в момент $t = t_k$

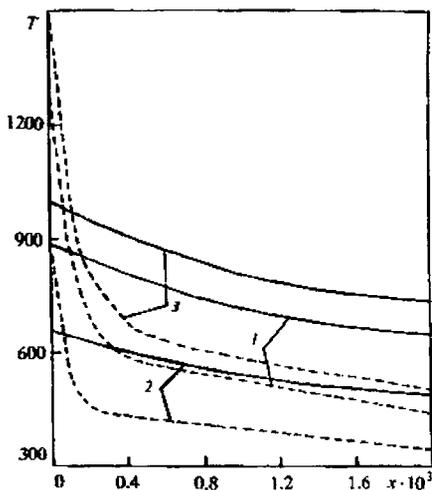


Рис. 4.13.5. Зависимость температуры каркаса (сплошные кривые), газа (штриховые кривые) от глубины слоя x при $y = 0$ в момент $t = t_k$

На рис. 4.13.5 дано распределение температуры каркаса T_1 и газа T_2 на глубине слоя x в лобовой критической точке при $y = 0$ в момент времени $t = t_k$. Обозначения кривых на рис. 4.13.2–4.13.5 совпадают.

Из рис. 4.13.5 видно, что для балансовых граничных условий (4.13.12), (4.13.13) [109], 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 теплопроводностью воздуха, чем у каркаса из пористой стали. Затем по мере установления процесса теплообмена конденсированная фаза прогревается быстрее, поскольку теплопроводность проникаемой стали на два порядка выше теплопроводности газа.

В табл. 4.13.3 приведены зависимости относительной функции теплообмена $\psi_0 = [q_w^+(0) - q_w^-(0)] / q_w^-(0)$ от интенсивности колебаний, где индексы «+» и «-» соответствуют параметрам с возмущениями ($I \neq 0$) и без возмущений ($I = 0$), а также температура поверхности $T_{1w}(y = 0)$ в момент времени $t = t_k$ при $b = 5.3$.

Таблица 4.13.3

Зависимость температуры поверхности и относительной функции теплообмена от интенсивности возмущений

$I, \text{кг/с}^3$	$\alpha, \text{м}^{-2}$	$\beta, \text{м}^{-1}$	ψ_0	$T_{1w} _{y=0}, \text{К}$
0	$5.0 \cdot 10^{10}$	$1.27 \cdot 10^{10}$	—	898
0.05	$4.0 \cdot 10^{10}$	$1.25 \cdot 10^{10}$	-0.047	719
0.1	$3.0 \cdot 10^{10}$	$1.22 \cdot 10^{10}$	-0.058	635
0.15	$2.8 \cdot 10^{10}$	$1.22 \cdot 10^{10}$	-0.073	621
0.2	$3.4 \cdot 10^{10}$	$1.24 \cdot 10^{10}$	-0.091	661
0.25	$4.6 \cdot 10^{10}$	$1.25 \cdot 10^{10}$	-0.123	771
0.3	$5.5 \cdot 10^{10}$	$1.28 \cdot 10^{10}$	-0.245	890
0.35	$6.4 \cdot 10^{10}$	$1.33 \cdot 10^{10}$	-0.212	1005
0.4	$6.6 \cdot 10^{10}$	$1.35 \cdot 10^{10}$	-0.187	1071
0.45	$6.8 \cdot 10^{10}$	$1.39 \cdot 10^{10}$	-0.103	1122
0.5	$7.0 \cdot 10^{10}$	$1.44 \cdot 10^{10}$	-0.084	1172

В табл. 4.13.3 вязкостный α и инерционный β коэффициенты в законе Дарси (4.13.8) взяты из рис. 2 работы [12]. Как видно из табл. 4.13.3, поведение температуры поверхности каркаса и относительной функции теплообмена носит немонотонный характер в зависимости от интенсивности пульсаций газа-охладителя (4.13.2), (4.13.20). Последний результат качественно согласуется с экспериментальными данными [12]. Немонотонное поведение относительной функции теплообмена и вязкостного коэффициента α в законе Дарси (4.13.8) при росте интенсивности колебаний обусловлено сменой ламинарного режима фильтрации на переходный и турбулентный режим, характеристики проницаемости пористой стенки при этом ухудшаются [12].

Результаты численного эксперимента показали: 1) учет периодических возмущений неоднзначно влияет на интенсивность процесса теплообмена в системах пористого охлаждения; 2) количественное и качественное согласование результатов расчетов с экспериментальными данными [12].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абалтусов В.Е., Голованов А.Н., Холкин А.С.* Теплообмен плазменной струи с пористой стенкой // Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981. С. 67–70.
2. *Голованов А.Н.* О гидродинамических, тепловых и теплофизических характеристиках некоторых пористых материалов в высокотемпературных потоках и вдуве газа-охладителя // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 3. С. 21–29.
3. *Абалтусов В.Е., Голованов А.Н., Гришин А.М.* Экспериментальное исследование теплообмена плазменной струи с перфорированной поверхностью при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1980. Вып. 3, № 13. С. 64–67.
4. *Голованов А.Н.* Теплообмен плазменной струи и полусферической стенки при наличии вдува газа-охладителя через круглые отверстия // ПМТФ. 1988. № 2. С. 18–23.
5. *Голованов А.Н.* Эффективность тепловой защиты затупленных тел в условиях сильной неизотермичности течения и вдува охлаждителя через круглые отверстия: Дис. канд. техн. наук. Томск, 1987. 161 с.
6. *Голованов А.Н.* Теплообмен осесимметричного затупленного тела в потоке газа при наличии вдува охлаждителя через круглые отверстия и вибрационных возмущений // ИФЖ. 1992. Т. 63, № 2. С. 194–198.
7. *Голованов А.Н.* О физической модели течения газа и теплообмена в окрестности затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным потоком при вдуве газа-охладителя через круглые отверстия // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Вып. 3, № 18. С. 6–52.
8. *Гришин А.М., Голованов А.Н.* О влиянии акустического поля на теплообмен затупленного тела, обтекаемого высокотемпературным газовым потоком, при наличии вдува газа-охладителя // Пограничные слои в сложных условиях. Новосибирск: Институт теплофизики СО АН СССР, 1984. С.15–19.

9. Голованов А.Н. Об акустическом воздействии на параметры течения и теплообмен составной струи в набегающем потоке // ПМТФ. 1989. № 1. С. 153–158.
10. Гришин А.М., Голованов А.Н. Теплообмен тел с высокотемпературным потоком при вдуве газа, акустических и вибрационных возмущениях // Теплообмен. Минск: ИТМО АН БССР. 1988. Ч. 1. С. 41–43.
11. Голованов А.Н. Теплообмен плазменной струи и перфорированной стенки в условиях вдува охладителя и вибраций поверхности // Теплофизика и гидромеханика технологических процессов. Томск: ТПИ, 1989. С. 59–63.
12. Голованов А.Н. Гидродинамические и тепловые характеристики систем пористого охлаждения при наличии малых периодических возмущений // ИФЖ. 1994. Т. 66, № 6. С. 95–701.
13. Голованов А.Н. О влиянии вибраций на процесс горения некоторых углеграфитовых материалов // ФГВ. 1988. Т. 24, № 4. С. 69–71.
14. Голованов А.Н. О влиянии периодических возмущений на процессы разрушения некоторых композиционных материалов // ФГВ. 1999. Т. 35, № 3. С. 67–73.
15. Гришин А.М. Математическое моделирование некоторых нестационарных аэротермохимических явлений. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1973. 282 с.
16. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И., Миронов Б.П. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности с продольным градиентом давления в области сильных вдувов и конечных чисел Рейнольдса // Тепло- и массоперенос. М., 1968. С. 24–31.
17. Волчков Э.П., Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. О влиянии сжимаемости и неизо-термичности газа на эффективность заградительного охлаждения при турбулентном пограничном слое // ПМТФ. 1966. № 4. С. 126–129.
18. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 392 с.
19. Авдеевский В.С., Галицкий Б.М., Глебов Б.А. Основы теплопередачи в авиационной и ракетной технике. М.: Машиностроение, 1975. 623 с.
20. Основы теории полета космических аппаратов / Под ред. Г.С. Нариманова, М.К. Тихонравова. М.: Машиностроение, 1972. 608 с.
21. Репухов В.М. Теория тепловой защиты стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1980. 296 с.
22. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 239 с.
23. Репухов В.М. Тепловая защита стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка, 1977. 252 с.
24. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхов С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1972. 254 с.
25. Леонтьев А.И., Миронов Б.П. Турбулентный пограничный слой при сильных вдувах и параметры отгеснения // Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск: Наука, 1974. С. 85–99.
26. Жуков М.Ф. и др. Турбулентный теплообмен в выходном электроде плазмотрона с МЭВ // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1979. Вып. 2, № 8. С. 61–66.
27. Полежайев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 392 с.
28. Хофф Н. Из введения // Проблемы высоких температур в авиационных конструкциях. М., 1961. С. 7–14.
29. Кинг Г.А. Методы отвода тепла и защиты и материалы // Исследования при высоких температурах. М., 1962. С. 212–239.
30. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962. 608 с.
31. Дорренс У.Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 440 с.

32. *Мугалев В.П.* Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности // Тепло- и массоперенос. Минск, 1968. Т. 1. С. 32–38.
33. *Ерошенко В.М. и др.* Критические параметры отгеснения турбулентного пограничного слоя // ИФЖ. 1972. Т. 23, № 1. С. 94–103.
34. *Эккерт Э.Р.* Пленочное охлаждение в газовой среде // ИФЖ. 1970. Т. 19, № 3. С. 426–440.
35. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 318 с.
36. *Пористые проницаемые материалы:* Справочник / Под ред. С.В. Белова. М.: Металлургия, 1987. 335 с.
37. *Огнеупорная керамика в высокотемпературном газовом потоке* / Под ред. А. Жукаускаса. Вильнюс: Моклас, 1975. 180 с.
38. *Зинченко В.И.* Математическое моделирование сопряженных задач тепломассообмена. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1985. 221 с.
39. *Куришин А.П.* О расчете гидродинамических характеристик металлокерамики // Труды ЦАГИ. М., 1975. Вып. 1677. С. 3–14.
40. *Вулис Л.А., Ярин Л.П.* Аэродинамика факела. Л.: Энергия, 1978. 216 с.
41. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
42. *Абрамович Г.Н.* Теория турбулентных струй. М.: Физматгиз, 1960. 716 с.
43. *Бержелос, Госмен, Лондер.* Структура течения вблизи струи, истекающей из отверстия под углом 30° к основному потоку // РТК. 1977. Т. 15, № 4. С. 44–70.
44. *Алексеев Н.М., Зеленгур А.А.* Исследование эффективности тепловой завесы при вдуве через единичное отверстие // Турбулентный пограничный слой при сложных граничных условиях. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1977. С. 36–48.
45. *Рамсей, Гольштейн.* Взаимодействие вдуваемой нагретой струи с основным потоком // Теплопередача. 1971. Т. 93, №4. С. 41–50.
46. *Гинзбург И.П., Приходько В.Д., Сизов А.М.* Исследование составных струй // Сб. 2. Газодинамика и теплообмен. Учен. зап. Ленингр. ун-та. 1985. Вып. 46, № 357. С. 55–67.
47. *Белов И.А.* Взаимодействие неравновесных потоков с преградами. Л.: Машиностроение, 1983. 144 с.
48. *Померанцев В.В., Арефьев К.М., Ахмедов Д.Б. и др.* Основы практической теории горения / Под ред. В.В. Померанцева. Л.: Энергия, 1973. 264 с.
49. *Васильевский Э.Б.* Теплозащита поверхности тела от конвективного теплового потока путем вдува // Аэромеханика и газовая динамика. 2003. № 2. С. 37–48.
50. *Эккерт Э.Р.* Пленочное охлаждение в газовой среде // ИФЖ. 1970. Т. 19, № 3. С. 426–440.
51. *Глазков В.В., Гусева М.Д., Жестокоев Б.А.* О турбулентном течении над проницаемыми пластинами // МЖГ. 1972. № 4. С. 38–46.
52. *Глазков В.В.* Теплоперенос в турбулентном пограничном слое над проницаемыми пластинами // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 4. С. 22–31.
53. *Шваб В.А., Шваб А.В.* Пристенные турбулентные течения. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1980. 207 с.
54. *Кутателадзе С.С.* Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука, 1973. 317 с.
55. *Парк Ч.* Турбулентность течения, вызванная вдувом в пограничном слое в окрестности критической точки // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2, № 9. С. 78–87.

56. Дундр И., Кучера Я. Гидродинамическая структура турбулентных струй // Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск: Наука, 1977. С. 244–257.
57. Абалтусов В.Е. Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1979. Вып. 2, № 8. С. 67–71.
58. Математическая теория планирования эксперимента / Под ред. С.М. Ермакова. М.: Наука, 1983. 391 с.
59. Голованов А.Н. О влиянии акустического поля на параметры течения газа и теплообмен составной струи, истекающей навстречу набегающему потоку. Дсп. в ВИНТИ. М., 1986. Вып. 86. № 8022. 28 с.
60. Бергман Л. Ультразвук и его применения в науке и технике. М.: Мир, 1957. 216 с.
61. Константинов Б.П. Гидродинамическое звуковое распространение звука в ограниченной среде. Л.: Энергия, 1974. 233 с.
62. Борисов Ю.Я., Гынкина Н.М. Физические основы ультразвуковой технологии // Акустическая сушка. М.: Наука, 1970. С. 16–27.
63. Абрамов О.В. Кристаллизация металлов в ультразвуковом поле. М.: Наука, 1972. 194 с.
64. Gougat P. In fluence d'un champ. acoustique exterieur sur une couche limite turbulente // Theses Fakult des Sciences. 1969. P. 3384.
65. Власов Е.В., Гиневский А.С., Власов Е.В. Влияние акустических возмущений на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Учен. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2, № 2. С. 1–10.
66. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: Гос. изд-во физико-математической литературы, 1961. 500 с.
67. Гольдштейн, Гольдштейн, Шейвит, Чен. Эффективность плёночного охлаждения с вдувом через пористую стенку // Теплопередача. 1965. № 3. С. 36–46.
68. Feldhuhn R.H. Heat transfer from a turbulent boundary layer on a porous hemisphere // AIAA. Paper. 1976. № 119.
69. Миронов Б.П. Пористое охлаждение электродуговых нагревателей // Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977. С. 62–82.
70. Романенко П.Н., Волощук А.Я. Эффективность защиты и теплообмен при вдуве воздуха в турбулентный пограничный слой воздушного потока через пористый предвключенный участок // ТВТ. 1970. Вып. 8, № 5. С. 1025–1031.
71. Ерошенко В.М. и др. Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя на пористой пластине при сильном вдуве // Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных сред. М.: Наука, 1972. С. 64–70.
72. Миронов Б.В., Луговской П.П., Тарарин В.И. Влияние степени турбулентности основного потока на массообмен за участком пористого вдува // Турбулентный пограничный слой при сложных граничных условиях. Новосибирск: Наука, 1977. С. 5–14.
73. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Ядыкин А.Н. Теплопередача в соплах Лаваля при наличии завесы // ПМТФ. 1978. № 3. С. 78–95.
74. Коваль М.А., Стулов В.П., Швец А.И. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с сильным распределенным вдувом // Изв. АН СССР. МЖТ. 1978. № 3. С. 78–95.
75. Алексеев Б.В., Гришин А.М. Введение в аэротермохимию. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1978. 418 с.

76. *Боровой Е.Э.* Расчет геометрии ударной волны перед затепленным носком в условиях интенсивного массообмена // Труды МВТУ. № 274: Вопросы прикладной аэродинамики. 1978. № 1. С. 13–21.
77. *Харченко В.Н.* Влияние интенсивного поперечного потока массы на сопротивление конуса в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 6. С. 140–143.
78. *Краснов Н.Ф.* Аэродинамика. Ч. 1. М.: Высшая школа, 1980. 495 с.
79. *Антонов В.А., Гольдин В.Д., Пахомов Ф.М.* Аэродинамика тел со вдувом. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 193 с.
80. *Любимов А.Н., Русанов В.В.* Течение газа около тупых тел. М.: Наука, 1976. 287 с.
81. *Анфимов Н.А.* Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела // МЖГ. 1966. № 1. С. 22–31.
82. *Авдуевский В.С., Глебов Т.А.* Теплообмен в окрестности критической точки на проницаемой поверхности // ИФЖ. 1970. Т.18, № 5. С. 777–781.
83. *Платунов Е.С. и др.* Теплофизические измерения и приборы. Л.: Машиностроение, 1986. 256 с.
84. *Эккерт Э.Р., Дрейк Р.М.* Теория тепло- и массообмена. М.: Гос. энерг. изд-во, 1961. 680 с.
85. *Шлихтинг Г.* Теория пограничного слоя. М.: ИЛ, 1956. 528 с.
86. *Ажицев Н.А., Быков В.И.* Об интенсификации переноса тепла в пористых средах при пульсациях давления // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Вып. 6, № 21. С. 27–30.
87. *Франк-Каменецкий Д.А.* Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987. 491 с.
88. *Хитрин Л.Н., Головина Е.С.* Высокотемпературное взаимодействие графита с различными химически активными газами // Исследования при высоких температурах. М.: Наука, 1967. С. 157–165.
89. *Хитрин Л.Н.* Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957. 442 с.
90. *Капцельсон Б.Д., Мароне И.А.* Влияние давления и концентрации кислорода на воспламенение и горение мелких угольных частиц // Теплоэнергетика. 1964. № 1. С. 11–15.
91. *Агранат В.М., Гришин А.М.* Качественный анализ режимов нестационарного теплообмена в пограничном слое с химическими реакциями при интенсивных вдувах // ПИМТФ. 1978. Т. 42, № 6. С. 1056–1067.
92. *Агранат В.М.* Аналитическое исследование теплообмена и трения в пограничном слое. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. 170 с.
93. *Вольтер Е.Б., Сальников И.Е.* Устойчивость режимов работы химических реакторов. М.: Химия, 1981. 200 с.
94. *Агранат В.М., Губин Д.А.* Анализ режимов нестационарного теплообмена при интенсивной газификации тела в потоке реагирующего газа. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. 40 с.
95. *Губин Д.А.* К вопросу прогнозирования нестационарного теплообмена в реакционных системах // Физическое и математическое моделирование тепловых и гидродинамических процессов. Томск: ТПИ, 1990. С. 104–109.
96. *Папкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К.* Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
97. *Шварц Г.С.* Новые материалы и конструкции для абляционных цепей // Исследования при высоких температурах. М.: Наука, 1967. С. 462–484.

98. Борсков Г.К., Матрос Ю.Ш., Кислев О.В., Бунимович Г.А. Осуществление гетерогенного каталитического процесса в нестационарном режиме // ДАН СССР. 1977. Т. 237, № 1. С. 160–163.
99. Катца П.Л. Теплопроводность и диффузия в жидкой среде при периодическом течении // ЖЭТФ. 1951. Т. 21, № 9. С. 964–978.
100. Эйштейн А., Смолюховский М. Броуновское движение. М.; Л.: Гл. ред. общетехн. лит-ры, 1936. 607 с.
101. Калинин Г.А., Миков В.Л., Морозова Т.П. Исследование полиаминоамидного связующего методом комплексного термического анализа // Изв. Тимирязевской сельскохозяйственной академии. 1981. № 2. С. 164–167.
102. Зинченко В.И., Якимов А.С. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала под действием теплового потока // ФГВ. 1988. Т. 24, № 2. С. 141–149.
103. Самарский А.А. Введение в теорию разностных схем. М.: Наука, 1971. 552 с.
104. Бучнев Л.М., Смыслов А.И., Дмитриев И.А. и др. Экспериментальное исследование энthalпии квазиномонокристалла графита и стеклоглерода в интервале температур 300–3800 К // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25, № 6. С. 1120–1125.
105. Гришин А.М., Парашин А.Д., Якимов А.С. Термохимическое разрушение углепластика при многократном импульсном нагружении // ФГВ. 1993. Т. 29, № 1. С. 87–95.
106. Совершенный В.Д. Инженерные формулы для расчета трения на проницаемой поверхности в турбулентном потоке газа // ИФЖ. 1967. Т. 12, № 4. С. 538–539.
107. Совершенный В.Д. Турбулентный пограничный слой на проницаемой поверхности // Изв. АН СССР. МЖТ. 1966. № 3. С. 45–51.
108. Андриевский Р.А. Пористые металлокерамические материалы. М.: Металлургия, 1964.
109. Гришин А.М., Голованов А.Н., Якимов А.С. Сопряженный теплообмен в композиционном материале // ПМТФ. 1991. № 4. С. 141–148.
110. Занемонец В.Ф., Родионов В.И. Экспериментальное исследование теплообмена в зернистом связанном слое // Теплообмен. ММФ. Минск: ИТМО АН БССР. 1988. Сек. 7. С. 42–43.
111. Алифанов О.М., Трянин А.П., Ложкин А.Л. Экспериментальное исследование метода определения коэффициента внутреннего теплообмена из решения обратной задачи // ИФЖ. 1987. Т. 52, № 3. С. 460–469.
112. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана математическая модель и приведена постановка сопряженной задачи процесса тепломассообмена при обтекании высокосубзвуковым газovým потоком конуса, затупленного по сфере, с учетом работы системы комбинированной тепловой защиты. Разработана новая задача об определении характеристик нестационарного сопряженного тепломассообмена при вдуве газа через пористую поверхность затупления в набегающий газовый поток. За участком пронцаемого затупления определены характеристики тепломассообмена и разрушения конической поверхности и показано, что закон изменения массового и линейного уноса вдоль образующей качественно совпадает с поведением конвективного теплового потока. Причем за участком завесной зоны могут быть использованы известные соотношения для потоковых величин из газовой фазы.

2. Найдено, что при движении летательного аппарата по траектории в широком диапазоне изменения тепловых потоков реализуется режим комбинированного термохимического разрушения многослойного теплозащитного материала. Использование многослойных теплозащитных материалов позволяет более эффективно блокировать падающий на конструктивный элемент тепловой поток, причем значительную роль при этом играет механический унос инертного наполнителя диспергируемого слоя.

3. Сопоставление результатов решения краевой задачи с известными экспериментальными данными позволило оценить пределы применимости математической модели и выявить соотношение различных составляющих уноса в процессе нестационарного термохимического разрушения, что позволяет прогнозировать влияние уноса на аэродинамические характеристики в условиях переменных параметров торможения, отвечающих движению по траектории.

4. Получено, что для обеспечения снижения температур поверхности пористых теплозащитных материалов необходимо использовать материалы, имеющие структурные характеристики, обеспечивающие максимальное значение объемного коэффициента теплообмена между газом и каркасом. При математическом моделировании прогрева инертных пористых металлов (медь, сталь, металлокерамика) необходимо учитывать двухтемпературность и трехмерность нагрева тела, так как однотемпературность и неучет перетекания тепла по окружной координате завышают температуру каркаса.

5. Изучены новые способы управления тепловыми режимами при пространственном обтекании тела высокоэнтальпийном потоком, связанные с одновременным воздействием вдува газа-охладителя с поверхности проницаемой сферы и перетекания тепла в материале оболочки. Для различных коэффициентов теплопроводности тела проведен анализ влияния вдува и показана эффективность использования высокотеплопроводных материалов для снижения максимальных температур на наветренной стороне в результате интенсивного стока тепла в область пористого сферического затупления. Получены аналитические зависимости для тепловых потоков на участке вдува и в завесной зоне на наветренной стороне тела.

6. Получена оценка требований к параметрам комбинированной тепловой защиты, обеспечивающим не превышение критической температуры сферического затупления, выполненного из пористых металлических материалов. При выборе данного способа активной тепловой защиты следует уделить внимание выбору таких материалов, которые обладают наиболее низким гидравлическим сопротивлением фильтрующему охлаждающему потоку в порах в комбинации с высокой теплопроводностью.

7. Разработаны способы и устройства тепловой защиты конструктивных элементов летательных аппаратов, которые прошли успешные полигонные испытания и внедрены в отрасли.

8. Системы пористого охлаждения восприимчивы к пульсациям вдуваемого газа и вибрациям стенки. Восприимчивость систем пористого охлаждения обусловлена появлением дополнительных нормальных и касательных напряжений трений при фильтрации газа-охладителя сквозь поры, а также дополнительного переноса тепла вглубь пористой стенки и приводит к возможности регулирования и управления гидродинамическими и тепловыми характеристиками таких систем. Улучшаются термостойкость, интенсивность внутреннего теплообмена, газопроницаемость пористых материалов и эффективность тепловой защиты систем пористого охлаждения.

9. Интенсификация теплообмена в составной струе с помощью низкочастотных звуковых волн связана с взаимодействием акустических колебаний и структур на основных участках элементарных струй. Происходит дополнительная турбулизация течения и как следствие этого интенсификация теплообмена. Высокочастотные акустические колебания взаимокоррелированы с поперечными пульсациями скорости в зонах смыкания элементарных струй. Осуществляются подавление крупномасштабных пульсаций скорости газа и ослабление процесса теплообмена.

10. Линейные, радиальные и тангенциальные вибрации перфорированной стенки при наличии вдува газа-охладителя могут интенсифицировать и ослаблять процесс теплообмена между газом и стенкой. Выбор типа и интенсивности колебаний приводит к возможности управлять гидродинамическими параметрами течения газа вблизи стенки, а также процессом теплообмена.

11. Вибрации композиционных материалов могут приводить к интенсификации межфазного теплообмена между связующим и наполнителем, при этом появляется дополнительный, вибрационный «транспорт» тепла вглубь материала. Происходит более раннее разложение связующего и фильтрация продуктов газификации через поры внешней поверхности материала, температура стенки уменьшается. Оптимальный выбор амплитуды, частоты вибраций, массового содержания связующего позволяет регулировать тепловые нагрузки к композиционным материалам и управлять процессами термохимического разрушения.

12. Получены устойчивые, неустойчивые и автоколебательные режимы термохимического разрушения композиционных материалов, предсказанные ранее в работах А.М. Гришина, В.М. Аграната. Автоколебательные температуры поверхности композиционных материалов относятся к классу термокинетических колебаний с жестким возбуждением.

13. В системе двухфазного охлаждения получены различные режимы охлаждения стенки: за счет вынужденной конвекции; обращенный дисперсно-кольцевой; снарядный; паровой и автоколебательный. Автоколебательный режим охлаждения относится к тривиально-релаксационному режиму мягким возбуждением. Неустойчивые режимы течения системы устраняют с помощью линейных вибраций стенки, повышающих эффективность тепловой защиты.

О Г Л А В Л Е Н И Е

ВВЕДЕНИЕ	3
Литература	
Глава 1. ПАССИВНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА	11
§ 1.1. Общие характеристики композиционных материалов, их теплофизические и термокинетические свойства	11
§ 1.2. Режимы воспламенения стеклопластиковой трубы с учетом смешанной конвекции окислителя	18
§ 1.3. Пиролиз двухслойного теплозащитного материала под действием заданного теплового потока	31
§ 1.4. Режимы термохимического разрушения углефенольного композиционного материала на модельной траектории	42
§ 1.5. Термохимическое разрушение углеспластика при многократном импульсном нагружении	57
§ 1.6. Расчет характеристик теплообмена с использованием упрощенной математической модели разрушения теплозащитного материала	71
§ 1.7. Исследование термохимического разрушения углепластика в потоке высокотемпературного газа. Сравнение результатов расчета с известными экспериментальными данными	85
Литература	95
Глава 2. АКТИВНАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА	99
§ 2.1. Расчет характеристик теплообмена в осесимметричном теле с учетом двухтемпературности пористой среды	99
§ 2.2. Исследование характеристик теплообмена при обтекании затупленного по сфере конуса под углом атаки и вдува газа с поверхности затупления	114
§ 2.3. Расчет характеристик теплообмена в составном теле с учетом двухтемпературности проницаемой среды	126
§ 2.4. Исследование температурных режимов обтекания осесимметричного тела при вдуве газа с поверхности	137
§ 2.5. Расчет характеристик тепло- и массообмена при пространственном обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком	152
§ 2.6. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного по сфере конуса и вдува газа с поверхности затупления	163
Литература	178
Глава 3. КОМБИНИРОВАННАЯ ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА	181
§ 3.1. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при осесимметричном обтекании тела с учетом вдува газа и термохимическом разрушении в завесной зоне	181
§ 3.2. Расчет характеристик сопряженного теплообмена при вдуве газа и термохимическом разрушении обтекаемого тела	197
§ 3.3. Исследование характеристик сопряженного теплообмена при пространственном обтекании затупленного тела с использованием системы комбинированной тепловой защиты	210
Литература	234

Глава 4. ТЕПЛОВАЯ ЗАЩИТА ПРИ ОТСУТСТВИИ И ВОЗДЕЙСТВИИ	
МАЛЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ	237
§ 4.1. Экспериментальное исследование систем пористого охлаждения	237
§ 4.2. Тепловая защита стенки вдувом газа через круглые отверстия	
§ 4.3. Физическая модель течения газа и теплообмена в окрестности затупления	
тела, обтекаемого высокотемпературным потоком при вдуве газа-охлаждителя через	
круглые отверстия	255
§ 4.4. Теплообмен плазменной струи в окрестности лобовой критической точки.....	264
§ 4.5. Методы и способы активной тепловой защиты	270
§ 4.6. Об акустическом воздействии на параметры течения и теплообмен	
затупленного тела с газовыми потоками	276
§ 4.7. Теплообмен перфорированной стенки с высокотемпературным потоком	
при вдуве газа и вибрационных возмущениях	284
§ 4.8. Аэрогазодинамические параметры систем пористого охлаждения	
в условиях воздействия малых возмущений	291
§ 4.9. Теплофизические характеристики пористых материалов и влияние малых	
возмущений на процессы тепломассобмена систем пористого охлаждения	299
§ 4.10. О механизме воздействия малых периодических возмущений	
на системы пористого охлаждения	307
§ 4.11. Влияние периодических возмущений на процессы термохимического	
разрушения некоторых композиционных материалов	310
§ 4.12. Математическое моделирование процесса тепломассопереноса	
в углеродистом материале при пульсациях газового потока	325
§ 4.13. Моделирование процесса тепломассопереноса систем пористого	
охлаждения при наличии малых периодических возмущений	336
Литература	347
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	353

Научное издание

ГРИШИН Анатолий Михайлович
ГОЛОВАНОВ Александр Николаевич
ЗИНЧЕНКО Владислав Иванович
ЕФИМОВ Константин Николаевич
ЯКИМОВ Анатолий Степанович

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ И ФИЗИЧЕСКОЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ
ЗАЩИТЫ**

Редактор *В.Г. Лихачева*
Компьютерный набор *А.С. Якимова, К.Н. Ефимова*
Компьютерная верстка *Г.П. Орловой*

Подписано в печать 25.04.2011 г.

Формат 60x84¹/₁₆. Бумага офсетная №1. Печать офсетная. Гарнитура «Таймс».
Печ. л. 22,9; уч.-изд. л. 21,2; усл. печ.л. 21,0. Тираж 100 экз. Заказ № 27.

ОАО «Издательство ТГУ», 634029, г. Томск, ул. Никитина, 4
ООО «Интегральный переплет», 634040, г. Томск, ул. Высоцкого, 28, корп. 1