

Ю. В. Полежаев и Г. А. Фролов



ТЕПЛОВОЕ РАЗРУШЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ



Ю. В. ПОЛЕЖАЕВ и Г. А. ФРОЛОВ

ТЕПЛОВОЕ РАЗРУШЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

**Под редакцией
академика НАН Украины
В. В. Скорохода**

**ИПМ НАНУ
Киев
2005**

УДК 621.1:536.2
ББК 31.3
П 49

Рецензенты:

академик НАН Украины, проф. **А. Г. Косторнов**
(Институт проблем материаловедения НАН Украины);
Канд.ф.-м. наук **В. П. Тимошенко**
(ОАО НПО «Молния», комплекс тепловой защиты)

П 49 **Полежаев Ю. В. и Фролов Г. А.**
Тепловое разрушение материалов.
Под ред. академика НАН Украины В. В. Скорохода
Киев: Из-во ИПМ НАНУ, 2005. – 288 с. с ил.
ISBN 966-96446-1-5

В книге обобщены результаты экспериментальных исследований и численных расчетов параметров теплового разрушения материалов; описаны стенды и методы определения основных характеристик теплозащитных материалов; установлены предельные возможности поглощения подводимого тепла при прогреве и тепловом разрушении материалов; представлены сведения по материалам тепловой защиты летательных аппаратов и высокотемпературным материалам различного назначения.

Книга предназначена для научных сотрудников и инженерно-технических работников, занятых в области тепловой защиты и высокотемпературной теплофизики, а также представляет интерес для материаловедов, аспирантов и студентов высших учебных заведений соответствующих специальностей.

УДК 621.1:536.2
ББК 31.3

ISBN 966-96446-1-5

© Полежаев Ю. В. и Фролов Г. А.
© Издательство Института проблем материаловедения им. И. Н. Францевича
Национальной академии наук Украины, 2005

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	6
Введение	8

Глава 1

Тепловой барьер. Причины появления и пути преодоления

1.1. Гиперзвуковой нагрев. От самолета до ракеты	13
1.2. Теплообмен при вынужденной конвекции	18
1.3. Пути преодоления теплового барьера. Способы тепловой защиты	24

Глава 2

Методы и средства моделирования конвективного и радиационно-конвективного нагрева

2.1. Общие требования к экспериментальным исследованиям тепловой защиты	29
2.2. Установки конвективного и радиационно-конвективного нагрева для исследования теплозащитных материалов	34
2.3. Методы диагностики режимных параметров установок радиационного и конвективного нагрева	45
2.4. Параметры установок радиационного и конвективного нагрева	49
2.5. Установки для исследования тепловой защиты многоразовых космических систем	55

Глава 3

Основные характеристики разрушения теплозащитных материалов в различных условиях нагрева

3.1. Влияние окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока на скорость уноса теплозащитных материалов	63
3.2. Влияние лучистой составляющей теплового потока на характеристики разрушения ТЗМ различных классов	69
3.3. Влияние плотности теплозащитного материала на зависимость массовой скорости уноса от условий нагрева	74
3.4. Влияние технологии изготовления теплозащитного материала на скорость разрушения на примере асбо,- стекло,- углепластиков	76
3.5. Оценка погрешностей определения основных параметров разрушения ТЗМ	78

Глава 4

Поглощение тепла при прогреве и тепловом разрушении поверхности материала

4.1. Выбор эталонного материала для экспериментального исследования закономерностей теплового разрушения	81
4.2. Отвод тепла на прогрев внутренних слоев. Нестационарный режим прогрева и разрушения ТЗМ	87

4.3. Суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности	91
4.4. Эффект вдува и его влияние на снижение конвективного теплового потока к поверхности ТЗМ	94
4.5. Коэффициент газификации и методы определения энтальпии торможения и лучистой составляющей теплового потока	98
4.6. Излучение с поверхности и метод определения степени черноты в условиях радиационно-конвективного нагрева	106
4.7. Эффективная энтальпия и безразмерная скорость уноса массы ТЗМ	115
4.8. Выводы и выбор направления исследований	118

Глава 5

Тепловой режим в твердом теле при уносе массы с поверхности

5.1. Нестационарный режим прогрева коксующихся ТЗМ различных классов	120
5.2. Обоснование закономерности теплового режима в твердом теле на основе существующих моделей прогрева и уноса массы	124
5.3. Определение границы между нестационарным и квазистационарным режимами прогрева теплозащитного материала	127
5.4. Температурные поля в образцах кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности	129
5.5. Экспериментальная оценка влияния скорости уноса массы с поверхности ТЗМ и давления заторможенного потока на выполнение закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$	132
5.6. Определение температурного коэффициента в закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$. Константа теплового разрушения материала	134

Глава 6

Установление стационарного режима уноса массы теплозащитных материалов

6.1. Нестационарный режим уноса массы с поверхности теплозащитного материала при постоянном тепловом воздействии	138
6.2. Температура поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии. Взаимосвязь законов изменения скорости уноса и температуры поверхности	143
6.3. Параметр нестационарного уноса массы и влияние на него различных факторов	147
6.4. Экспериментальное определение параметра нестационарного уноса для ТЗМ различных классов и его зависимость от теплопроводности материала	151
6.5. Модель нестационарного прогрева и уноса массы ТЗМ. Установление стационарного режима уноса массы	155
6.6. Методы определения квазистационарной скорости уноса ТЗМ и времени ее установления	157

Глава 7

Температурные поля вблизи разрушающейся поверхности материала

7.1. Эффективная энтальпия и метод расчета нестационарного уноса массы при минимальных сведениях о свойствах материала	160
7.2. Эффективная теплопроводность композиционных ТЗМ. Восстановление температур по измерениям в одной точке образца	165
7.3. Теплопроводность кварцевой стеклокерамики в нестационарном и стационарном режимах прогрева	170

Глава 8**Энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала**

8.1. Эффект накопления тепла в поверхностном слое низкотеплопроводных материалов при тепловом разрушении	176
8.2. Равенство толщин прогретого и унесенного слоев материала в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла	183
8.3. Влияние темпа нагрева на скорость разрушения поверхности и прогрев материала	189
8.4. Комментарии к закономерности достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла	194

Глава 9**Энергоемкость поверхностных процессов поглощения тепла при тепловом разрушении материала**

9.1. Взаимосвязь константы теплового разрушения с теплотой испарения материала	196
9.2. Закономерность изменения безразмерной скорости уноса от энтальпии заторможенного потока	205
9.3. Определение границ применимости закономерности изменения безразмерной скорости уноса от энтальпии торможения	209
9.4. Способ определения максимального теплового эффекта поверхностных процессов теплозащитных материалов	214
9.5. Аналогия между закономерностями прогрева и уноса массы. Энергетика теплового разрушения материала	215
9.6. Заключение	223

Приложения	227
-------------------	-----

Терминология	270
---------------------	-----

Список литературы	274
--------------------------	-----

ПРЕДИСЛОВИЕ

50 лет тому назад началась эра практической космонавтики. Она произвела переворот не только в мировоззрении людей, но также во многих научных представлениях, особенно связанных с теплофизикой. До этого момента человек научился летать в атмосфере Земли лишь со скоростью, втрое превышающей скорость звука. А тут предстояло осваивать диапазон в десять раз больших скоростей.

Аэродинамика, теплообмен и тепловая защита, заговорили о гиперзвуке.

Термин «гиперзвук» появился намного раньше, еще в 1946 году. Американец китайского происхождения Цзянь, наблюдая за обтеканием сферы в сверхзвуковой аэродинамической трубе, заметил необычный эффект. Если при числах Маха $M = 2, 3, 4, 5$ ударная волна, образующаяся перед обтекаемым телом, все плотнее прижималась к его поверхности, то, начиная с $M = 6$, она как бы стабилизировалась и при увеличении скорости обтекания уже не перемещалась. Позже смогли объяснить причину этой стабилизации. Она была обязана изменению самой структуры воздуха. Если раньше он был смесью молекул азота и кислорода, то, начиная с $M = 6$, температура за ударной волной стала достаточной для диссоциации молекул кислорода на атомы.

Так обнаружился гиперзвуковой барьер, который по существу стал еще одним препятствием перед творцами летательных аппаратов – барьером «тепловым».

Этот барьер не смогла (или не захотела) до сих пор преодолеть не только авиация, но и сама мать-природа. Достаточно сказать, что из миллиардов космических летательных аппаратов – метеоритов, лишь считанные единицы долетают до поверхности планеты Земля. Подавляющее большинство их сгорают высоко в атмосфере.

Тем более значительно достижение человеческого разума, который через четыре года после запуска первого спутника Земли смог возвратить на Землю первого космонавта – Ю. А. Гагарина.

Решить до конца проблемы теплообмена и тепловой защиты гиперзвукового полета возвращаемых отсеков тогда до конца не удалось. Об этом говорит печальный опыт американской «Колумбии», когда 7 космонавтов погибли на глазах миллионов телезрителей. Однако накоплен бесценный теоретический и экспериментальный материал. Его надо осмыслить и обобщить, чтобы дать в руки нашим последователям мощное оружие в борьбе с высочайшими тепловыми и силовыми нагрузками, которые уже есть или возникнут в будущем перед создателями новой техники.

Сегодня известны десятки способов тепловой защиты. Но ресурс их работы или способность предсказать их надежность в различных штатных или нештатных ситуациях требуют проведения обширных экспериментальных и теоретических исследований. В этой книге приведены десятки стендов, созданных для отработки космической техники. На них получено много ценной информации, но эту информацию не так-то просто использовать при решении конкретных задач. Поэтому мы предлагаем несколько способов обобщения экспериментальных данных, позволяющих распространить накопленные знания на другие условия, зачастую далеко отличающиеся от тех, где мы работали.

Вот несколько примеров. Известно, что попытки избавиться от влияния условий нагрева на теплофизические характеристики теплозащитных материалов несмотря на детальный анализ всех физико-химических процессов, происходящих внутри материала, так и не привели к положительному результату. В то же время мы подошли к этой проблеме иначе, не стали разделять унесенный и прогретый слои материала и рассмотрели зависимость их суммарной толщины от времени. В результате оказалось, что эта зависимость изменяется прямо пропорционально корню квадратному из времени нагрева. Такой вывод позволил предложить методы определения эффективных теплофизических характеристик и толщины прогретого слоя без определения десятков констант, которые необходимы при традиционном подходе. Далее, для определения теплового эффекта физико-химических превращений на поверхности теплозащитного материала приходится рассматривать большое количество химических реакций и только в немногих случаях эту задачу удастся довести до конца. Проведя обработку экспериментальных данных и численных расчетов по зависимостям безразмерной скорости уноса различных теплозащитных материалов соответствующим образом мы обнаружили, что она из-

меняется прямо пропорционально корню квадратному из энтальпии набегающего газового потока. При этом тангенс угла наклона этой зависимости приблизительно равен удвоенному максимальному тепловому эффекту физико-химических превращений на поверхности. Отсюда родился сравнительно простой экспериментальный метод определения этой важнейшей характеристики материала.

Да, эти способы обобщения далеко не очевидны и сильно отличаются от тех, что описаны в классической теплофизике. Но во многих случаях они нам помогли найти, почему различные композиционные материалы ведут себя тем или иным образом, как установить предельные возможности их применения, или как выбрать лучшие из них. Мы надеемся, что в будущем эти, во многом интуитивные, полуэмпирические зависимости получат более строгое обоснование. В любом случае они могут быть полезны нашим читателям.

В помощь читателю, желающему разобраться в существе вопроса, два представителя ученого мира: теоретик – космический математик, сокращенно «Косматый», и экспериментатор – специалист по моделированию аэродинамического нагрева на установках и стендах, сокращенно «Усатый», в особых случаях будут стараться помочь понять «откуда ноги растут».

Для экспериментальных исследований были использованы тысячи образцов теплозащитных материалов различных классов и составов, созданные в различных организациях, занимающихся разработкой ракетно-космической техники. Основным материалом-эталоном, на котором были проверены почти все установленные закономерности теплового разрушения, явилась легированная окисью хрома кварцевая стеклокерамика, поэтому мы очень признательны сотрудникам ОНПП «Технология», создавшим этот материал.

Мы выражаем глубокую благодарность Двернякову Василию Семеновичу – основателю экспериментальной базы ИПМ НАНУ для испытаний теплозащитных материалов; Пасичному Владиславу Васильевичу – одному из создателей экспериментальной базы ИПМ НАНУ и соавтору многих публикаций; Цыганенко Вере Сергеевне – руководителю экспериментальных исследований на стенде ЖРД-2М; Король Анастасии Аркадьевне, внесшей большой вклад в выявление механизма разрушения теплозащитных материалов; Судаку Юлию Анатольевичу, изобразившему путь представителей ученого мира – «Косматого» и «Усатого» в поисках истины; и всем сотрудникам, принимавшим активное участие в создании высокотемпературных стендов и экспериментальном исследовании теплозащитных материалов, без которых эта книга никогда бы не появилась.

Мы с благодарностью примем любые конструктивные замечания и пожелания. Эта книга подводит итоги многолетней работы по исследованию и совершенствованию систем тепловой защиты возвращаемых космических аппаратов. Нам остается только пожелать успеха тем, кто продолжает заниматься этой проблемой.

Авторы

*Посвящается памяти основоположника ракетно-космического
материаловедения, первого директора Института проблем
материаловедения Национальной академии наук Украины,
академика Ивана Никитича Францевича*

ВВЕДЕНИЕ

Тепловые проблемы в ракетно-космической технике стали предметом серьезного анализа в начале 50-х годов XX столетия. Так же, как и звуковой, тепловой барьер был преодолен за период около 10 лет. Однако в отличие от звукового барьера научно-технические разработки для обеспечения теплового режима продолжались с нарастающим темпом и продолжают до сих пор.

Если быть строго пунктуальным, с проблемой, названной позже «входом в атмосферу» или «гиперзвуковым полетом» ученые столкнулись впервые при анализе метеорных явлений. Интенсивное свечение, возникающее при вторжении космических тел в атмосферу Земли со скоростью от 11 до 72 км/с [1], позволяло лишь догадываться, с какими температурами придется иметь дело при возвращении космических аппаратов на Землю или посадке на поверхность других планет. Физическая теория метеоритов в своем развитии охватила широкий круг явлений, однако итогом ее явилось весьма пессимистическое для ракетчиков утверждение: подавляющее большинство метеорных тел полностью сгорает в атмосфере Земли, не достигая ее поверхности. Тем не менее, пионеры ракетной техники – К. Э. Циолковский, Ф. А. Цандер и другие пришли к выводу, что торможение в атмосфере за счет трения о воздух гораздо экономичнее, чем снижение скорости ракеты с помощью тормозной двигательной установки. Однако до 50-х годов, несмотря на известные успехи в создании баллистических ракет, тепловые проблемы анализировались весьма поверхностно, по крайней мере, по сравнению с проблемами баллистики и двигателестроения.

Если тело проходит сквозь атмосферу с гиперзвуковыми числами Маха, то оно совершает значительную работу по преодолению сопротивления воздуха. Работа, затраченная телом, в конечном счете, проявляется в виде тепла. Это повышает температуру в следе за телом, вызывая его свечение (вспомним падение метеоритов), и увеличивает приток тепла к поверхности тела.

Переход от обтекания острых тел к затупленным явился первым важным этапом на пути создания возвращаемых летательных аппаратов (ЛА), весьма специфичных изделий ракетной техники (рис. В. 1).

Во второй половине 50-х годов начался этап разработки инженерных методов решения проблем входа в атмосферу баллистических ракет среднего и дальнего радиуса действия, а затем и аппаратов, спускаемых с орбиты искусственного спутника Земли. В это время практика зачастую шла впереди теории, большой объем данных, полученных при испытаниях натурных ракет и космических аппаратов, служил пищей для плодотворных теоретических исследований.

Наконец современный этап характеризуется углублением в физику и химию явлений, имеющих место при обтекании тел высокотемпературным или высокоскоростным потоком. В результате появилась возможность существенно повысить точность расчетов теплообмена, предложить оптимальные методы тепловой защиты и не только для условий обтекания однофазными (гомогенными) потоками, но и при наличии в них дисперсных примесей. Теперь уже можно с достаточной уверенностью распространить методы расчета на условия, существенно отличающиеся от тех, для которых имеются надежные экспериментальные результаты.

Данная книга посвящена развитию одного из направлений высокотемпературной теплофизики, а именно изучению теплового разрушения материалов, которое особенно полно проявляется при тепловой защите ЛА с помощью аблирующих (разрушающихся) теплозащитных покрытий (ТЗП).

Из всех методов тепловой защиты, которые достаточно подробно описаны в ряде монографий, метод охлаждения поверхности космического аппарата (КА) с помощью жертвенного слоя часто оказывается значительно надежнее и намного эффективнее в весовом отношении, чем с помощью каких-либо других способов. При этом практически не налагаются ограничения ни на максимальный тепловой поток, ни на суммарное подведенное тепло. Высокая степень надежности, саморегулирование расхода потребной массы охладителя в зависимости от интенсивности теплообмена, отсутствие вспомогательных систем – все это приводит к тому, что разрушающиеся ТЗП не имеют конкуренции особенно при высоких тепловых нагрузках и ограниченном времени эксплуатации.

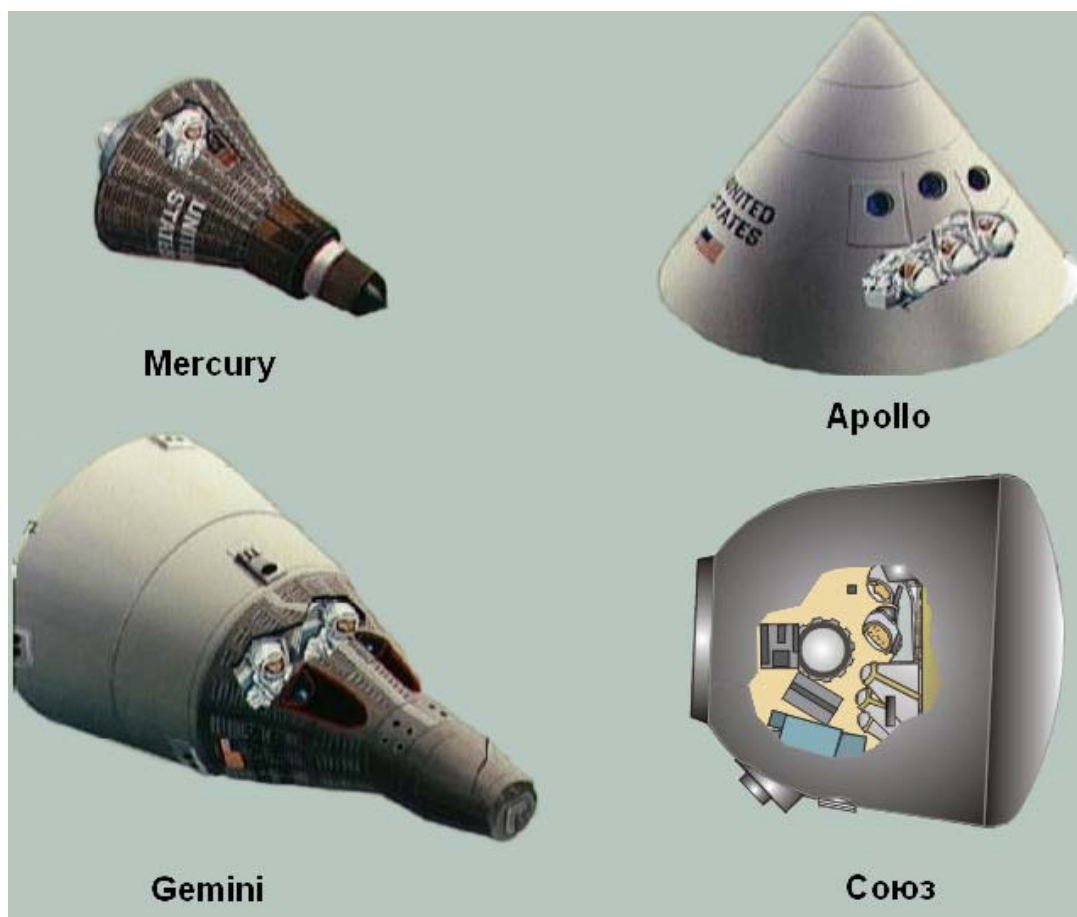


Рис. В. 1. Возвращаемые космические аппараты

Кроме решения важнейшей задачи – тепловой защиты ракетно-космических аппаратов, само исследование взаимодействия твердого тела с высокотемпературной средой, которая способна в считанные секунды не только расплавить материал, но и перевести его в газообразное состояние, представляет чрезвычайный интерес в научном плане. Именно нагреть, расплавить и перевести в газообразное состояние. Только в этом случае можно рассчитывать, что количество тепла, поглощенное жертвенным материалом, будет близко к его максимальным тепловым возможностям. При этом надо помнить, что материал нагревается с поверхности и, главным образом, с одной стороны. Это не исключает реакций внутри материала, которые протекают с выделением или поглощением тепла при разложении связующего, что характерно для большинства теплозащитных материалов (ТЗМ), но их вклад незначителен по сравнению с тепловым воздействием, например, аэродинамического нагрева.

В зависимости от свойств материала, плотности теплового потока и вида нагрева материал может разрушиться под воздействием подводимого тепла различными способами. При разрушении вследствие термоудара практически никакой реализации тепловых возможностей, заложенных в материале не произойдет – он просто развалится на куски. При этом не имеет значения, какой вид на-

грева: радиационный (лучистый), конвективный или совместный радиационно-конвективный разрушит материал под воздействием термических напряжений.

При нагреве материала до температуры плавления и его уносе в расплавленном виде набегающим газовым потоком рассчитывать на поглощение большого количества тепла также не приходится, поскольку внутренние процессы поглощения тепла (теплосодержание материала), а также теплота плавления, почти на порядок меньше теплоты испарения. В этом случае большие тепловые потоки достигаются за счет высоких значений давления торможения и, следовательно, больших значений коэффициента теплообмена, что характерно для баллистических траекторий спуска в атмосфере. И только при очень высоких скоростях входа в верхние слои атмосферы, когда энтальпия торможения достигает 20 000 кДж/кг и выше, можно, наконец, рассчитывать на значительное увеличение тепла, поглощаемого газообразной массой уносимого материала, в том числе и за счет наиболее энергоемкого процесса – эффекта вдува.



Эта книга является продолжением известной специалистам монографии «Тепловая защита» [2], в которой достаточно подробно описаны основные понятия и положения газовой динамики, термодинамики и теплопередачи, необходимые для расчета теплового воздействия на теплозащитное покрытие. Поскольку без таких основ трудно понять причины, приводящие к «тепловому барьеру», в первой главе этой книги дана краткая характеристика процессов, сопровождающих нагрев гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА). Результаты численных расчетов прогрева, тепловых эффектов физико-химических процессов на поверхности разрушающегося материала, уноса массы и др., полученные по точным математическим моделям и представленные в книге

«Тепловая защита», широко использованы авторами для доказательства экспериментально установленных закономерностей, параметров и констант, и их экстраполяции на условия, практически недоступные на экспериментальных стендах.

В отличие от материала, изложенного в книге «Тепловая защита» и, в основном, посвященного теоретическому рассмотрению процессов прогрева и разрушения теплозащитных материалов, в данной книге на первое место поставлены анализ и обобщение экспериментальных результатов, большинство из которых получено на установках и стендах Института проблем материаловедения им. И. Н. Францевича Национальной академии наук Украины (ИПМ НАНУ), позволяющих проводить экспериментальные исследования теплового разрушения материалов при воздействии различных видов нагрева.

В предлагаемой читателю монографии, прежде всего, следует отметить стремление авторов к такому обобщению полученных результатов, которое позволило бы получить конечный результат (определить толщину теплозащитного покрытия, найти свойства материала и т. д.) без расчленения проблемы на элементарные составляющие при минимальном количестве эмпирических данных и экспериментальных исследований. Такой феноменологический подход нередко позволяет намного быстрее и проще решить поставленную задачу. В этой связи достаточно напомнить, что, например, задачами нестационарного прогрева композиционных теплозащитных материалов занималось большое число отечественных и зарубежных ученых. В первых работах развивались методы, основанные на использовании эффективных теплофизических свойств, зависящих от физико-химических процессов, происходящих внутри материала, и темпа нагрева. Попытки избавиться от этих недостатков привели к методикам, использующим методы теории фазовых переходов первого рода. Однако и в этом случае было неясно, насколько вносимая из эксперимента в модель информация о зависимости температуры начала фазовых превращений от темпа нагрева является характеристикой материала, а не единичного эксперимента. Следующим шагом в совершенствовании математических моделей явился

учет зависимости теплофизических характеристик от степени завершенности основных физико-химических процессов, происходящих при прогреве материала, т. е. уравнение теплопроводности дополнялось уравнением химической кинетики арениусовского типа. Однако, по-прежнему, осталась необходимость учета температурной зависимости кинетических характеристик, по-видимому, вызванная их существенным различием на разных стадиях физико-химических процессов. Дальнейшее развитие работ в этом направлении было связано с выделением основных стадий, учетом влияния многостадийности процессов на теплоперенос в материале и т. д. Поэтому возникает вопрос – можно ли вообще разработать для композиционных материалов математические модели, учитывающие все происходящие в материале процессы и использующие такие свойства, которые являются характеристиками вещества и не зависят от предыстории нагрева.

Проведенный анализ влияния различных факторов на процессы поглощения тепла и основные характеристики разрушения теплозащитных материалов в главах 3 и 4 показал, что методы расчета параметров разрушения композиционных ТЗМ в нестационарном режиме требуют определения десятков теплофизических и кинетических констант, зависящих от условий нагрева. В конечном счете, применение той или иной математической модели определяется именно наличием требуемых характеристик материала. Экспериментальные исследования нестационарного прогрева и уноса массы в основном направлены на оценку применимости закономерностей квазистационарного режима разрушения для расчета прогретого и унесенного слоев материала. При этом однозначно не решен вопрос, связанный с идентификацией границы между нестационарным и квазистационарным режимами разрушения ТЗМ. Как правило, не известны значения коэффициента теплопроводности материала при температурах разрушающейся поверхности, без которых расчет нестационарного режима прогрева и уноса массы по существующим математическим моделям в принципе невозможен. Отсутствуют методы экспериментального определения суммарного теплового эффекта фазовых и физико-химических превращений на поверхности ТЗМ. Применение расчетных методов возможно только для хорошо изученных материалов при известных кинетических параметрах и тепловых эффектах химических реакций, протекающих на разрушающейся поверхности материала. Экспериментальные и расчетные результаты по определению эффекта вдува хорошо согласуются только при небольших скоростях испарения и т. д.

В то же время с помощью разработанных методов обобщения экспериментальных данных по исследованию различных классов ТЗМ, накопленных в ИПМ НАНУ и приведенных в литературе, были установлены закономерности достижения предельной энергоемкости внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла, введены новые константы и параметры, установлена взаимосвязь между предельным теплосодержанием материала и его теплотой испарения. Все это позволило по-новому взглянуть на проблему теплового разрушения материалов. Например, оказалось, что определяющее влияние на скорость прогрева и уноса массы играет плотность теплового потока, подводимого к поверхности в начальный момент времени. Именно его значение определяет прогрев и скорость уноса массы материала. Тепловой баланс, который в дальнейшем устанавливается на поверхности, обеспечивает тем большее значение теплового потока к горячей поверхности, чем большее количество тепла поглощается при испарении и вдуве газообразного материала в пограничный слой.

Результаты экспериментальных исследований взаимодействия твердого тела с высокотемпературной средой представляют большой интерес для изучения и оптимизации различных технологических процессов. Поскольку воздействие концентрированных потоков энергии характерны для процессов резки, плавки, а также обработки поверхности материала с целью повышения его эксплуатационных характеристик, например [3–6], то полученные результаты относятся к значительно более широкому кругу задач, а не только к решению проблемы тепловой защиты изделий ракетно-космической техники.

Высокотемпературные технологии позволяют создавать материалы, находящиеся в сильно неравновесном состоянии. При высокотемпературном как лучистом, так и конвективном видах нагрева (лазеры, концентраторы солнечной энергии, плазмотроны и т. п.) температура нагреваемой поверхности часто достигает не только температуры плавления, но и испарения. В таких условиях характер распространения тепла может оказывать существенное влияние на свойства получаемых материалов и возникновение разного рода диссипативных структур. В ряде работ установлено, что первоначально устойчивая диссипативная структура, достигая порога неустойчивости, начинает осциллировать, а возникающие в ней флуктуации приводят к самоорганизации новой, более устойчивой на данном энергетическом уровне, диссипативной структуры. Колебательные процессы, возникающие при переходе структуры в новое состояние, обнаружены в химии (реакция «Белоусова – Жаботинского»), в гидродинамике (образование вихрей при переходе из ламинарного режима течения в турбулентное), в

оптике и т. д. Экспериментальные результаты, приведенные в книге, показывают, что в случае, когда подводимый тепловой поток превышает уровень, допустимый для нагрева материала без разрушения, по-видимому, возможно волновое возмущение температурного поля и диссипативная структура (прококсованный или прогретый слой материала) переходит в динамически устойчивое стационарное состояние также в результате флуктуации.

Теплозащитные и теплоизоляционные материалы, которые были созданы и создаются для ракетно-космической техники, находят широкое применение в теплоэнергетических установках. В связи с этим следует обратить внимание на приложение, в котором приведены данные как по теплозащитным и теплоизоляционным материалам, применяемым в аэрокосмической технике, так и по высокотемпературным диэлектрикам, огнеупорным материалам, высокотемпературной конструкционной керамике для деталей двигателей внутреннего сгорания и авиации, созданные, в том числе, и в ИПМ НАНУ.

Таким образом книга представляет интерес не только для специалистов в области тепловой защиты, но также для инженеров, материаловедов, аспирантов и студентов старших курсов вузов материаловедческих, энергетических и авиационных специальностей.

ТЕПЛОВОЙ БАРЬЕР. ПРИЧИНЫ ПОЯВЛЕНИЯ И ПУТИ ПРЕОДОЛЕНИЯ

1.1. Гиперзвуковой нагрев. От самолета до ракеты

Одновременно с развитием ракетной техники остро был поставлен вопрос о возвращении в атмосферу Земли пилотируемых космических аппаратов. Сначала это были простейшие геометрические тела: сферы и затупленные конуса, которые не имели аэродинамического качества. Но затем появилась задача управляемого спуска в атмосфере, что позволило уменьшить перегрузку на человека и аппаратуру.

Таким образом сформировалось два подхода к полету в атмосфере гиперзвуковых летательных аппаратов. Первый шел от авиации, с последовательным увеличением скорости полета. Второй подход (ракетный, или воздушно-космический) состоял в постепенном увеличении аэродинамического качества для возвращаемых аппаратов. Принципиальным различием этих двух подходов также является продолжительность полета. Если для самолетов характерен длительный полет на определенной высоте, то для возвращаемых КА характерно быстрое изменение скорости и высоты полета, а, следовательно, относительно короткое время теплового и силового нагружения конструкции. Однако сокращение времени спуска летательного аппарата в атмосферу, как правило, приводит к резкому возрастанию теплового воздействия на его конструкцию.

Существуют три типа траекторий высокоскоростных летательных аппаратов, предназначенных для дальних перелетов: баллистическая, планирующая и рикошетирующая. Схематично они показаны на рис. 1.1.

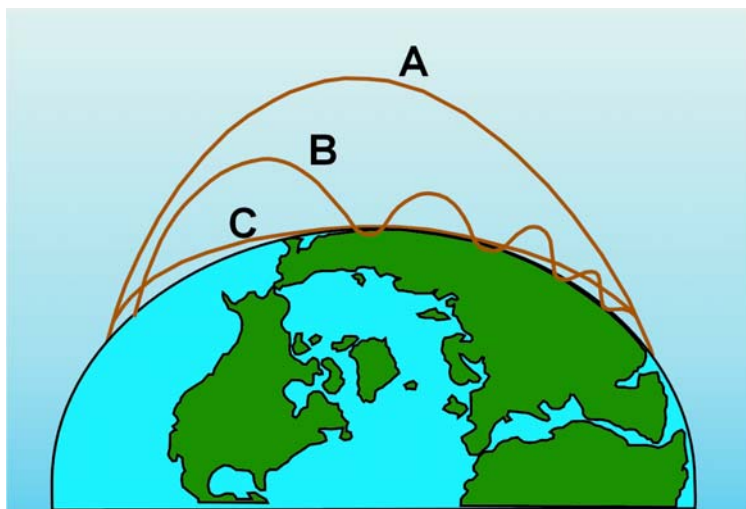


Рис. 1.1. Траектории полета высокоскоростных летательных аппаратов:

А – баллистическая,
В – рикошетирующая,
С – планирующая

Баллистическая траектория хорошо известна и не требует дополнительного обсуждения. Что же касается двух других траекторий, то на них стоит вкратце остановиться.

Планирующий ЛА с помощью ракетного двигателя доставляется на определенную высоту с такой скоростью, чтобы в конце работы двигателя динамическое давление было достаточным для полета ЛА при некотором заданном коэффициенте подъемной силы. Результирующая сила, необходимая для полета, равна разности веса и центробежной силы, возникающей благодаря криволинейному движению вокруг Земли.

Траектория рикошетирующего аппарата состоит из ряда баллистических участков, соединенных друг с другом фазой рикошета, во время которой ракета входит в атмосферу, с помощью подъемной силы осуществляет поворот, а затем выходит из атмосферы. Конечно, при каждом рикошете минимальная высота должна быть меньше равновесной, на которой могла бы лететь планирующая ракета с той же скоростью и с тем же коэффициентом подъемной силы, ибо для осуществления поворота требуется избыток подъемной силы. Самолет, в отличие от возвращаемых отсеков космических

1.1. Гиперзвуковой нагрев. От самолета до ракеты

аппаратов, может совершить горизонтальный полет, используя высокое аэродинамическое качество и непрерывно работающую двигательную установку.

Необходимость введения термина «гиперзвуковая скорость» возникла по двум причинам. Одна из них газодинамическая, вторая – физико-химическая. Анализируя теневые фотографии сверхзвукового обтекания заостренных тел, обнаружили, что при достижении числа Маха $M = 6$ в воздухе наклон ударных волн как бы стабилизируется и перестает существенно изменяться при дальнейшем повышении скорости воздушного потока. С другой стороны, состав воздушной смеси за прямой ударной волной при такой скорости потока уже существенно отличается от приземного за счет диссоциации молекул кислорода. Температура заторможенного воздуха при этом составляет около 2000 К. В связи с этим высокоскоростные ($M > 6$) или высокотемпературные ($T > 2000$ К) потоки потребовали новых методов исследований, новых методов расчета и новых средств для моделирования.

Сам термин «гиперзвуковой» ввел в литературу профессор Цзянь в 1946 году, пытаясь установить законы подобия в газодинамике (Journal of Math. Phys, 25, 3, 1946).

На рис. 1.2 показана динамика увеличения скорости и высоты полета самолетов в период после войны (с 1947 по 1967 годы). Число Маха $M = 2$ было достигнуто на экспериментальном истребителе Е-50 лишь в 1957 году [7]. Неудивительно, что серьезные исследования в высокотемпературной газодинамике начались только в начале 50-х годов, при этом анализировались лишь простые варианты, такие как обтекание пластины с равновесной диссоциацией. В более поздних работах рассмотрено течение в пограничном слое в окрестности критической точки сферы.

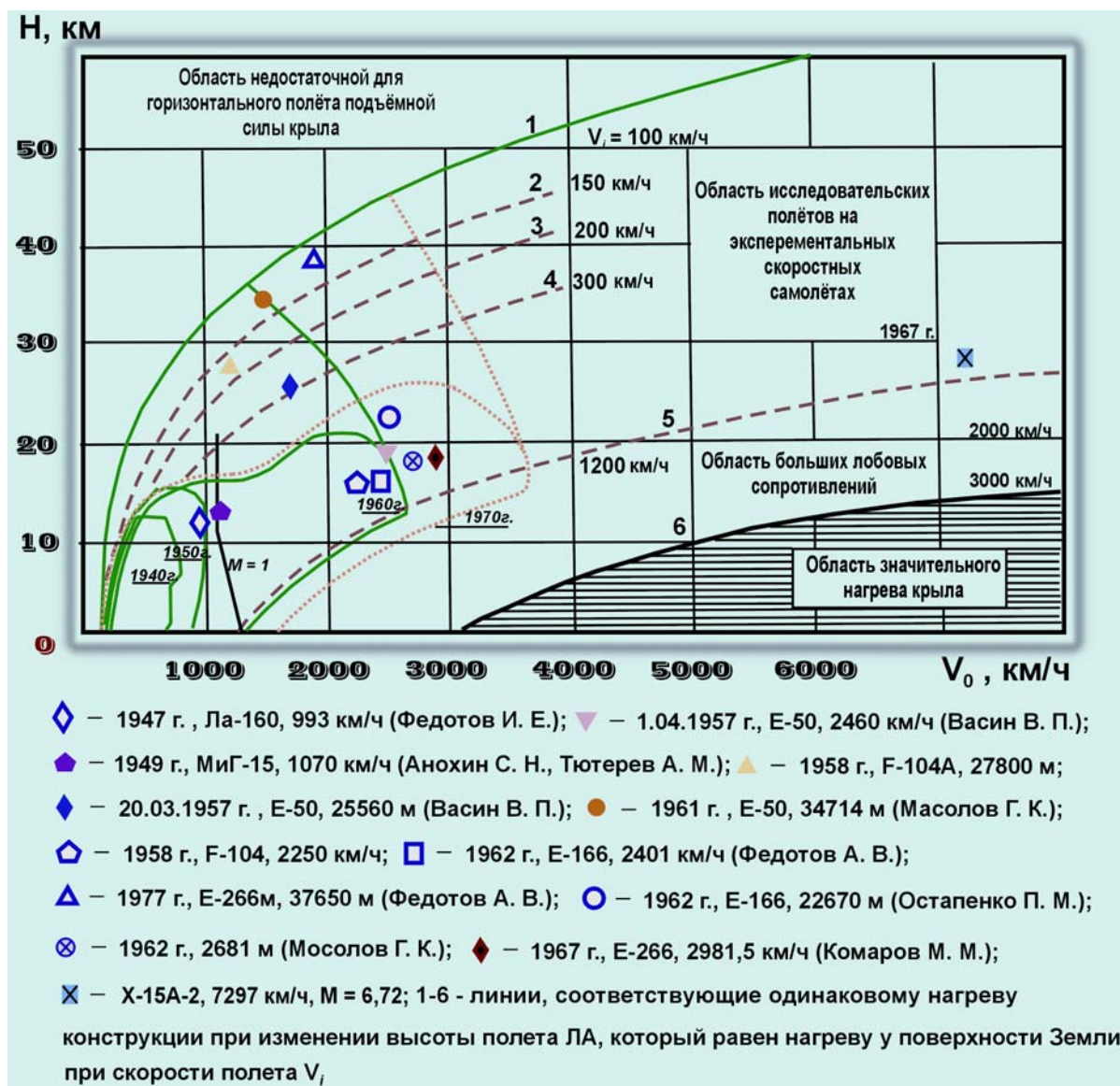


Рис. 1.2. Динамика увеличения скорости и высоты полета в период с 1947 по 1967 годы

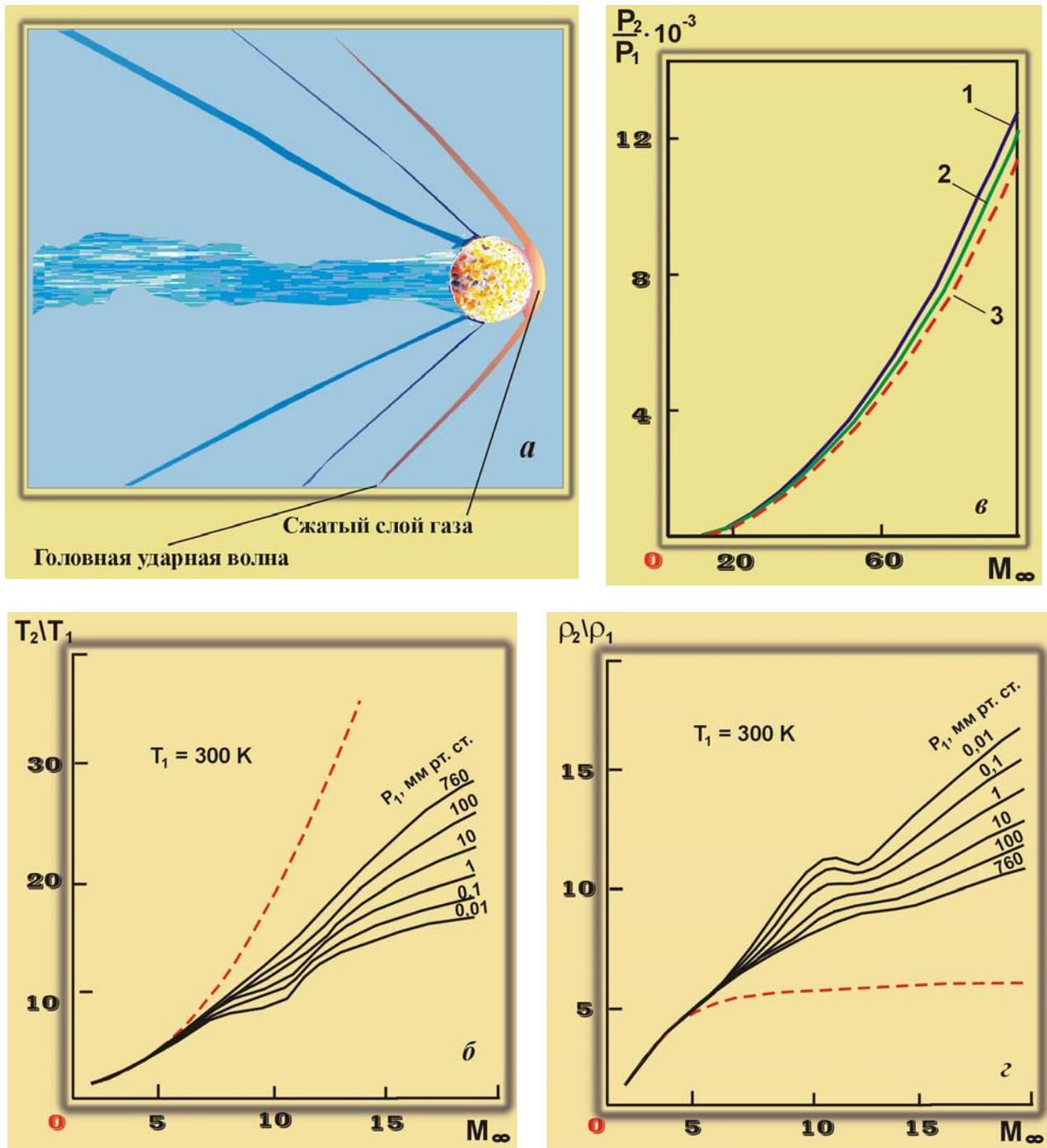


Рис. 1.3. Зависимость отношения параметров потока за скачком и до него от числа Маха:

а – ударная волна; *б* – температура (T_2/T_1), *в* – давление (P_2/P_1); 1 – 10^{-4} атм, 2 – 1 атм, 3 – $k = 1,4$; *г* – плотность (ρ_2/ρ_1); T_1, ρ_1, P_1 – температура, плотность и давление в набегающем потоке с числом Маха M_∞ ; T_2, ρ_2, P_2 – температура, плотность и давление за ударной волной

Всякий сверхзвуковой полет сопряжен с образованием перед летательным аппаратом ударной волны или скачка уплотнения (рис. 1.3, *а*). За ударной волной температура, давление и плотность воздуха резко повышаются. На рис. 1.3, *б* представлена зависимость от числа Маха отношения температур: за скачком – T_2 и до него – T_1 . Как видно, эта функция неоднозначна. В зависимости от высоты полета, а точнее, давления воздуха на этой высоте P_1 , температура T_2 может сильно варьироваться. Пунктиром нанесена кривая, соответствующая модели так называемого «совершенного газа», свойства которого не зависят от температуры. Отличие реального воздуха от совершенного газа начинается при числе Маха больше шести ($M > 6$) с началом диссоциации воздуха.

Приблизительно так же ведет себя отношение плотности воздуха (рис. 1.3, *з*): после скачка – ρ_2 и до него – ρ_1 (только влияние высоты полета или давления P_1 имеет здесь прямо противоположное направление по сравнению с температурой, рис. 1.3, *б*). Тем более удивительно, что отношение давлений (P_2/P_1) описывается одной зависимостью от числа Маха, на которую практически никак не влияет высота полета и которая отлично предсказывается в рамках модели совершенного газа, с постоянным значением

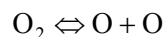
$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1,4.$$

Эффекты, отличающие течения с большими числами Маха (гиперзвуковой диапазон) от просто сверхзвуковых, бывают двух родов: геометрические и физико-химические.

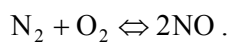
Первые легко прослеживаются визуально, при анализе теневых фотографий картины течений около тел, помещенных в сверхзвуковой поток.

Перед телами затупленной формы образуется ударная волна, отход которой связан с радиусами кривизны R_N или диаметром затупления d и числом Маха набегающего потока. Физико-химические эффекты, отличающие гиперзвуковое обтекание от просто сверхзвукового, обусловлены увеличением температуры, которое связано с торможением воздуха за ударной волной. При этом происходит переход кинетической энергии набегающего потока в тепловую (внутреннюю) энергию частиц газа. Помимо поступательных и вращательных степеней свободы возбуждаются колебательные степени и молекулы претерпевают диссоциацию и даже ионизацию.

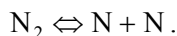
При комнатной температуре сухой воздух на 73% состоит из азота, на 21% – из кислорода и на 1% – из аргона. Если окружающее давление не отличается от стандартного ($P_1 = 1$ атм), то уже при температуре 2400 К начинается диссоциация молекул кислорода на атомы



и образуется окись азота



При температуре 3000 К концентрация молекул и атомов кислорода при атмосферном давлении сравнивается. Когда температура превышает 4000 К, диссоциирует часть молекул азота



Диссоциация кислорода полностью заканчивается к 6000 К. При этой температуре состав воздуха включает 41% молекул азота, 28% атомов азота и 29% атомов кислорода. При достижении температуры 10 000 К воздух становится смесью преимущественно одноатомных газов, причем содержание как ионов азота, так и электронов достигает 3%.

Следует отметить, что степень диссоциации, как и полнота протекания других химических реакций, сильно зависит от давления P_1 или высоты полета H .

Рассматривая в совокупности характер изменения в ударно-волновой картине обтекания и в составе газового потока вблизи поверхности тела, условились считать нижней границей гиперзвукового полета в атмосфере Земли число Маха, равное шести $M = 6$ ($T_2 = 2400$ К).

Для атмосфер других планет этот порог может варьироваться в широких пределах. Так, на Венере, главной компонентой атмосферы которой является углекислый газ (CO_2), гиперзвук начнется с числа $M = 10$ ($k = 1,28$), тогда как на Юпитере (основная компонента – метан CH_4) число $M = 5,5$.

Рост температуры и плотности газа за ударной волной при сверхзвуковом полете вызывает интенсивный рост тепловой нагрузки на поверхность летательного аппарата (рис. 1.4, *а*).

Эксперименты в аэродинамических трубах показали, что увеличение скорости полета от 1 км/с до 3 км/с приводит к росту теплового потока почти в 50 раз. Это равносильно повышению температуры металлической обшивки до 3000–4000 К. Прочность большинства материалов, применяемых в конструкции ГЛА, недостаточна уже при температурах больше 1200 К (рис. 1.4, *б*). Очевидно, что создание столь жаропрочной обшивки – дело маловероятное.

Для расчета теплопередачи при ламинарном течении в точке торможения или носке крыла используется уравнение Фей-Риддела [8]:

$$q_0 = 0,76 \left\{ (\rho\mu)_w^{0,1} (\rho\mu)_e^{0,4} \left[1 + (Le^{0,52} - 1) \frac{h_D}{I_e} \right] \left(\frac{I_e - I_w}{Pr^{0,6}} \right) \frac{1}{\sqrt{R_N}} \left(\frac{2P_e}{\rho_e} \right)^{1/4} \right\}, \quad (1.1)$$

где I_e – энтальпия заторможенного потока, I_w – энтальпия на стенке, R_N – радиус носка фюзеляжа или крыла, ρ_∞ – плотность воздуха в невозмущенном потоке, ρ_e – плотность заторможенного газа, μ – вязкость, индекс $()_e$ — соответствует параметрам заторможенного потока.

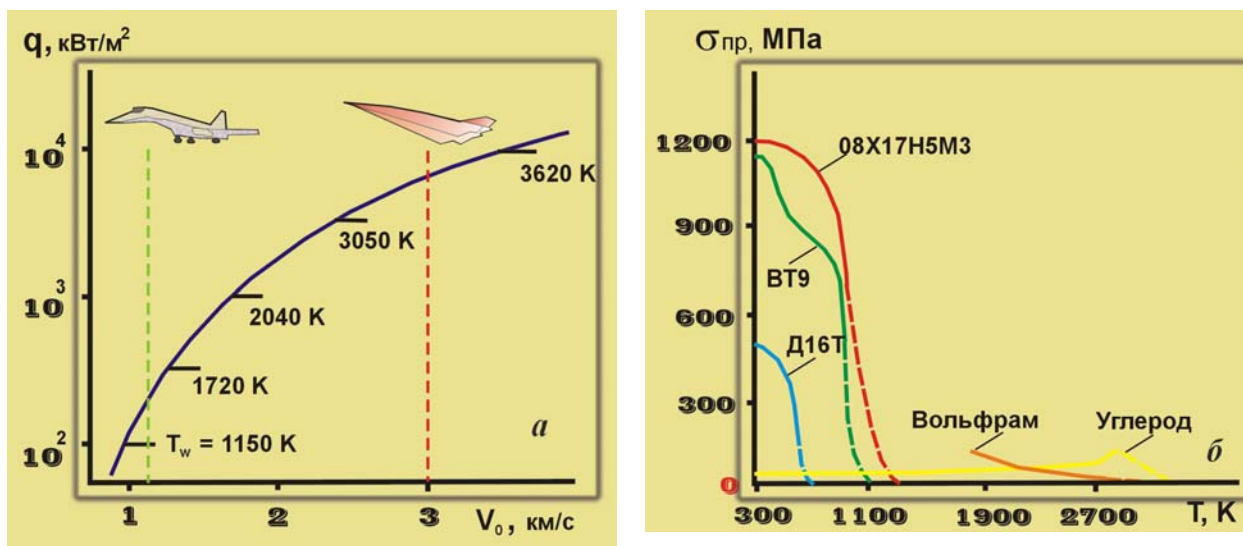


Рис. 1.4. Зависимость тепловой нагрузки на поверхность ЛА от скорости полета (а) и зависимость прочности некоторых конструкционных материалов ЛА от температуры (б)

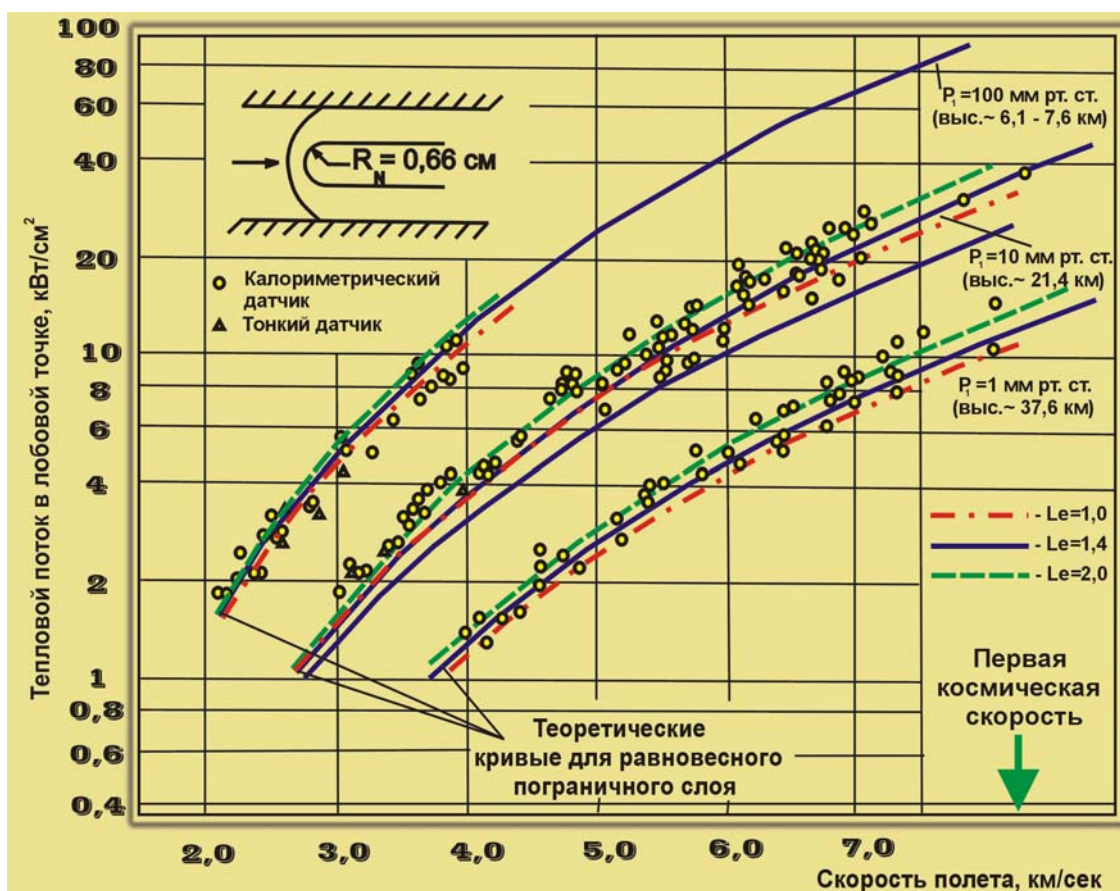


Рис. 1.5. Зависимость теплового потока от скорости полета для трех значений высоты полета

На рис. 1.5 зависимость теплового потока от скорости представлена для трех диапазонов высоты полета (от 7 до 37 км). Видно, что тепловой поток в лобовой точке при увеличении скорости в 3 раза или при уменьшении высоты в 5 раз возрастает на порядок.

Это исключает возможность использования традиционных металлов (алюминий, титан, сталь) и ставит под сомнение создание неохлаждаемой оболочки вообще [7].

Согласно аналогии Рейнольдса безразмерный коэффициент теплопередачи C_H , равный отношению теплового потока к кинетической энергии обтекающего воздуха, пропорционален безразмерному коэффициенту поверхностного трения. Помимо трения сопротивление тела в потоке может быть связано также с давлением по нормали к поверхности тела. Если не учитывать излучение, то тепловой поток q_0 обусловлен лишь вязким трением газа на поверхности, поэтому для затупленных тел (типа сферы) он в 100 раз меньше, чем для плоской пластины, и в 30 раз меньше, чем для аэродинамических тел типа сверхзвукового самолета.

На рис. 1.6 представлено отношение количества тепла, полученного телом при торможении в атмосфере, к его массе в зависимости от скорости входа в атмосферу. Отметим, что даже в случае плоской пластины телу передается лишь половина кинетической энергии. Другая половина расходуется на нагрев окружающего холодного газа. Параметр $C_\tau / (C_\tau + C_x)$ равен отношению коэффициента поверхностного трения C_τ к общему сопротивлению $C_\tau + C_x$. Как следует из рис. 1.6, при большой начальной скорости V_0 интегральное количество тепла, поступающее в тело, может превысить теплостойкость большинства известных огнеупорных материалов.

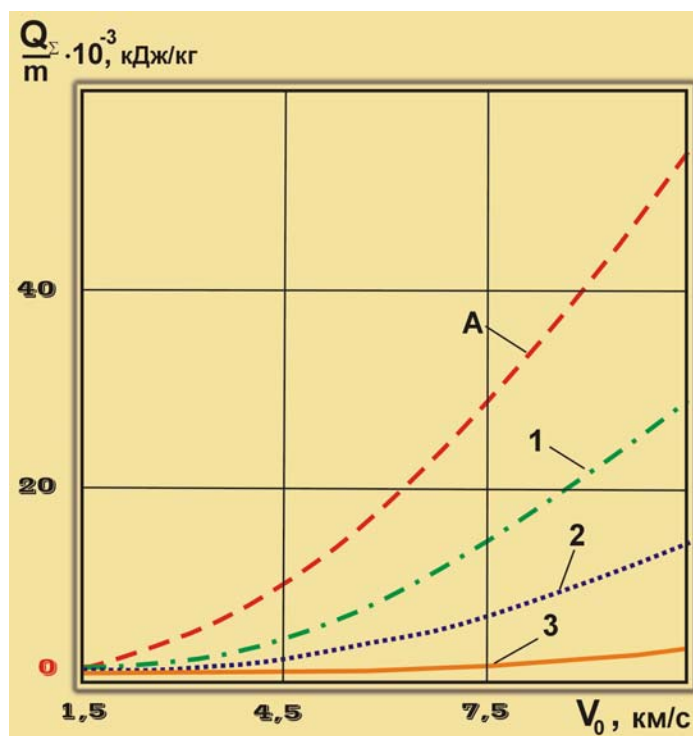


Рис. 1.6. Зависимости суммарного количества тепла Q_Σ , подведенного конвекцией при аэродинамическом торможении в атмосфере тел различной формы, от скорости движения V_0 :

A – кривая соответствует полному переходу кинетической энергии в тепловую;

1–3 – $C_\tau / (C_\tau + C_x) = 1,0; 0,5$ и $0,1$

Интегральное количество подведенного конвекцией тепла является не единственным параметром, определяющим эффективность тепловой защиты. У конденсированных веществ способность воспринимать и передавать тепло ограничена величиной коэффициента теплопроводности λ . Поэтому необходимо точно определить закон изменения плотности конвективного и лучистого теплового потока по времени, чтобы правильно рассчитать температуру поверхности и оценить работоспособность всей конструкции.

1.2. Теплообмен при вынужденной конвекции

При полете тел в атмосфере, сжигании топлива в различных горелках, при истечении газа через турбины и сопла энергоустановок происходит взаимодействие высокотемпературной, высокоскоростной струи с различными по форме телами или элементами конструкций. Результатом такого взаи-

модействия являются силовые и тепловые нагрузки, которые испытывает обтекаемое тело. Аэродинамика и газодинамика позволяют рассчитать все составляющие силового воздействия потока, тогда как теория теплообмена должна установить уровень и интенсивность тепловых нагрузок. В действительности тепловое и силовое воздействие тесно связаны друг с другом, но в научном плане удобнее исследовать их по отдельности. Методы теплового расчета основаны на законах термодинамики и явлений переноса.

Законы термодинамики определяют условия, при которых некая выбранная система находится в равновесии с окружающей средой. Однако эти законы не дают ответа на вопрос, насколько быстро происходит переход системы к равновесному состоянию. Чтобы установить время протекания процесса обмена тепловой энергией, требуется дополнительная информация, которая дается уравнениями переноса энергии, массы и количества движения.

Такие уравнения можно записать, если воспользоваться так называемыми «фундаментальными» (или «первыми») физическими началами – законами сохранения массы, количества движения и энергии в сочетании с рядом феноменологических соотношений, определяющих интенсивность потоков соответствующих величин. Именно феноменологические соотношения позволяют связать потоки энергии, массы и импульса с отклонениями определяющих параметров от их равновесных значений. Эти соотношения не могут быть доказаны строго, хотя они проверены всем накопленным опытом инженеров-механиков и инженеров-теплофизиков.

Феноменологические соотношения переноса устанавливают связь между такими макроскопическими параметрами сплошной среды, как скорость U , температура T , концентрация примеси c_i и их градиентами или приращениями.

Закон переноса импульса гласит, что на пластине, продольно обтекаемой жидкостью или газом со скоростью U , возникает напряжение вязкого трения τ_w :

$$\tau_w = -\mu \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y=0},$$

где μ – коэффициент вязкости, относящийся к фундаментальным характеристикам жидкости и газа.

Закон переноса теплоты подобен предыдущему, но связывает тепловой поток в стенку q_0 с градиентом температуры:

$$q_0 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0},$$

где λ – коэффициент теплопроводности, также относящийся к фундаментальным характеристикам среды, в которой происходит перенос теплоты.

В том случае, когда среда не является химически однородной, а представляет собой многокомпонентную смесь, помимо переноса импульса и энергии, возникает также и перенос массы i -ой компоненты, называемый массопереносом:

$$j_i = \rho_i V_i = -\rho D \left. \frac{\partial c_i}{\partial y} \right|_{y=0}.$$

Здесь ρ_i, ρ – парциальная плотность i -ой компоненты и смеси в целом, а D – коэффициент диффузии.

Учет химической неоднородности приводит не только к необходимости рассчитывать концентрации c_i всех компонент, но, что более важно, может резко повлиять на интенсивность теплопереноса к поверхности обтекаемого тела. Помимо «кондуктивной» составляющей теплового потока (определяемого градиентом температуры и коэффициентом теплопроводности среды λ) появляется диффузионная составляющая, посредством которой переносится теплота образования i -ой компоненты из горячего потока к холодной стенке:

$$q_0 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} - \rho D \sum_{i=1}^n h_i \left. \frac{\partial c_i}{\partial y} \right|_{y=0},$$

где $h_i = \int_{T_r}^T c_p dT + h_i^0$ – теплосодержание (энтальпия) i -ой компоненты, а h_i^0 – теплота ее образования.

Особенно важна роль «химического» вклада в гиперзвуковом полете, когда за ударной волной молекулы газа диссоциированы или ионизированы. Тепловые эффекты диссоциации и ионизации могут на порядок превосходить теплоту испарения воды, составляющую 2280 кДж/кг.

Одним из наиболее простых случаев движения жидкости или газа является ламинарное течение, но даже в этом случае законы теплообмена были установлены далеко не сразу. При внешнем обтекании тел простой геометрической формы (сфера, клин, пластина) критериальные соотношения для расчета теплообмена могут быть записаны в виде

$$Nu = a\sqrt{Re} \cdot Pr^b, \quad (1.2)$$

где $Nu = \alpha x / \lambda$ – число Нуссельта, $Re = \rho u x / \mu$ – число Рейнольдса, $Pr = \mu c_p / \lambda$ – число Прандтля,

$\alpha = q_0 / (T_e - T_w)$ – коэффициент теплообмена, являющийся отношением теплового потока к разности температур потока T_e и обтекаемой стенки T_w . Что касается параметров a и b , то они зависят от геометрии обтекаемого тела. Для плоской пластины, обтекаемой в продольном направлении: $a = 0,332$; $b = 0,3$, а для сферы (в окрестности критической точки) – $a = 0,763$; $b = 0,4$.

Первые поправки в критериальном соотношении (1.2) пришлось ввести для учета переменности теплофизических свойств (или сжимаемости газа). Важно отметить, что зависимость от чисел Рейнольдса и Прандтля при этом не изменилась, но появился дополнительный множитель, учитывающий переменность плотности ρ и вязкости μ в пограничном слое:

$$Nu_w = a\sqrt{Re} \cdot Pr_w^b \left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_w \mu_w} \right)^{0,4}.$$

Индексы $()_w$ и $()_e$ указывают при какой температуре (T_w или T_e) рассчитываются теплофизические свойства в том или ином критерии.

В диапазоне температур воздуха 2000–8000 К существенный вклад в теплообмен оказывает диффузия атомов кислорода и азота. Для того чтобы учесть диссоциацию молекул газа необходимо, прежде всего, отказаться от использования формулы для теплового потока в ее классической записи:

$$q_0 = \alpha(T_e - T_w)$$

и записать тепловой поток через разность полных энтальпий:

$$q_0 = \frac{\alpha}{\bar{c}_p} (I_e - I_w),$$

где $\bar{c}_p$ – так называемая теплоемкость «замороженной меди».

Этот переход позволяет в первом приближении сохранить расчетные формулы для коэффициента теплообмена в том же виде, что и без диссоциации. Однако это можно делать, лишь в тех случаях, когда число Льюиса

$$Le = \rho D c_p / \lambda,$$

характеризующее взаимную диффузию атомов и молекул, близко к единице.

Был проведен большой объем параметрических расчетов для многочисленных газовых смесей с учетом их диссоциации. Рассмотрены два предельных состояния – замороженная и равновесная смесь газов, что соответствует бесконечно малой и бесконечно большой скорости гомогенной реакции рекомбинации. Оказалось, что для обоих предельных случаев аппроксимационные выражения для коэффициента теплообмена близки:

$$Nu_w = a\sqrt{Re} \cdot Pr_w^b \left(\frac{\rho_e \mu_e}{\rho_w \mu_w} \right)^{0,4} \left[1 - (Le^k - 1) \frac{Q_d}{I_e - I_w} \right],$$

где показатель степени k при числе Льюиса равен 0,52 для равновесного и 0,63 – для замороженного пограничного слоя, а Q_d – энергия диссоциации.

На рис. 1.7 представлена зависимость теплового потока в окрестности критической точки сферического затупления с радиусом R_N от скорости полета V_0 . Результаты расчетов для замороженного течения в пограничном слое систематически превышают результаты равновесного расчета, однако экспериментальные данные заполняют все пространства между двумя расчетными кривыми [9].

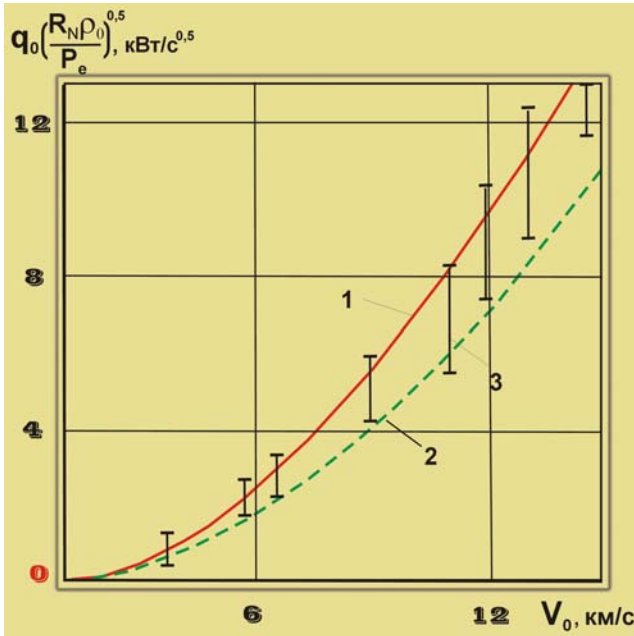


Рис. 1.7. Зависимость теплового потока от скорости полета: 1 – замороженный пограничный слой; 2 – равновесный; 3 – экспериментальные данные

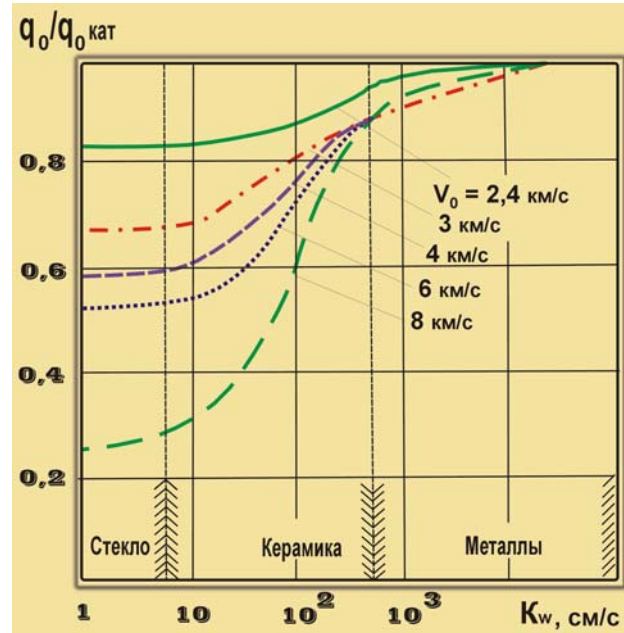


Рис. 1.8. Влияние скорости рекомбинации атомов кислорода K_w на теплообмен: $H = 75$ км; $R_N = 0,5$ м; $T_w = 700$ К

Все сказанное до сих пор относилось к так называемым каталитическим стенкам, что соответствует полной рекомбинации атомов, диффундирующих к поверхности тела. Механизм рекомбинации довольно сложен. Он зависит от концентрации атомов, плотности и энтальпии газа, размера тела и т. д. Свойства материала стенки проявляются через параметр K_w , который называется каталитической активностью по отношению к данному типу реакции. Если речь идет о рекомбинации атомов кислорода или азота, то металлы имеют высокую каталитическую активность, а керамика, особенно кварцевое стекло, низкую. На рис. 1.8 представлена зависимость относительного теплового потока от параметра каталитической активности K_w [10].

Поскольку плотность газа достаточно сильно влияет на механизм рекомбинации, то изменение K_w в 10 000 раз эквивалентно изменению плотности в 100 раз. Именно поэтому основной участок торможения космических аппаратов многоразового использования («Шаттл», «Буран») находится почти на 30 км выше над поверхностью Земли, чем у «Союза» или «Аполлона».

Влияние формы и размера обтекаемого тела учитывается градиентом скорости потока $\beta = dU_e/dx$. Но этот параметр, в свою очередь, является функцией числа Маха и температуры заторможенного потока. Так в дозвуковых течениях параметры β у сферического и плоского затупления отличаются в 2,4 раза, но с ростом M это различие возрастает до 4 раз. Поэтому при всех прочих равных условиях тепловой поток в критической точке плоского торца будет в 1,5–2 раза меньше, чем у полусферического, и оба будут возрастать обратно пропорционально $\sqrt{d_N}$, где d_N – диаметр торца. На этом основаны методы наземного моделирования тепловых нагрузок. Именно поэтому носовой обтекатель «Бурана» сильно отличается от обтекателя сверхзвукового истребителя (рис. 1.9).

Еще в 1883 году О. Рейнольдс экспериментально доказал наличие двух качественно различных режимов течения жидкости: ламинарного и турбулентного. При этом он впервые смог сформулировать и численно определить критерий перехода из одного режима в другой.

Последующие опыты показали, что переход сопровождается увеличением сопротивления и интенсивности теплообмена. Это можно объяснить тем, что часть поступательной энергии потока преобразуется в энергию вихревого потока, т. е. происходит генерация (или «порождение») турбулентности. За счет вязкости в дальнейшем энергия турбулентных вихрей преобразуется в теплоту, т. е. происходит диссипация механической энергии в тепловую.



Рис. 1.9. Сравнение носовых обтекателей «Бурана» и сверхзвукового истребителя МИГ-25

в режиме турбулентности.

В условиях развитого турбулентного обтекания критериальный закон теплообмена: $Nu = Re^{0,8}$ имеет более сильную зависимость от числа Рейнольдса, по сравнению с ламинарным режимом: $Nu \sim Re^{0,5}$.

Так для плоской пластины:

$$Nu = \frac{\alpha x}{\lambda_w} = 0,0296 Re_w^{0,8} \left(\frac{T_w}{T_e} \right)^{0,39} \cdot Pr_w^{0,46} \left(1 + \frac{k-1}{2} M_e^2 \right)^{0,11}.$$

В переходной области с увеличением числа Рейнольдса теплообмен монотонно возрастает от величины, соответствующей ламинарному течению (рис. 1.10).

Турбулентный режим более устойчив, чем ламинарный, к колебаниям скорости и температуры набегающего потока. При увеличении степени турбулентности до 21% интенсивность теплообмена на пластине возрастает в 5 раз при ламинарном режиме течения и лишь на 30% – при турбулентном.

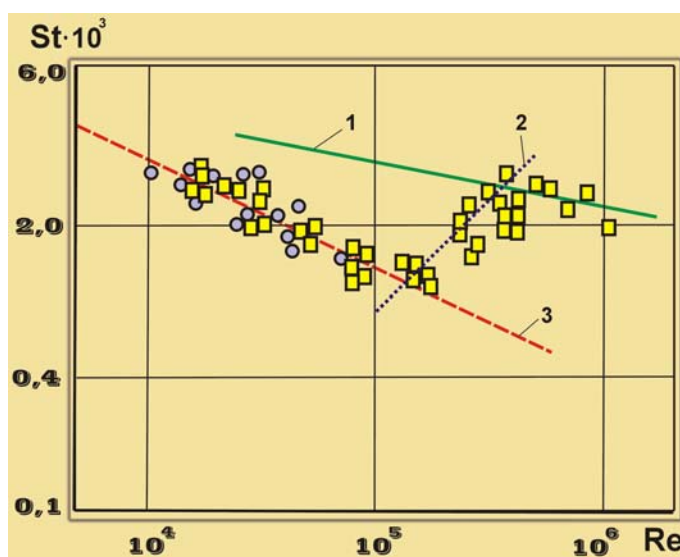


Рис. 1.10. Сравнение расчетных зависимостей числа St от числа Re с экспериментальными данными при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения: 1 – турбулентное течение, $St = 0,029 Re^{-0,2} Pr^{-0,6}$; 2 – переходное течение; 3 – ламинарное течение, $St = 0,332 Re^{-0,5} Pr^{-0,6}$. Физические параметры взяты при температуре стенки [11]

Однако и бороться с тепловыми нагрузками в турбулентной области намного сложнее. Так эффект вдува охладителя снижается в 2–3 раза при переходе от ламинарного течения к турбулентному.

Мельчайшие твердые или жидкие частицы, разгоняясь в газовых потоках, способны при столкновении с преградами вызвать значительное увеличение теплообмена и разрушение на поверхности

этих преград. Частицы попадают в газовый поток вследствие естественных или искусственных причин. В атмосфере Земли и других планет всегда присутствует пыль или облака, содержащие жидкие (дождь) или твердые (снег, град) частицы. В отличие от природных атмосферных образований частицы искусственного происхождения могут иметь весьма причудливые формы, а плотность их может значительно превосходить плотность воды. Изучению механики и физики гетерогенных систем в последние годы уделяется значительное внимание. Здесь отметим только дополнительные факторы интенсификации конвективного теплообмена, которые проявляются из-за наличия в потоке твердых частиц. К ним относятся:

- интенсификация теплопереноса вследствие нарушения ламинарной структуры пристеночного слоя;
- ускорение перехода ламинарного режима течения в турбулентный и интенсификации теплопереноса вследствие образования кратеров на экспонируемой поверхности;
- интенсификация теплопереноса отскакивающими частицами.

Завершая раздел о конвективном теплообмене, следует отметить также и работы по проникающему охлаждению, проведенные в последние годы.

Механизм пористого охлаждения складывается в общем из двух процессов: внутреннего теплообмена, во время которого газ отбирает теплоту от пористой матрицы при фильтрации к нагреваемой поверхности, и внешнего теплообмена, когда охлаждающей газ, покинув стенку, диффундирует через пограничный слой, разбавляя и оттесняя от поверхности высокотемпературный газовый поток. Именно этот второй процесс обеспечивает более высокую эффективность проникающего охлаждения по сравнению с другими, включая конвективное и пленочное. На рис. 1.11 показана зависимость температуры в критической точке пористого обтекателя в зависимости от радиуса затупления и толщины оболочки. Видно, что значительное снижение температуры за счет внутреннего теплообмена в пористой оболочке наблюдается при увеличении ее толщины до 8–10 мм.

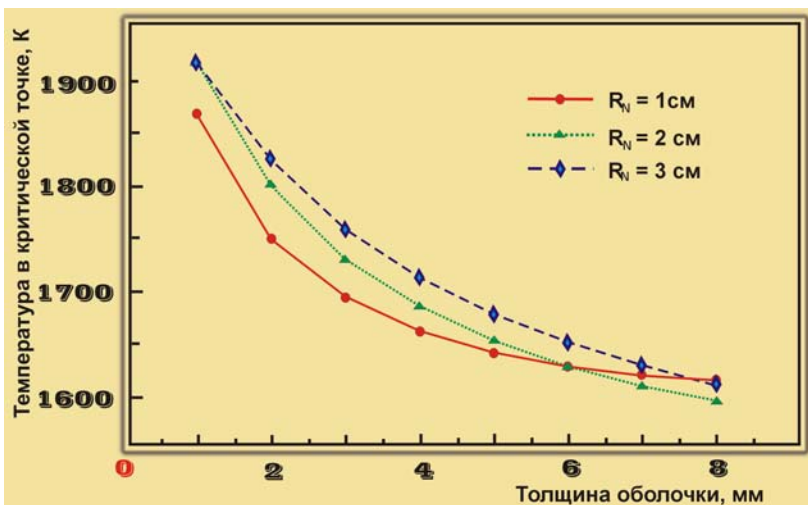


Рис. 1.11. Влияние толщины оболочки и радиуса затупления R_N на температуру поверхности в критической точке

Малая толщина пористой стенки остро ставит вопрос о достоверности существующих моделей сопряженного теплообмена, в частности, о методиках обработки экспериментальных данных по эффекту вдува и коэффициенту внутреннего теплообмена. Принципиальное значение имеет и выбор размера поровых каналов, и оптимизации отношения этого размера к толщине пористой стенки.

Установлено, что наиболее представительным внутренним масштабом поровых каналов является величина:

$$d_{eq} = 12 / \sqrt{A},$$

где A – вязкостный коэффициент в законе Дарси для гидравлического сопротивления пористой стенки.

Показано, что температурная неравновесность на внешней поверхности, т. е. разность температур пористой матрицы и охладителя, могут быть причиной резкого снижения эффекта блокировки при вдуве охладителя и даже прогара пористых оболочек.

1.3. Пути преодоления теплового барьера. Способы тепловой защиты

Как отмечалось ранее, пионеры ракетной техники были едины в том, что при возвращении космических летательных аппаратов аэродинамический метод торможения более эффективен, чем использование тормозного двигателя. К. Э. Циолковский писал «Полетав там, насколько хватает кислорода и пищи, они спирально возвращаются на Землю, тормозя себя воздухом и планируя без взрыва» (т. е. без использования тормозных двигателей).

Пророчески предсказав состав и облик большинства систем современных ракетных аппаратов, К. Э. Циолковский полностью обошел вопрос о способах тепловой защиты, ограничившись указанием об охлаждении камеры сгорания и сопла «протоком одного из жидких компонентов топлива через стенку из двух оболочек». Через 20 лет после Циолковского Герман Оберт в Германии предложил способ защиты камер сгорания с помощью газовых завес. Он же вместе с другими пытался наносить на стенки тонкий слой магнезитового огнеупорного материала. Этот скромный набор методов тепловой защиты можно оправдать лишь тем, что теория теплообмена находилась в зачаточном состоянии, а уровень тепловых нагрузок в современных РДТТ, например, в 100 раз превышает тот, что имеет место в топке парового котла.

Необходимость в использовании специальной тепловой защиты возникает в тех случаях, когда незащищенная конструкция под действием тепловых и силовых нагрузок неминуемо должна разрушиться. Верхним пределом применимости самых жаропрочных металлов можно, по-видимому, считать тепловые потоки порядка 250 кВт/м^2 , которые приводят к равновесным температурам поверхности $\sim 1500 \text{ К}$. Очевидно, это – условный порог, поскольку в большинстве приложений тепловое воздействие усугубляется химическим или эрозийным воздействием, что приводит к разрушению при существенно меньших температурах.

В настоящее время известно шесть способов отвода (поглощения) теплоты:

- теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных веществ;
- конвекцией;
- массообменом;
- излучением;
- с помощью электромагнитных полей;
- за счет физико-химических превращений.

При конструктивном решении проблем тепловой защиты в начале 50-х годов были предложены различные схемы, включая и такие, в которых используются реагирующие, сублимирующие и плавящиеся материалы, или так называемая уносимая тепловая защита, разрушение которой в процессе нагрева заранее предполагается и происходит упорядоченным образом.

На практике часто встречаются комбинации двух или более из указанных способов. Тем не менее, области применения этих способов можно в первом приближении оценить с помощью рис. 1.12.

Как видно на рис. 1.12, поглощение тепла теплопроводностью с использованием теплоемкости конденсированных систем (медь и графит) можно применять только при воздействии небольших тепловых потоков в течение непродолжительного времени. Предельные возможности этого способа поглощения тепла ограничены температурой плавления материала.

В последние годы в связи с исследованием и освоением космического пространства с помощью многоразовых космических систем (МКС) возросла роль теплового излучения, как основного процесса отвода тепла, который получил название «радиационное охлаждение». Нормальный температурный режим многих теплонапряженных элементов этих систем, подвергающихся высокотемпературному воздействию продуктов сгорания топлива жидкостных ракетных двигателей и аэродинамическому нагреву, был обеспечен только благодаря эффективному использованию радиационного охлаждения. На этом принципе основана защита от радиационных потоков. Так, для защиты многоразового космического корабля "Буран" от солнечного излучения и аэродинамического нагрева (рис. 1.9), в основном, применялись два типа покрытий, нанесенных на высокопористый, волокнистый материал. Белое покрытие верхней части аппарата, обладая низкой степенью черноты в видимом диапазоне спектра и большими значениями в инфракрасной области, применяется для защиты от радиационных потоков излучения Солнца, а черное, с высокой интегральной излучательной способностью, достаточно эффективно излучает тепло, полученное за счет аэродинамического нагрева нижней части кос-

мического аппарата [12, 13]. Так как излучательная способность материала не может превышать 1, а температура поверхности, как правило, не должна быть больше температуры разрушения покрытия, то в этом случае накладывается сильное ограничение на плотность подводимых тепловых потоков. Подробно тепловая защита многоразовой транспортно-космической системы (МТКС) типа «Буран» рассмотрена в монографии [14].

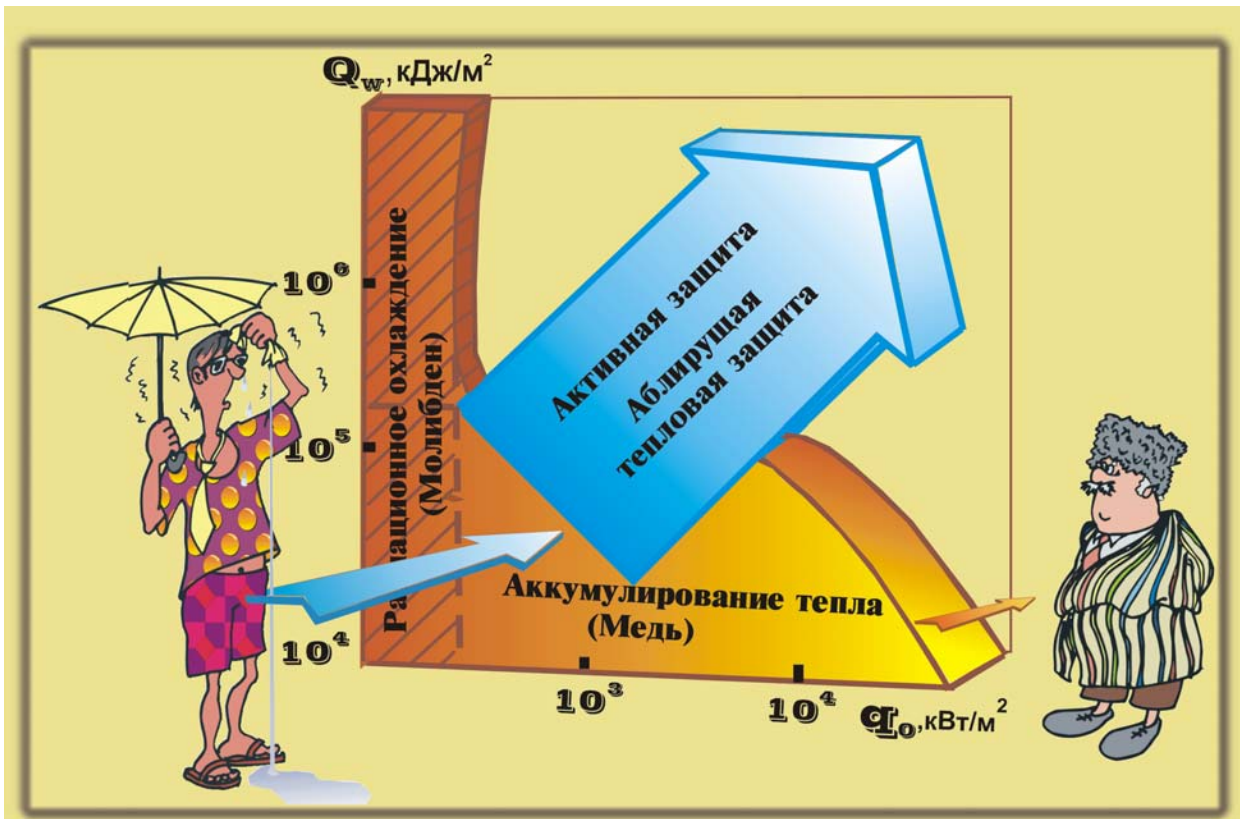


Рис. 1.12. Способы тепловой защиты

Между возвращаемым отсеком МТКС и гиперзвуковым летательным аппаратом наблюдается много различий. Для ГЛА приоритетными являются дальность полета и масса полезной нагрузки. В отличие от возвращаемых отсеков МТКС гиперзвуковой самолет имеет длительный участок горизонтального полета в атмосфере Земли с постоянной скоростью. Существует немного опробованных методов расчета, процедур и критериев, применимых непосредственно к гиперзвуковому самолету. Следует подчеркнуть, что по мере увеличения скорости гиперзвуковых самолетов аэродинамика, аэродинамический нагрев, силовые установки, теплозащита и конструкция становятся все более тесно связанными и даже взаимозависимыми. Применительно к ГЛА, тепловые нагрузки становятся уже столь значительными, что требуются новые подходы как в материаловедении, так и в интенсификации процессов охлаждения конструкции.

Обеспечение тепловой защиты ГЛА аппаратов представляет очень сложную задачу [7]. В первую очередь это относится к носовому обтекателю и кромкам крыльев. Основной метод тепловой защиты носовых обтекателей и передних кромок сводится к тому, чтобы резко уменьшить радиус закругления R_N , одновременно снизить интегральный тепловой поток на всей поверхности острой кромки. Это позволит за счет кондуктивного теплопереноса через металлическую оболочку сбросить тепло от передней кромки. С боковой поверхности тепло переизлучается в окружающую среду. При этом учитывается, что конвективные тепловые потоки на закруглении и боковой поверхности отличаются почти на порядок.

Способы тепловой защиты поверхности ГЛА можно разделить на пассивные, полуактивные и активные. К пассивным относятся все варианты охлаждения без подвода специального охладителя, например: разрушающиеся теплозащитные материалы, излучающие покрытия, теплоизоляционные покрытия с низкой температуропроводностью.

К полуактивным способам относят безнасосные методы прокачки хладагента (например, с помощью тепловых труб). Наконец, активными называют методы, когда хладагент не только прину-

1.3. Пути преодоления теплового барьера. Способы тепловой защиты

дительно подается к нагретой поверхности, но и проникает через оболочку в пограничный слой набегающего воздушного потока (эффект вдува).

Характеристики тепловой защиты ГЛА во многом определяют облик и тактико-технические характеристики аппарата в целом. Оценки показывают, что весовая доля системы тепловой защиты соизмерима с массой полезного груза. Выбирать систему тепловой защиты необходимо при анализе всей информации о теплосиловом нагружении ГЛА, поскольку в некоторых случаях целесообразно сохранить низкую температуру силовой оболочки, а в других – можно уменьшить массу тепловой защиты и допустить нагрев этой оболочки. При этом, очевидно, станет невозможным использование легких конструкционных материалов, типа алюминиевых сплавов.

На рис. 1.13 представлены различные варианты тепловой защиты элементов поверхности ГЛА.

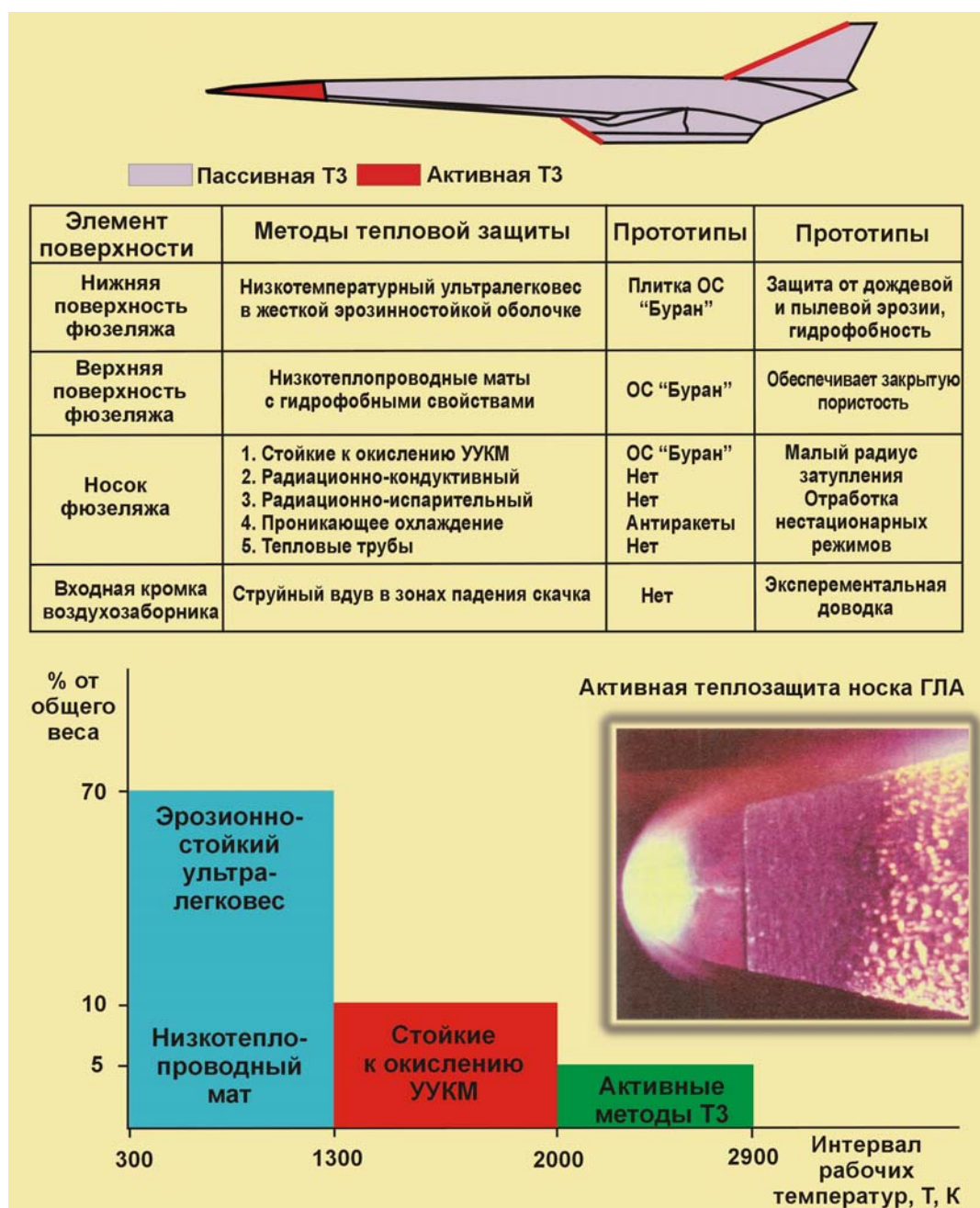
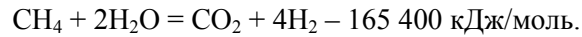
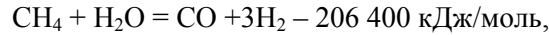


Рис. 1.13. Варианты тепловой защиты элементов поверхности гиперзвукового летательного аппарата [7]

Серьезный интерес представляет термохимическое охлаждение элементов ГЛА, использующих в качестве охладителя компоненты топлива. При нагреве теплоносителя происходят эндотермические реакции, протекающие с поглощением значительного количества тепла и повышающие теплоемкость и хладоресурс теплоносителя. Термохимические реакции при разумной организации процесса могут

существенно интенсифицировать теплообмен путем замещения части конвективного переноса тепла, требующего значительных перепадов температур охладитель – стенка, диффузионным переносом с незначительным термоэффектом. Кроме регенерации тепловых потерь, термохимические реакции способствуют улучшению реакционной способности топлива и повышению устойчивости горения. Одной из газозависимых термохимических реакций, обладающих значительным тепловым эффектом и технически приемлемым уровнем температур протекания, является реакция паровой конверсии метана:



Этот метод тепловой защиты ГЛА достаточно подробно изложен в [7].

При скоростях входа космического аппарата в атмосферу со второй (11,2 км/с) и выше космическими скоростями конструкция КА нагревается не только конвективным тепловым потоком от раскаленного газа, но и за счет излучения сжатого слоя, лучистый тепловой поток от которого соизмерим или даже превосходит конвективный нагрев. Тепловые потоки, которые воздействуют на спускаемые аппараты при этих скоростях входа, на порядки превышают возможности таких способов поглощения тепла, как аккумулирование и радиационное охлаждение, табл. 1.1, [15].

Таблица 1.1 – Условия входа в атмосферу автоматических спускаемых аппаратов (СА), предназначенных для исследований планет солнечной системы

Назначение СА	Скорость входа, км/с	$q_{\text{с}}, \text{ кВт/м}^2$	$q_{\text{л}}, \text{ кВт/м}^2$	$P_e \cdot 10^{-5}, \text{ Па}$	$I_e, \text{ кДж/кг}$	Время воздействия нагрева, с	Состав атмосферы
Вход в атмосферу Земли СА, возвращающихся с поверхности Луны, Марса и после их облета	11–13	$(2,5\text{--}25) \cdot 10^3$	$(2\text{--}30) \cdot 10^3$	1–30	$(14,5\text{--}19) \cdot 10^3$	5–25	Воздух
Вход в атмосферу Марса	5,5–6,5	800	200	0,1–0,8	$4,5 \cdot 10^3$	60–300	CO ₂
Вход в атмосферу Венеры	10,7–11,3	$(10\text{--}25) \cdot 10^3$	$(10\text{--}30) \cdot 10^3$	5–30	$16 \cdot 10^3$	5–20	CO ₂
Вход в атмосферу Юпитера	47–50	$(20\text{--}50) \cdot 10^3$	$(50\text{--}200) \cdot 10^3$	10–20	$260 \cdot 10^3$	40–100	87%H ₂ +13%He

В этих условиях лучше всего применять метод охлаждения поверхности КА с помощью жертвенного слоя, т. е. использовать аблирующие ТЗМ, которые не имеют конкуренции особенно при высоких тепловых нагрузках. При применении подобных материалов их эффективная теплоемкость многократно возрастает за счет использования теплот химического взаимодействия или фазовых превращений. Но более весомый вклад вносит вдув газообразных продуктов разрушения в пограничный слой набегающего потока.

В задачу конструктора тепловой защиты входит сопоставление большего числа вариантов, что связано не только с выбором разрушаемого теплозащитного покрытия, но и с необходимостью оптимизации формы защищаемой поверхности или даже траектории спуска возвращаемого отсека.

На основе накопленного опыта выработаны строгие критерии отбора, позволяющие заменить эмпирический подход целенаправленным поиском систем, наилучшим образом отвечающих заданным условиям. Это требование особенно важно для разрушающихся теплозащитных покрытий, количество которых возрастает в связи с прогрессом в области органической химии и материаловедения.

Говоря о достижениях ракетно-космической техники по преодолению теплового барьера, нельзя не коснуться вопросов моделирования и создания наземной экспериментальной базы.

Для решения проблем теплозащиты используются установки различных типов:

– аэродинамические (газодинамические) трубы с различными подогревателями;

- ударные трубы;
- солнечные или инфракрасные печи;
- газогенераторы (ракетные двигатели);
- центробежные стенды и т. д.

Каждая из этих установок представляет собой комплекс устройств и оборудования, как правило, единичного изготовления со сложными рабочими процессами. Вместе с тем каждая установка лишь частично моделирует требуемое сочетание таких параметров, как:

- энтальпия торможения (скорость потока);
- состав набегающего потока;
- давление торможения (плотность потока);
- число Рейнольдса (режима обтекания);
- число Маха (распределение силовых нагрузок);
- продолжительность испытания;
- масштабный фактор (соотношение толщины покрытия и размеров конструкции);
- наличие поражающих факторов (эрозия, акустика и т.д.)

Так как при наземных (лабораторных) испытаниях практически не удастся смоделировать все перечисленные особенности теплового и силового воздействия, то разработаны методы частичного моделирования и переноса данных наземной отработки на натурные условия.

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА МОДЕЛИРОВАНИЯ КОНВЕКТИВНОГО И РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОГО НАГРЕВА

2.1. Общие требования к экспериментальным исследованиям тепловой защиты

В настоящее время разработаны расчетные методы определения термохимического разрушения теплозащитных покрытий, которые, в принципе, позволяют учитывать форму тела, высоту полета, угол входа в атмосферу, состав набегающего газового потока и продуктов разрушения материала и многое другое. Однако, для использования этих методов необходима информация о механизмах термохимического разрушения и параметрах материала. В случае неопределенностей в механизмах разрушения или при отсутствии таких важнейших характеристик теплозащитного материала как тепловые эффекты физико-химических превращений, коэффициент газификации, теплофизические характеристики и др. необходимо проведение экспериментальных исследований. В связи с этим успешное применение теплозащитных материалов в первую очередь зависит от того, насколько подробно изучены поведение и свойства материалов в различных условиях конвективного и радиационного нагрева. Воспроизведение подобных условий является, как правило, очень сложной технической задачей, требующей значительных затрат. Например, при моделировании плотностей и скорости полета, соответствующих точке максимального нагрева возвращаемого спутника Земли, в аэродинамической трубе с сечением рабочей части в 1 м^2 требуемые мощности в свое время превышали 1% всей энергетики США [15]. Определенные проблемы возникают при диагностике параметров таких стендов и интерпретации результатов измерений. В связи с этим большинство экспериментальных исследований проводится на небольших моделях.

К установкам для испытаний разрушающихся теплозащитных материалов предъявляются следующие основные требования:

1. Температура набегающего газового потока должна быть выше температуры фазовых превращений материала.
2. Установка должна обеспечивать возможность нагрева различных газов и газовых смесей необходимого состава в определенном диапазоне температур, давлений и скоростей истечения.
3. Время стабильной работы установки должно изменяться от нескольких секунд (5–10 с) до минут.
4. Набегающий на модель поток должен быть однородным по температуре, давлению и скорости.

В той или иной степени этим требованиям удовлетворяют стендовые ракетные двигатели, установки с электродуговым нагревом газа, ударные трубы и установки радиационного нагрева.

Проведенный в работе [2] анализ конвективного и радиационного теплового воздействия, а также исследование различных механизмов разрушения позволяют указать следующие основные параметры, воспроизведение которых важно при экспериментальной отработке теплозащитных материалов:

–энтальпия заторможенного потока газа I'_0 (для окрестности точки торможения затупленного тела $I'_0 = I_e$);

–химический состав набегающего газового потока, в особенности концентрация химически активных компонент;

–давление заторможенного потока газа P'_0 (в окрестности точки торможения затупленного тела $P'_0 = P_e$),

–режим течения в пограничном слое – ламинарный или турбулентный;

–уровень сдвигающих напряжений на разрушающейся поверхности – градиент давления и напряжение трения, dp_e/dx и τ_w .

При анализе совместного радиационно-конвективного воздействия на материал появляются дополнительные определяющие параметры, причем главные из них – отношение лучистого и конвективного $q_{\text{л}}/q_{\text{к}}$ тепловых потоков и энтальпия торможения I_e . Остановимся подробнее на моделиро-

вании этого вида нагрева на теплозащитный материал. При раздельном моделировании совместного радиационно-конвективного нагрева появляется возможность более детально исследовать процесс теплового разрушения материалов.

Как видно из табл. 1.1, помимо конвективных тепловых потоков на спускаемый аппарат могут одновременно воздействовать лучистые потоки. Начиная со 2-й космической скорости лучистый нагрев возрастает значительно быстрее конвективного и становится доминирующим [16–20]. Совместный нагрев имеет место и в ракетных двигателях, работающих на смесевых металлизированных топливах [21].

При моделировании условий входа в атмосферы планет большое значение также имеет распределение спектральной интенсивности излучения. Наиболее полно спектральный состав воспроизводится на специальных ударных трубах и магнитных ускорителях плазмы [22, 23]. Спектр излучения ксеноновых ламп и Солнца близок к спектру абсолютно черного тела [24, 25], поэтому область вакуумного ультрафиолета, которая вносит заметный вклад в излучение нагретого газа, на установках раздельного моделирования лучистого и конвективного нагрева невоспроизводима. Однако этот недостаток не должен оказывать существенного влияния, поскольку, как указано в работах [26, 27], относительно холодная пристеночная область при больших давлениях практически полностью блокирует тело от мощного ультрафиолетового излучения, а до поверхности доходит излучение инфракрасной, видимой и ближней ультрафиолетовой областей спектра.

Кроме основной задачи (моделирование условий входа в атмосферы планет с космическими скоростями) установки, оснащенные источниками конвективного и радиационного нагрева, очень удобны при исследовании механизма разрушения теплозащитных материалов. Сравнивая механизм разрушения материалов при раздельном и совместном радиационно-конвективном нагреве, можно лучше понять закономерности теплового разрушения материала.

В работах [22, 23, 28] дано описание некоторых существующих установок радиационно-конвективного нагрева.

Рассмотрим основные схемы установок для проведения экспериментов по исследованию разрушения теплозащитных материалов в высокотемпературных потоках газа. Все схемы можно разбить на четыре класса: схемы для испытаний в дозвуковой струе (рис. 2.1, *а, в*), в сверхзвуковой струе (рис. 2.1, *б, г*), в щелевых каналах (рис. 2.1, *д–ж*), в каналах или профилированных соплах (рис. 2.2, *и, к*). Кроме того, испытания в струях могут проводиться при закрытой рабочей части (аэродинамическая труба) и в свободной струе, истекающей в атмосферу.

Испытания в дозвуковой свободной струе по схеме (рис. 2.1, *а*) обычно ограничены точкой торможения. В этом случае размер модели d может почти в 1,5 раза превышать диаметр среза сопла D . Это объясняется особенностями распределения давления при натекании дозвуковой струи на бесконечную пластину (см. раздел 2.4, рис. 2.22, *б*). Недостатком такой схемы является интенсивное перемешивание периферийной зоны струи с окружающей средой, что ограничивает возможность испытаний материала в различных средах.

В схеме (рис. 2.1, *б*) требуется, чтобы давление в ресивере превышало атмосферное более чем в $\left[(k+1)/2\right]^{k/(k-1)}$ раз. Тогда с помощью профилированного сопла можно получить сверхзвуковое обтекание модели. Обычно используют сопла на числа $M = 2$. Это позволяет избавиться от влияния державки на параметры обтекания и в то же время иметь достаточно высокое давление торможения перед моделью, а, следовательно, и высокий тепловой поток. Эксперимент организуется так же, как и в предыдущем случае. Основная область применения этой схемы – измерение квазистационарных параметров разрушения.

Метод моделирования обтекания затупленных тел с помощью сопла-кожуха показан на (рис. 2.1, *д*). Эта схема выгодно отличается тем, что практически весь горячий газ участвует в теплообмене. Благодаря этому нагревается значительная часть боковой поверхности модели, и тем самым тепловой потенциал струи из подогревателя используется значительно полнее. Такая схема позволяет испытывать модели больших размеров, чем в предыдущих вариантах. Недостатком схем с твердыми стенками кожуха является большая чувствительность распределения давления в зазоре к уносу массы теплозащитного покрытия. Это привело к разработке струйных «кожухов» (схема рис. 2.1, *е*). В данном случае внутренняя струя горячего газа прижимается к испытываемой поверхности внешним холодным потоком газа.

Влияние режима течения и сдвигающих усилий при разрушении теплозащитных материалов можно исследовать по схеме на рис. 2.1, *ж*. Если критическое сечение находится у основания конуса или клина, то образец испытывается дозвуковым потоком. При перемещении критического сечения

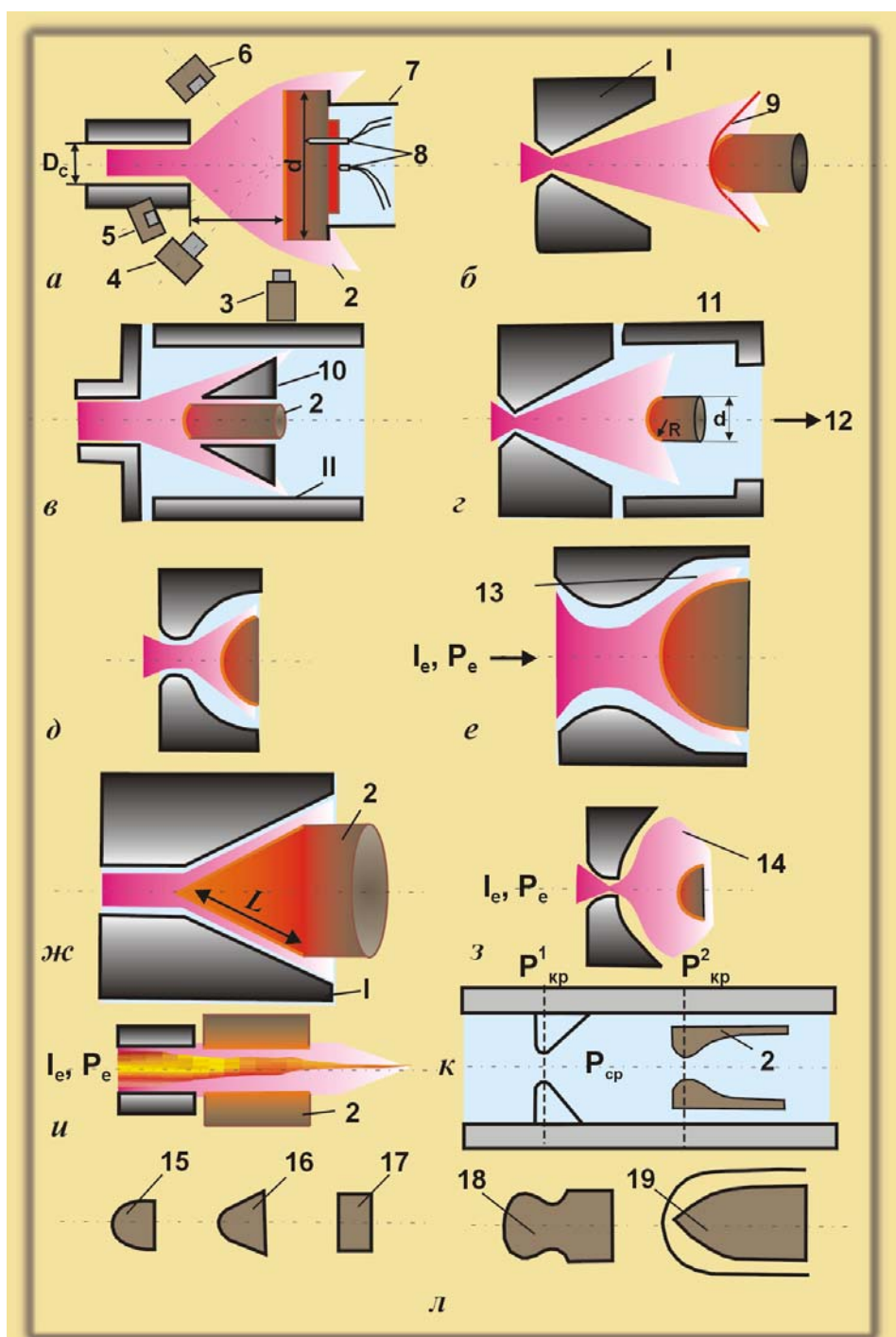


Рис.2.1. Принципиальные схемы установок для испытаний образцов разрушающихся теплозащитных материалов в потоке нагретого газа: *а* – испытания в дозвуковой свободно расширяющейся струе; *б* – разрушение образца в сверхзвуковой свободно истекающей струе; *в* – испытания в дозвуковом потоке закрытого типа; *г* – аэродинамическая труба с электродуговым нагревом газа; *д* – испытание образцов в щелевых каналах (сопле-кожухе); *е* – испытания крупных моделей с поджатием горячего газа к поверхности образца холодным потоком; *ж* – испытания конических моделей с охлаждаемым носиком; *з* – испытания образцов в условиях радиационно-конвективного нагрева; *и* – испытания образца в виде цилиндрического канала; *к* – испытания модели в виде профилированного канала; 1 – сопло; 2 – исследуемый образец; 3, 4 – следящая кинокамера; 5, 6 – пирометры для измерения яркостной и цветовой температуры; 7 – защитный кожух; 8 – термопары; 9 – ударная волна; 10 – охлаждаемый или разрушающийся защитный конус; 11 – кожух; 12 – вывод к вакуумным насосам; 13 – газовый «кожух»; 14 – эллиптическое зеркало; *л* – формы торца, 15 – эллипсоид, 16 – конус с полусферическим затуплением, 17 – плоская поверхность с закругленной фаской, 18 – цилиндрическая поверхность со сферическим сегментом, 19 – форма торца при разрушении в турбулентном пограничном слое

в цилиндрическую часть сопла обтекание производится сверхзвуковым потоком. При расположении критического сечения в середине конуса максимальный градиент давления вдоль поверхности составляет p/L , что в 2 раза превышает градиент давления, который можно получить в первых двух случаях. Перемещение критического сечения вдоль поверхности образца можно достигнуть изменением угла раствора между образующими модели и сопла. Для сохранения в процессе испытания постоянной площади критического сечения соответствующие места в образце должны заменяться не разрушающимися охлаждаемыми медными вставками.

Испытания при течении в цилиндрических каналах (схема на рис. 2.1, и) используются, во-первых, для изучения специфики внутренних задач и, во-вторых, для получения переходного или турбулентного течения в пограничном слое (и больших величин поверхностного трения), которые невозможно достигнуть при экспериментах в окрестности точки торможения затупленного тела. Основная трудность в проведении экспериментов по этой схеме заключается в сложности измерения текущих значений скорости перемещения поверхности раздела покрытие – газовый поток.

Если при внешнем обтекании измерение координат разрушающейся поверхности можно произвести достаточно точно, то при внутреннем режиме испытаний нужны особые приемы. Один из них – газодинамический, применяемый для определения скорости увеличения размера наиболее узкого проходного сечения (критического сечения).

Для этого делается два критических сечения, в каждом из которых устанавливается скорость звука. Важно, чтобы давление в камере между этими сечениями было столь велико, что, несмотря на обгорание одного из них, расход газа оставался бы неизменным. Давление в промежуточной камере будет при этом однозначно характеризовать площадь поперечного сечения сопла из исследуемого разрушающегося материала.

Второй способ связан с использованием рентгеновских лучей. Если размер втулки из теплозащитного материала позволяет получить снимок в плоскопараллельном пучке, то удастся зафиксировать не только поверхность раздела, но и все зоны изменения плотности.

Приведенные различные схемы иллюстрируют многообразие условий испытаний теплозащитных материалов. Экспериментальная установка и схема испытаний выбираются в зависимости от назначения теплозащитных покрытий и требований к ним по продолжительности и интенсивности нагрева. Проведение испытаний на различных установках и по различным методам испытаний во многих случаях затрудняет сравнение результатов, полученных различными исследователями.

Рассмотрим основные методы проведения экспериментов. Поскольку электродуговые установки не обеспечивают полного моделирования натуральных условий разрушения теплозащитных материалов, исследуется влияние на разрушение каких-либо одних важнейших параметров при постоянстве других. Можно выделить несколько экспериментальных методов, с помощью которых выясняется влияние:

- энтальпии заторможенного потока, $I_e = \text{var}$;
- давления заторможенного потока, $P_e = \text{var}$;
- химического состава набегающего потока;
- состава материала – содержания наполнителя (связующего) при $I_e = \text{const}$.

Модель для испытаний, как правило, выбирается в виде осесимметричного тела, обычно цилиндра или конуса с различной формой торца. Ввод образца в поток производится после того, как установка вышла на стационарный режим работы. Модель устанавливается на определенном расстоянии от среза сопла l .

Расстояние l обычно не превышает нескольких диаметров сопла и выбирается исходя из необходимости обеспечения требуемых тепловых и газодинамических условий (равномерность распределения тепловых и других параметров на рабочем участке струи), а также удобства расположения измерительной аппаратуры. Модель устанавливается по оси струи и должна полностью находиться в набегающем потоке.

Если диаметр образца меньше диаметра сопла на срезе, т. е. $d/D < 1$, то при этом особое значение приобретает теплоизоляция образца с боковой поверхности. Для этого используют как охлаждаемые, так и разрушающиеся конусы (рис. 2.1, в), из которых испытываемая модель должна выступать не более чем на 1–5 мм. При использовании охлаждаемых конусов-державок необходимо иметь следящую систему, которая по мере уноса массы подает разрушаемый торец образца в заданную плоскость и поддерживает постоянное расстояние между срезом сопла и образцом. Для этого применяют различные оптические и рентгеновские устройства.

Продолжительность испытаний определяется временем, необходимым для измерения важней-

ших величин в условиях квазистационарного разрушения. Отключение установки производится либо после отработки установленного периода времени, либо по показанию термопары, вмонтированной в теплоприемник на обратной поверхности модели (рис. 2.1, *a*).

Для изучения динамики протекания различных явлений на поверхности можно использовать высокоскоростную микрокиносъемку (рис. 2.1, *a*). Перемещение разрушающейся поверхности также фиксируется с помощью кинокамеры, устанавливаемой в плоскости торца модели. Наблюдение за процессами на поверхности, образованием обугленного слоя, поведением пограничного слоя сильно затруднено большой яркостью излучения поверхности и пристеночного газового слоя. Необходимо использовать специальную технику съемки, применять светофильтры, голографические и рентгеновские методы измерений и т. д.

Важнейшим параметром, характеризующим и определяющим различные кинетические процессы на разрушающейся поверхности, является ее температура T_w . Знание ее также необходимо для пересчета результатов измерения тепловых потоков к холодной поверхности калориметра на значения тепловых потоков к горячей поверхности разрушающихся ТЗМ.

Температуру разрушающейся поверхности для некоторых материалов удастся измерить с помощью микротермопар, заделанных внутри покрытия и выходящих на поверхность при уносе вышележащего слоя. Результаты экспериментов, обработанные в виде зависимости безразмерной скорости разрушения от температуры T_w позволяют установить внутренние закономерности процесса. Методы измерения температуры и излучательной способности представлены в разд. 4.6.

При разработке новых теплозащитных материалов экспериментальные исследования проводятся последовательно в три основных этапа. Разработанные рецептуры сначала проходят сравнительные (отборочные) испытания. Параметры среды и метод испытаний подбирают таким образом, чтобы выявить наиболее важные свойства материала, характеризующие его поведение и возможности в заданных условиях. Испытания проводят при постоянных параметрах набегающего потока на одном режиме работы установки. При исследованиях такого типа необходимо учитывать воспроизводимость условий испытаний, надежность и точность методов контроля параметров высокотемпературной среды, достаточность объема получаемой информации для того, чтобы с заданной точностью проводить сравнение материалов. По результатам сравнительных испытаний отбирают наиболее эффективные материалы, которые подлежат дальнейшему изучению.

Второй этап исследований посвящен изучению механизма разрушения материала и определению его основных характеристик в широком диапазоне изменения параметров высокотемпературной среды (энтальпии, давления, скорости, состава). Результаты этих исследований используются для построения модели разрушения, проверки теоретических методов расчета, рекомендации области преимущественного использования данного материала и т. п.

Наконец, третий этап исследований охватывает широкий круг вопросов, связанных с изучением теплофизических свойств материалов, в том числе излучательной способности поверхности, теплоты физико-химических превращений, молекулярной массы продуктов разложения связующего и ряда других свойств, которые могут зависеть от характера воздействия набегающего потока, а также технологии изготовления, структуры наполнителя и связующего и т. д. Проведение исследований такого типа требует разработки специальных методик и целого комплекса измерений в условиях высокотемпературной среды.

При таком подходе основные задачи экспериментальных исследований разрушающихся теплозащитных материалов можно сформулировать следующим образом:

1. Проведение сравнительных испытаний вариантов теплозащитных материалов при определенных «стандартных» режимных параметрах, обусловленных условиями их будущего применения.
2. Выяснение определяющего механизма разрушения при изменении условий воздействия потока в широких пределах, в том числе и в нестационарных условиях, с последующим использованием этой модели для расчета теплозащитных свойств покрытия и выбора его необходимой толщины.
3. Определение теплофизических и кинетических характеристик разрушающихся теплозащитных материалов при моделировании натурных условий.

Однако даже в случае проведения полного объема перечисленных выше испытаний далеко не всегда удастся получить всю необходимую информацию для проведения расчетов теплозащитного покрытия. В частности, для расчета нестационарного уноса массы необходимо знание коэффициента теплопроводности материала при температурах разрушения поверхности, что практически определить очень сложно. Похожие проблемы возникают и при определении тепловых эффектов физико-химических процессов на поверхности разрушающегося теплозащитного покрытия.

В связи с этим основная задача экспериментальных исследований, представленных в этой книге, была направлена на изучение взаимодействия твердого тела с высокотемпературной средой с целью поиска новых закономерностей и параметров, позволяющих определять тепловые возможности материалов при минимальном наборе экспериментальных данных.

2.2. Установки конвективного и радиационно-конвективного нагрева для исследования теплозащитных материалов

Установки конвективного нагрева базируются на использовании электродуговых подогревателей газа (ЭДП), а также ракетных двигателей, обеспечивающих получение высокотемпературных потоков продуктов сгорания различных топлив. В струях стендовых ракетных двигателей воспроизводятся величины энтальпий торможения I_e до 6000–8000 кДж/кг и скорости потока порядка 3000 м/с. В настоящее время эти установки являются по существу единственными, в которых при сравнительно высокой температуре можно в течение длительного периода времени получать турбулентный режим обтекания испытываемых моделей. Серьезным недостатком испытаний материалов в струях стендовых ракетных двигателей является то, что химический состав потока не соответствует, как правило, реальным условиям работы материалов. Это обстоятельство затрудняет изучение механизма разрушения материалов, для которых химические реакции при разрушении играют определяющую роль. Кроме того, при испытаниях в струях ракетных двигателей материалов с высокой температурой разрушения, порядка 3000 К, вследствие малости перепадов энтальпий ($I_e - I_w$) поперек пограничного слоя неизбежно появляются погрешности в определении величины теплового потока к разрушающейся поверхности.

Большой комплекс стендов и установок для проведения предварительных испытаний теплозащитных материалов был создан в Институте проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАН Украины [29].

На стенде ЖРД-2М (п.1, табл. 2.1) в качестве источника нагрева использовался газогенератор, работающий на топливе керосин – газообразный кислород, что дало возможность получать в одинаковом с ЭДП диапазоне тепловых потоков более высокие давления торможения и коэффициенты теплообмена. Схема стенда, которая включает системы, обеспечивающие работу газогенератора и проведение испытаний, представлена на рис. 2.2, а на рис. 2.3 показан нагрев образца кварцевой стеклокерамики в высокотемпературной струе стенда.

В настоящее время наибольшее применение для экспериментального исследования разрушающихся теплозащитных покрытий получили электродуговые подогреватели газа (плазмотроны) [30–38], которые в зависимости от мощности и выбора схемы могут обеспечить получение газовых потоков с давлением от 10^3 до 10^7 Па и энтальпией от 4000 до 100 000 кДж/кг и выше. Тепловые потоки, воздействующие на поверхность модели, при этом достигают $(5-8) \cdot 10^4$ кВт/м², а в плазмотронах прямого действия, когда поверхность электропроводящей модели является вторым электродом, – $3 \cdot 10^5$ кВт/м² (п. 2, табл. 2.1) [36]. Температура газа, нагретого в таких устройствах, намного превышает температуру фазовых превращений теплозащитных материалов, а химический состав газа практически может быть любым.

Электродуговые подогреватели были широко использованы при создании стендов и установок экспериментальной базы ИПМ НАНУ. На стендах ВПС-1000Л/В, ВПС-1000К и установке ПД-4М (п.п. 3–5, табл. 2.1) применены подогреватели, разработанные и изготовленные в Институте тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова АН Белоруси. Конструкции этих подогревателей описаны в [37].

Особый интерес при моделировании условий работы ТЗП представляют электродуговые подогреватели, обеспечивающие получения газовых потоков с высоким давлением и высокой энтальпией. Для получения сверхзвуковых газовых потоков высокого давления применяются плазмотроны как линейной, так и коаксиальной схем. В этом случае приемлемый ресурс работы медных электродов обеспечивается за счет большой скорости перемещения опорного пятна дуги с помощью мощных магнитных полей. На рис. 2.4 в качестве примера приведена конструкция ЭДП линейной схемы, обеспечивающего получение воздушных газовых потоков с давлением $200 \cdot 10^5$ Па и температурой 3000 К при потребляемой мощности 500 кВт [38].

Таблица 2.1 – Комплекс стендов и установок ИПМ НАНУ для исследования характеристик теплозащитных материалов

№ п/п	НАИМЕНОВАНИЕ	Обозначение	Рабочий газ (среда)	Размер модели, 10 ³ , м	Максимальные параметры			Основные цели испытаний
					Тепловой поток, кВт/м ²	Давление торможения, бар	Энтальпия (т-ра) торможения, кДж/кг	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Газодинамический стенд на основе газогенератора	ЖРД-2М	Продукты сгорания топлива керосин-кислород	20–100	45 000	14	3000 К	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 , коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
2	Плазменно-дуговая установка мощностью 50 кВт	ПУ-50Д	Азот	10	$3 \cdot 10^5$	1,0	-	Исследование термостойкости псевдосплавов и уноса массы графитовых материалов
3	Воздушно-плазменный стенд на основе линейного электродугового подогревателя ПЛ-9 мощностью 500 кВт	ВПС-1000 Л/В	Воздух	20–50	до 20 000	0,05–1,3	20 000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации, температурных полей и теплопроводности
4	Воздушно-плазменный стенд на основе коаксиального плазмотрона ПВД-2	ВПС-1000К	Воздух + частицы	14	20 000	до 15	5000	Определение влияния воздействия двухфазного потока на эрозионный унос углепластиков
5	Высокоэнтальпийная установка на основе плазмотрона с межэлектродными вставками	ПД-4М	Воздух	10–14	50 000	1,5	45 000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, параметра d_0 при повышенной энтальпии торможения

2.2. Установки конвективного и радиационно-конвективного нагрева для исследования теплозащитных материалов

Продолжение таблицы 2.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
6	Радиационно-плазменная установка с плазмотроном мощностью 100 кВт	РПУ-1 РПУ-1М	Воздух CO ₂ , азот	10 30	q_k до 30 000 + q_l до 12 000 q_k до 500 + q_l до 500	0,3–1,3	15 000 8000	Определение скорости разрушения, прогрева, эффективной энтальпии, излучательной способности, параметра d_0 , теплового эффекта поверхностных процессов, коэффициента газификации
7	Гелиоустановки с диаметром зеркального концентратора от 1 м до 5 м	СГУ-2 – СГУ-7	Воздух, вакуум	10–200	до 15 000	от 10^{-4} мм.рт.ст до 1,0 бара	–	Определение излучательной способности, эффективной энтальпии, теплофизических характеристик, прогрева и ресурса работы теплозащитных плиток
8	Установка радиационного нагрева на основе 3-х ксеноновых излучателей	Кристалл- М	Воздух	10–20	16 000	1,0	–	Определение прогрева и эффективной энтальпии теплозащитных покрытий
9	Лазерный испытательный стенд с длиной волны излучения 1,06 мкм	ЛС-1	Воздух, различные газы	10	до 10^6	1 бар	–	Определение скорости разрушения и эффективной энтальпии при тепловых потоках до 10^6 кВт/м ²
10	Плазмодинамическая установка для исследования тепломассообмена и трения	ПУ-200	Воздух	Пластина 50 x 100	100	0,07–0,2	1500 К	Экспериментальное исследование тепломассообмена и трения в канале
11	Воздушно-плазменный стенд на основе 2-х линейных подогревателей газа	ВПС-1000 Т/В	Воздух	Пластина 200 x 200	до 200	0,05–1,0	2500 К	Экспериментальные исследования тепломассообмена и трения в канале при повышенных температурах.

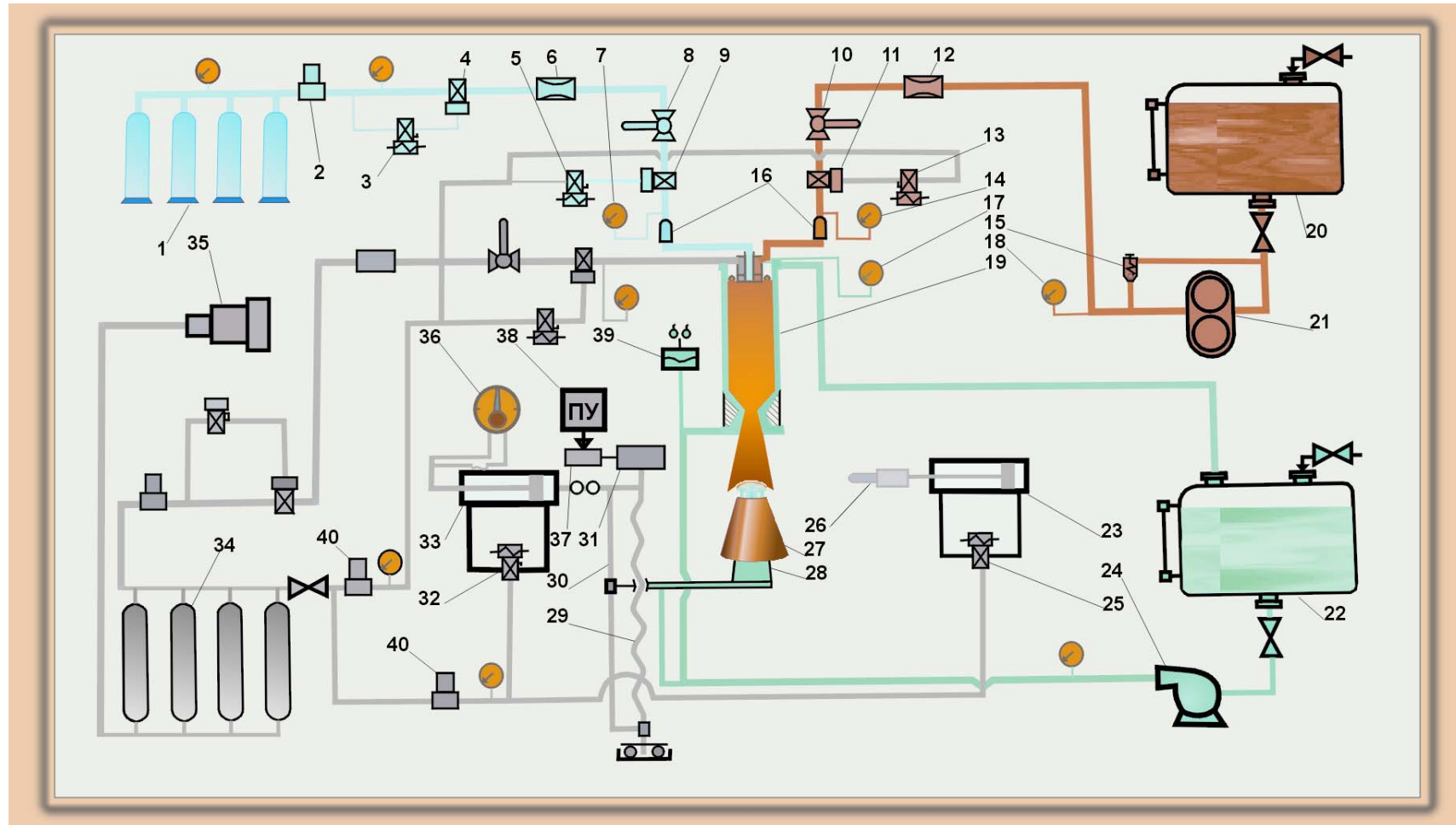


Рис. 2.2. Схема стенда ЖРД-2М: 1 – кислородная рампа; 2 – кислородный редуктор; 3 – ЭПК подачи кислорода; 4 – пневмоклапан; 5 – главный кислородный ЭПК; 6 – расходомер кислорода; 7, 14, 17, 18 – манометры; 8 – дросельный кран кислорода; 9 – отсечный пневмоклапан кислорода; 10 – дросельный кран горючего; 11 – отсечной пневмоклапан горючего; 12 – расходомер горючего; 13 – главный ЭПК горючего; 15, 16 – обратные клапаны; 19 – камера сгорания; 20 – бак горючего; 21 – насос подачи горючего; 22 – бак для воды; 23 – пневмоцилиндр запуска стенда; 24 – водяной насос; 25 – пусковой ЭПК; 26 – электрод поджига; 27 – державка образца; 28–31 – механизм перемещения образца; 32 – ЭПК ввода образца; 33 – пневмоцилиндр ввода-вывода образца; 34 – воздушная рампа; 35 – компрессор; 36 – секундомер; 37 – электродвигатель; 38 – программное устройство; 39 – реле давления; 40 – воздушный редуктор



Рис. 2.3. Испытание образца легированной кварцевой стеклокерамики на стенде ЖРД-2М

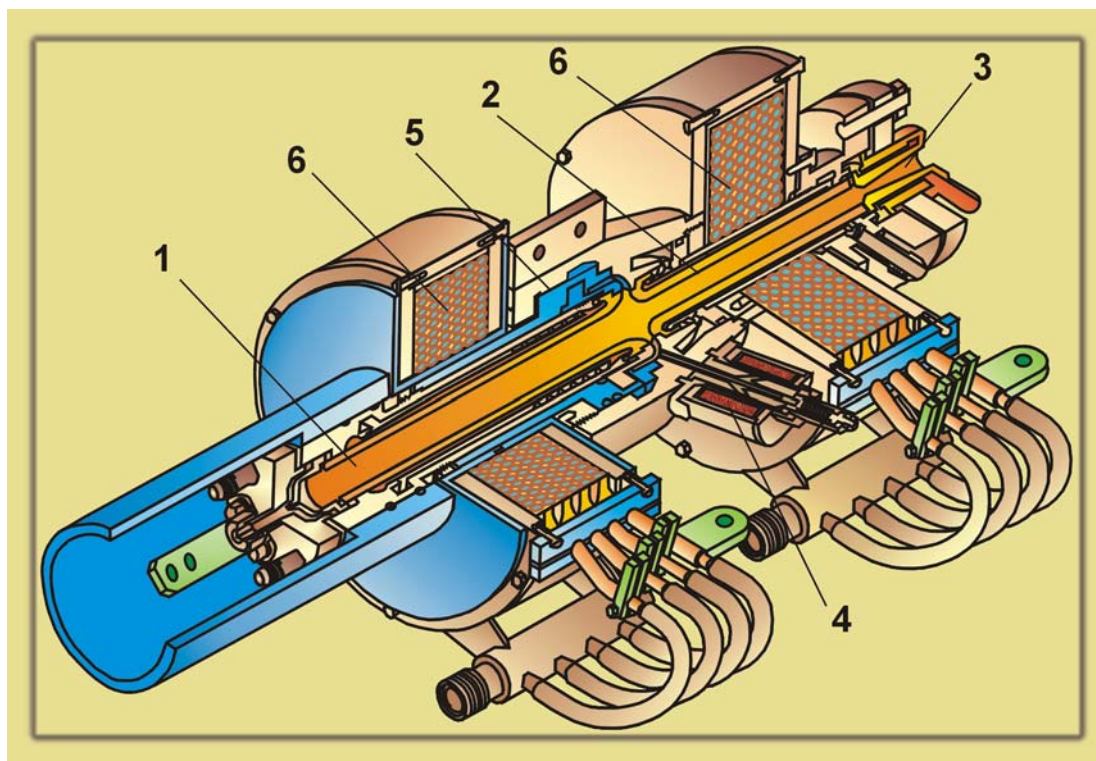


Рис. 2.4. Линейный плазмотрон высокого давления: 1 – катод, 2 – анод, 3 – сопло, 4 – поджигающее устройство, 5 – изолятор, 6 – соленоиды

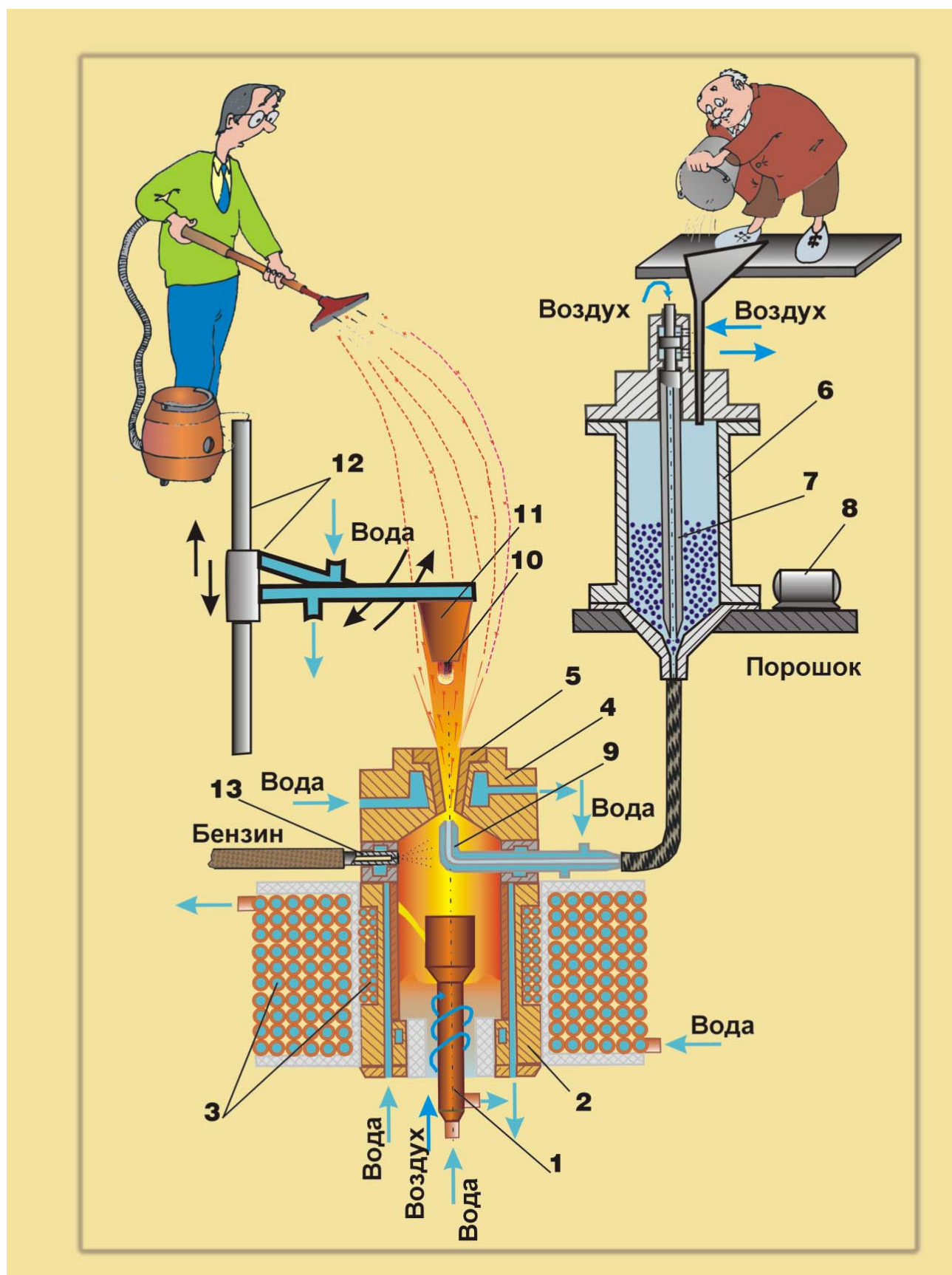


Рис. 2.5. Схема стенда ВПС-1000К для испытаний материалов в двухфазном газовом потоке: 1 – центральный электрод; 2 – корпус; 3 – магнитные катушки; 4 – сопло; 5 – сопловой вкладыш; 6 – пылепитатель; 7 – транспортирующий газ; 8 – вибратор; 9 – подача порошка в струю; 10 – образец; 11 – державка; 12 – механизм ввода-вывода образца; 13 – подача бензина

На стенде ВПС-1000К применен подогреватель высокого давления коаксиальной схемы. Этот стенд в основном предназначен для моделирования работы тепловой защиты при одновременном воздействии потока твердых частиц. На схеме, рис. 2.5, показано испытание графитового образца в двухфазном газовом потоке. В ЭДП коаксиальной схемы дуга горит в зазоре между электродами и под действием внешнего магнитного поля перемещается с большой скоростью (200 м/с) по поверхности электродов. Центральный электрод может служить как катодом, так и анодом. Вращаясь с большой скоростью, электрическая дуга постоянно взаимодействует с новыми порциями газа, текущего в осевом направлении в зазоре между электродами, и нагревает его.

Для получения высокоэнтальпийных газовых потоков, как правило, применяются ЭДП с межэлектродными вставками, например, рис. 2.6 [38]. Подогреватель такой схемы применен на установке ПД-4М (п. 5, табл. 2.1). Лучистая составляющая в суммарном тепловом потоке, на этой установке составляет $10\,000\text{ кВт/м}^2$ (рис.2.7). В электродуговых подогревателях с межэлектродными вставками при увеличении тока увеличивается также и его плотность. Это связано с ограничением диаметра дуги внутренней поверхностью межэлектродной вставки, что приводит к повышению температуры нагрева газа. Так, если максимальный уровень среднемассовой температуры газа в обычных подогревателях составляет 7000 К, то в подогревателях с межэлектродной вставкой достигаются температуры 10 000 К и выше.

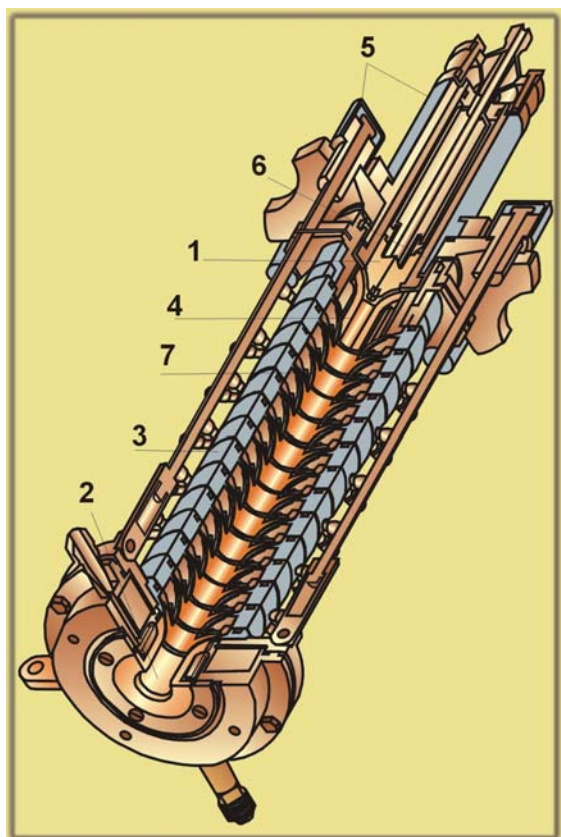


Рис. 2.6. Электродуговой подогреватель с межэлектродными вставками: 1 – катод, 2 – анод, 3 – секции, 4 – пусковая секция, 5 – изоляторы, 6 – узел подачи защитного газа, 7 – узел подачи рабочего газа

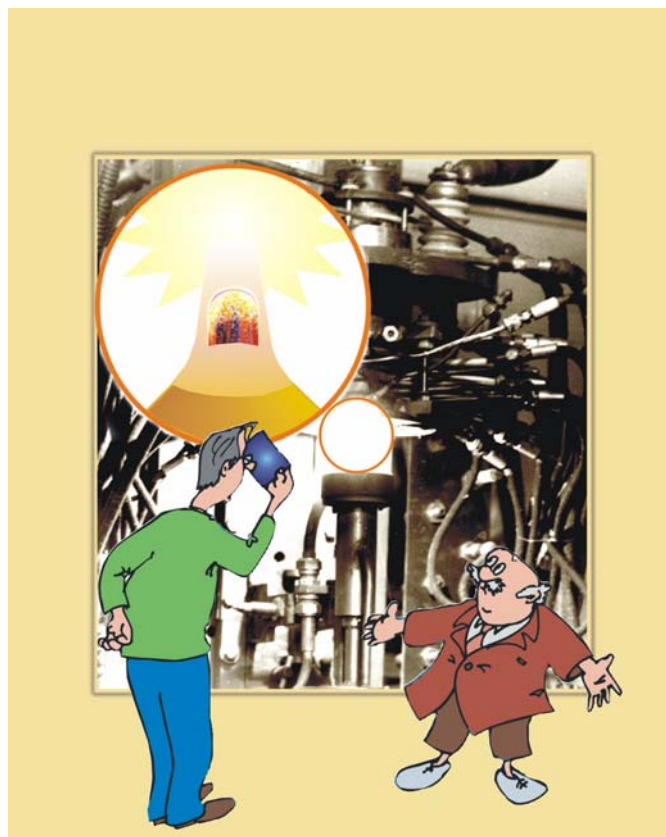


Рис. 2.7. Испытания графитового образца на установке ПД-4М

К основным недостаткам электродуговых подогревателей относятся загрязнение газового потока продуктами эрозии электродов, недостаточный диаметр газовых струй и неравномерность распределения параметров по их сечению. Однако, применение специальных электродных материалов [39, 40] и конструкций электродуговых подогревателей [41] позволяет уменьшить эрозию электродов на порядок.

Полностью исключить загрязнение потока продуктами эрозии электродов удастся лишь при использовании индукционного нагрева газа [42]. Установки на базе индукционных плазмотронов, по

сравнению с ЭДП и ударными трубами, также наиболее полно моделируют физические параметры взаимодействия диссоциированного потока с поверхностью.

Кроме установки ПД-4М для моделирования совместного радиационно-конвективного нагрева была разработана и создана установка РПУ-1, параметры которой приведены в табл.2.1, п. 6, а схема – на рис. 2.8.

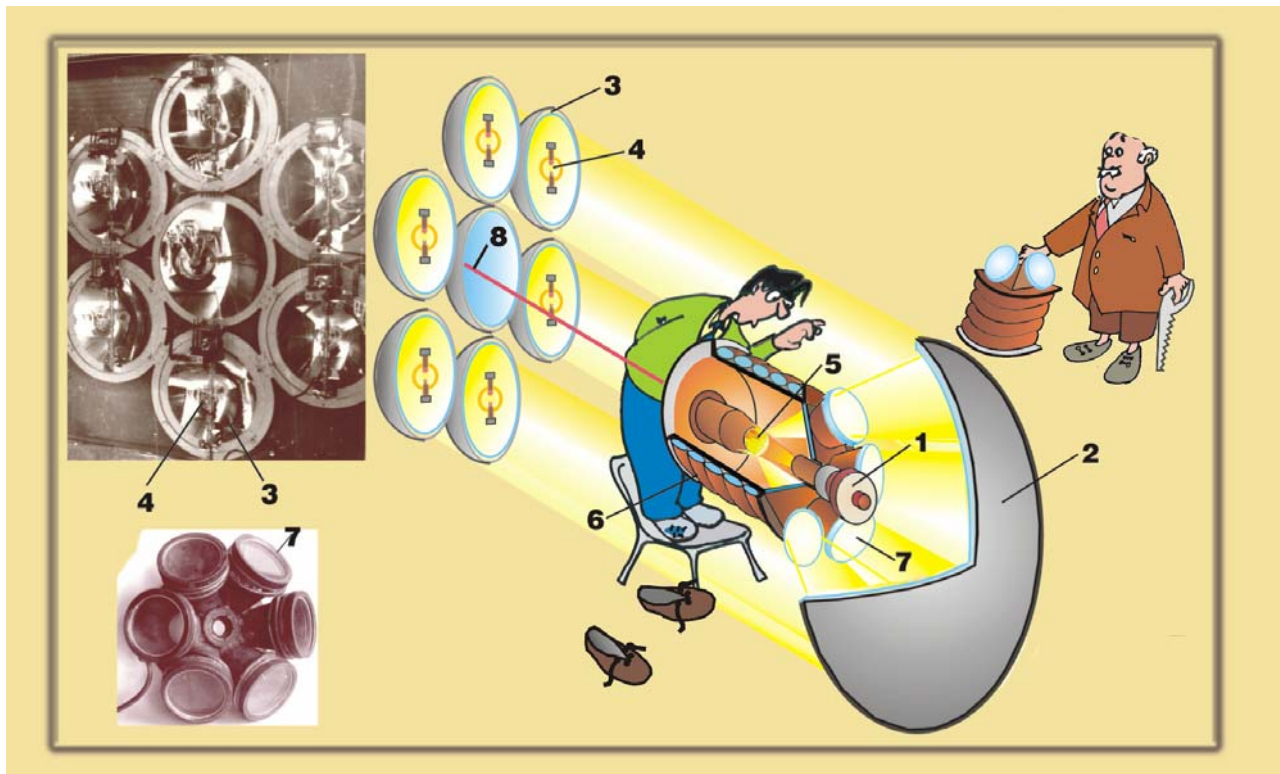


Рис. 2.8. Схема установки РПУ-1: 1 – электродуговой подогреватель; 2 – параболическое зеркало диаметром 1,5 м; 3 – параболическое зеркало диаметром 0,5 м; 4 – ксеноновая лампа ДКсР-10000; 5 – образец теплозащитного материала; 6 – вакуумная камера; 7 – колпак с кварцевыми окнами; 8 – юстировочный лазер

С целью уменьшения затенения лучистого теплового потока для этой установки был разработан ЭДП линейной схемы 1 (рис. 2.8), который при мощности до 100 кВт имел максимальный поперечный диаметр $50 \cdot 10^{-3}$ м [43]. На установке РПУ-1, в качестве источника радиационного нагрева используются ксеноновые лампы мощностью 10 кВт. Источник радиационного нагрева состоит из стенда-излучателя и стенда-отражателя с параболическим зеркалом 2 диаметром 1,5 м (рис. 2.8). На стенде-излучателе установлены семь параболических зеркал 3 диаметром 0,5 м. В фокусе каждого зеркала (за исключением центрального) смонтирована ксеноновая лампа 4. При работе установки шесть параллельных пучков света со стенда-излучателя направлены на параболическое зеркало стенда-отражателя 2, которое собирает энергию излучения в своем фокусе. При испытании образцов в вакууме на камеру укрепляется охлаждаемый колпак с шестью кварцевыми окнами 7. Крепление окон в конических стаканах, впаянных в охлаждаемый колпак, позволило увеличить их диаметр и значительно уменьшить запыление и перегрев во время эксперимента.

Лучистые тепловые потоки до $1,5 \cdot 10^4$ кВт/м² можно получить с помощью зеркальных концентраторов солнечной энергии на установках СГУ с диаметром зеркала 1,5–2 м (п. 7, табл. 2.1) и установке радиационного нагрева «Кристалл-М» на основе 3-х ксеноновых излучателей (рис. 2.9 [44, 45]). На лазерном испытательном стенде ЛС-1 тепловые потоки при кратковременном воздействии достигают 10^6 кВт/м² (п. п. 8, 9, табл. 2.1).

На гелиоустановке с диаметром зеркала 5 м проводились исследования моделей теплозащитных покрытий, в том числе теплозащитных плиток для многократной космической системы «Буран» [13].

Для получения газовых потоков с равномерными параметрами часто применяют демпферные камеры [35]. Использование сопловых аппаратов, снабженных микросопловыми охлаждаемыми решетками, позволило решить сразу несколько задач: обеспечить равномерное распределение парамет-

2.2. Установки конвективного и радиационно-конвективного нагрева для исследования теплозащитных материалов

ров по сечению газовой струи, значительно увеличить размеры исследуемых моделей и получить неравновесный газовый поток с необходимой концентрацией атомарных компонент кислорода и азота [3, 47]. Большой интерес представляет использование таких установок для испытаний крупномасштабных моделей ТЗМ, в частности с замером напряжения трения на их поверхности. Поэтому серьезное внимание было уделено экспериментально-теоретическому обоснованию возможности моделирования условий внешнего обтекания моделей в коротких прямоугольных каналах. Результатом этих исследований явилось создание экономических установок ПУ-200 и ВПС-1000 Т/В (п. п. 10, 11, табл. 2.1), позволивших выполнить большую программу испытаний тепловой защиты носителя «Энергия» с замером напряжения трения на поверхности моделей (см. разд. 2.5).

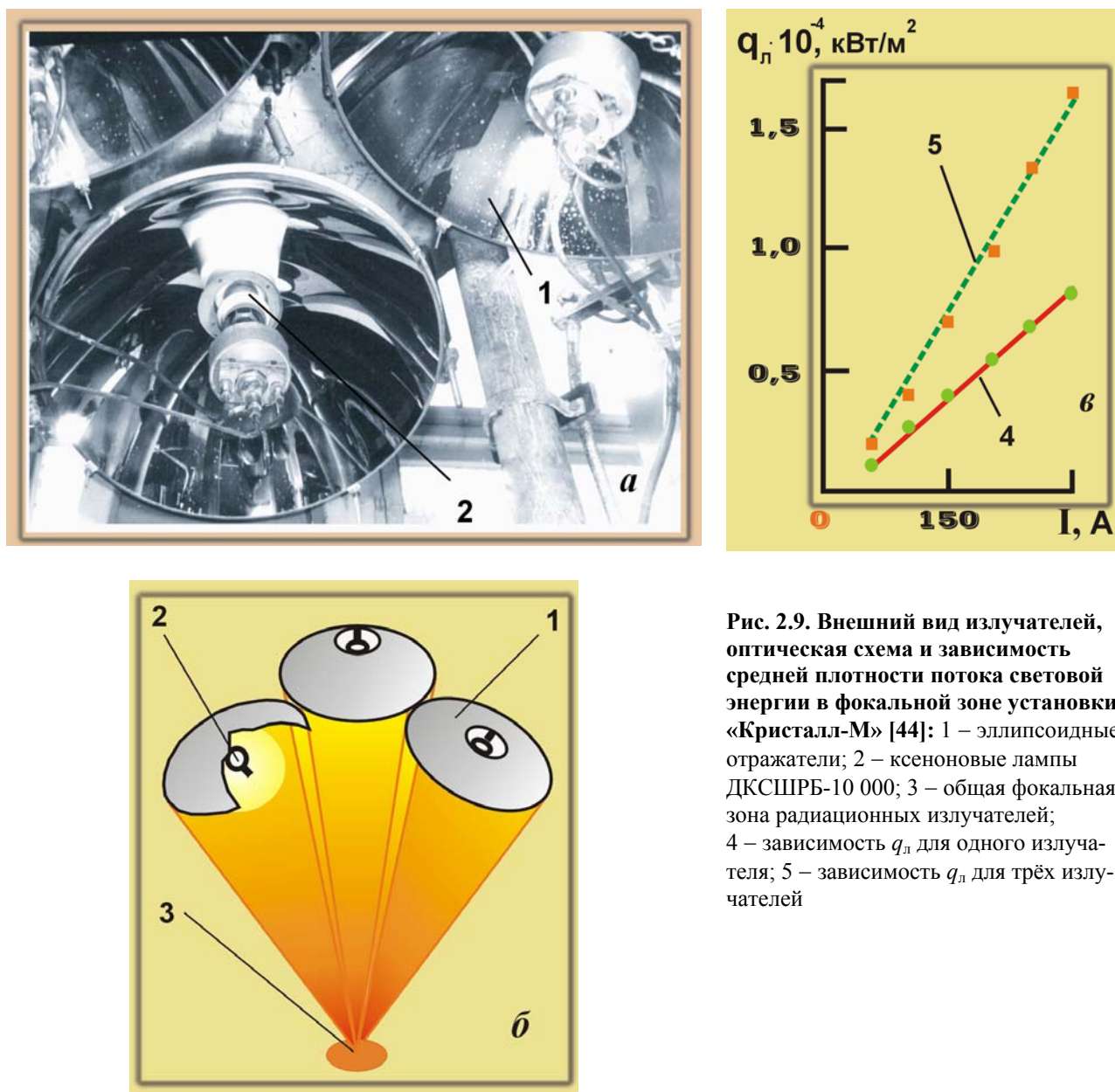


Рис. 2.9. Внешний вид излучателей, оптическая схема и зависимость средней плотности потока световой энергии в фокальной зоне установки «Кристалл-М» [44]: 1 – эллипсоидные отражатели; 2 – ксеноновые лампы ДКСШРБ-10 000; 3 – общая фокальная зона радиационных излучателей; 4 – зависимость $q_{\text{л}}$ для одного излучателя; 5 – зависимость $q_{\text{л}}$ для трёх излучателей

Кроме источников конвективных и лучистых тепловых потоков в состав стендов и установок, как правило, входят системы электроснабжения, газоснабжения, водоснабжения, приточно-вытяжной вентиляции, вакуумная система, пульта управления и контрольно-измерительных приборов, а в гелиоустановки – также системы автоматического слежения за Солнцем. Поскольку системы, обеспечивающие проведение высокотемпературных испытаний теплозащитных материалов с использованием ЭДП, близки по своему составу и различаются в основном по потребляемой мощности и расходным характеристикам ограничимся их кратким описанием на примере комплекса ИПМ НАНУ.

Для электроснабжения подогревателей газа использованы два модернизированных источника постоянного напряжения ИПН-160/600М, которые при одновременном включении обеспечивали возможность работы ЭДП мощностью до 150 кВт, а также выпрямительная подстанция на базе трансформатора ТНР-1600/10 и полупроводникового выпрямительного блока ($U_{xx} = 825$ В, I до 1000А). В последнем варианте мощность ЭДП повышалась до 500 кВт. Система газоснабжения обеспечивала возможность получения газовых потоков различного химического состава, так как в качестве рабочих газов применялись воздух, азот, углекислый газ и аргон. Система водоснабжения, предназначенная для охлаждения теплонапряженных элементов и узлов, включает насосы ЦНС 38-220 и ЦНС 38-154, обеспечивающие давление воды до $25 \cdot 10^5$ Па и максимальный расход ~ 60 м³/ч. Вакуумная система состоит из четырех форвакуумных насосов ВН-6, бустерной емкости, трубопроводов, задвижек с электроприводами и водоохлаждаемой рабочей камеры.

К специальным системам следует отнести систему слежения и подачи образца по мере его уноса, которая выполнялась в различных вариантах [48, 49]. В зависимости от вида и условий испытаний, размеров модели и схемы ее крепления применялись различные державки, а также системы отсечки теплового воздействия и ввода-вывода державки с образцом в газовый поток. Некоторые из этих систем, необходимые для моделирования аэродинамического нагрева в высокотемпературной струе продуктов сгорания, представлены на рис. 2.2 на примере стенда ЖРД-2М.

Комплекс сравнительно экономичных стендов и установок, созданный в ИПМ НАНУ, широко использовался для предварительного отбора и определения характеристик тысяч рецептов теплозащитных материалов. Он оказался очень полезным при изучении физики теплового разрушения твердого тела. Однако для моделирования всех возможных траекторий входа в атмосферу, при которых тепловые потоки, энтальпия и давление торможения отличаются на несколько порядков в условиях как ламинарного, так и турбулентного режимов обтекания, необходим значительно более широкий набор экспериментальных стендов. Поэтому различные схемы испытаний образцов и моделей ТЗМ (некоторые из которых показаны на рис. 2.1) были реализованы в организациях бывшего Советского Союза и США, занимающихся разработкой ракетно-космической техники. При этом в таких установках, как правило, использовались мощные электродуговые подогреватели газа или газогенераторы типа ЖРД, которые обеспечивали получение сверхзвуковых высокотемпературных потоков с параметрами, перекрывающими практически весь необходимый диапазон теплового и газодинамического воздействия на теплозащитное покрытие.

В таблице 2.2 приведены некоторые установки, которые использовались в США для отработки теплозащитных покрытий. Из таблицы видно, что в сверхзвуковых газовых потоках наибольшие проблемы возникают при определении энтальпии торможения, которая в основном находится каким-либо расчетным методом.

Таблица 2.2 – Установки США для исследования характеристик теплозащитных материалов

№ п/п	Название, назначение, принадлежность	Мощность, кВт	Рабочий газ	Диаметр крит. сечения	Тип системы откачки	Число М	Метод расчета энтальпии
			Давление в форкамере, атм	Диаметр среза сопла, 10^3 , м			
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Моделирование условий нагрева на атмосферном участке. Центр Эймса NASA	150–1000	<u>Воздух</u> 0,35–3,0	<u>18,9</u> 58	Сферический баллон	выше 3	Метод повышенных давлений
2	Электродуговая труба переменного тока. Отдел по исследованию траекторий входа в атмосферу. Центр Ленгли NASA	350–3700	<u>Воздух</u> 3,0–5,0	<u>26</u> 51	Эжектор	2,5	Метод повышенных давлений

2.2. Установки конвективного и радиационно-конвективного нагрева для исследования теплозащитных материалов

Продолжение таблицы 2.2

1	2	3	4	5	6	7	8
3	Гиперзвуковая труба с электродуговым подогревом. Отдел перспективных материалов и физики. Центр Ленгли NASA	900–1700	<u>Воздух</u> 1,36–10	<u>13,7</u> 167	Сферический баллон	выше 3	Метод теплового баланса
4	Электродуговой подогреватель газа. Центр пилотируемых аппаратов, Хьюстон	1000	<u>Воздух</u> 1,0–3,0	Дозвуковой поток	Истечение в атмосферу	–	Метод теплового баланса
5	Электродуговая газодинамическая труба. Отдел механики полета. Центр NASA	1049–2018	<u>Воздух</u> 23,1–117	<u>9,55</u> 240	Воздуходувка и вакуумный насос	выше 3	Метод теплового баланса
6	Моделирование входа орбитальных аппаратов. Фирма AVCO	15–500	<u>Воздух</u> 0,013–0,13	<u>25,4</u> 76	Емкость	выше 3	Метод теплового баланса
7	Электродуговая труба с высотной камерой Фирма BOEING	15–500	<u>Воздух</u> 0,1–0,5	<u>17,8</u> 76	Паровой эжектор	–	Метод теплового баланса
8	Гипертепловая установка General Dynamics	250–1800	<u>Азот</u> 0,5–34	<u>12,7</u> 34	5-ти ступенчатый паровой эжектор	–	Метод теплового баланса
9	Газодинамическая дуговая установка. General Elektrik	75–500	<u>Воздух</u> 1,0–1,6	<u>3,98</u> 48,5–127	Насосы и воздуходувка	–	Расчетная энтальпия
10	Высокоэнтальпийная установка Giamini	35–1000	<u>Воздух</u> 0,02–0,36	<u>25,4</u> 76,2	Насос	выше 3	Метод теплового баланса
11	Плазмотрон Hartin	10–200	<u>Воздух</u> 0,05–0,2	<u>12,7</u> 38,1 <u>25,4</u> 76,2	Воздуходувка и насос	выше 3	Метод теплового баланса
12	Гипертепловая электродуговая установка North American	65–650	<u>Воздух</u> 0,35–5,5	<u>6,35</u> 63,5	Насосы	выше 3	Средне-массовая энтальпия

2.3. Методы диагностики режимных параметров установок радиационного и конвективного нагрева

Наиболее важными параметрами, характеризующими радиационный и конвективный нагрев, являются лучистые и конвективные тепловые потоки, энтальпия и давление торможения в высокотемпературной газовой струе. Для определения каждого из этих параметров существуют многочисленные методы и аппаратура. Методика и датчики, с помощью которых измерялись лучистые тепловые потоки на установках, представленных в табл. 2.1, описаны в работах [50, 51]. Обзор существующих методов измерения плотности тепловых потоков в высокотемпературных струях приведен в работе [52]. Анализ погрешностей измерения нестационарных и стационарных тепловых потоков, сделанный в этой же работе показал, что общая погрешность в зависимости от метода измерений находится в диапазоне 5–20 %. При измерениях нестационарных тепловых потоков методом полуограниченного тела она составила 16,5%. Погрешность измерения стационарных тепловых потоков экспоненциальным методом находилась в пределах 10–15 %, а с помощью водоохлаждаемого калориметра составила 18–20 %.

На рис. 2.10–2.12 показаны основные калориметры для измерений конвективных и лучистых тепловых потоков, которые были применены для диагностики стендов и установок ИПМ НАНУ.

Определение энтальпии торможения в высокотемпературных газовых потоках является наиболее трудоемкой задачей. Для получения достоверных результатов необходимо применять несколько методов измерения энтальпии.

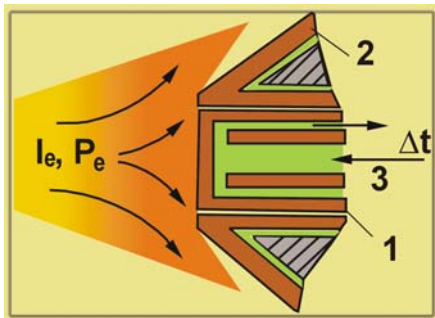


Рис. 2.10. Водоохлаждаемый калориметр для измерений конвективных тепловых потоков: 1 – датчик; 2 – корпус; 3 – подача и отвод воды

Расчет теплового потока проводится по формуле: $q_k = \frac{c_b G_b \Delta t}{F}$,

где q_k – калориметрический тепловой поток; c_b, G_b – теплоемкость и расход воды; Δt – подогрев воды; F – площадь поверхности датчика

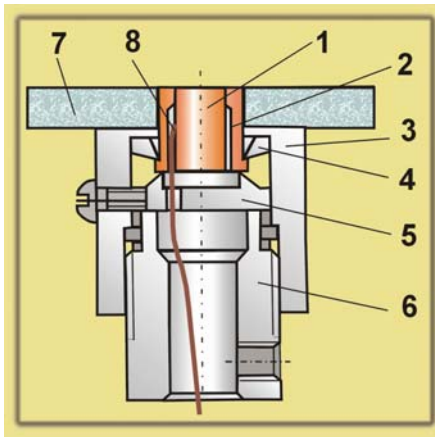


Рис. 2.11. Схема датчика тепловых параметров [53]:

1 – чувствительный элемент; 2 – экран; 3 – корпус;
4, 5 – кольца; 6 – опора; 7 – теплозащитная пластина;
8 – термопара

$q_k = c \rho h \frac{\Delta T}{\Delta t}$, где c – теплоемкость материала чувствительного

элемента (медь); ρ – плотность; h – высота датчика; ΔT – изменение температуры в «средней точке»,

Δt – время изменения температуры

Наиболее часто используется метод баланса энергии [32], который дает возможность рассчитать среднемассовую энтальпию на срезе сопла подогревателя, если в процессе эксперимента проводятся измерения расхода газа, мощности, выделяемой в электрической дуге, расхода и перепада температуры охлаждающей воды через электроды ЭДП. При определении энтальпии на установках, приведенных в табл. 2.2, в основном применялся именно этот метод.

Широкое распространение (особенно в сверхзвуковых потоках) получил метод, основанный на формуле (1.1) Дж. Фэя и Д. Р. Ридделла [8]. Эта формула в работе [52] для расчета теплового потока к сферической преграде при обтекании ее равновесным диссоциированным воздухом или азотом преобразована к виду

$$q = 4,5 \cdot 10^{-4} R_N^{-0,5} P_e^{0,25} (P_e - P_\infty)^{0,25} (I_e - I_w). \quad (2.1)$$

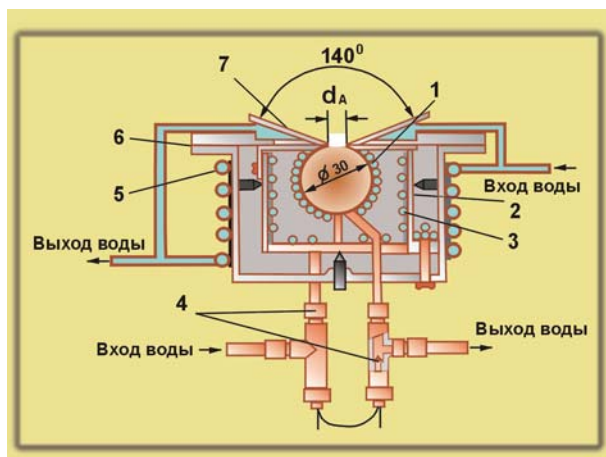


Рис. 2.12. Калориметр для измерения лучистых тепловых потоков [50]: 1 – приемник, имитирующий абсолютно черное тело; 2 – внутренний корпус; 3 – внутренняя рубашка охлаждения; 4 – дифференциальная термопара; 5 – наружная рубашка охлаждения; 6 – наружный корпус; 7 – сменная диафрагма. Расчетная формула аналогична формуле для определения конвективных тепловых потоков при измерениях водоохлаждаемым калориметром

Для того чтобы по зависимости (2.1) рассчитать величину энтальпии торможения I_e необходимо знать размер R_N , давление окружающей среды P_∞ , а также измерить тепловой поток q и давление торможения P_e любым из известных методов. Экспериментальная проверка формулы (2.1) выполнена в работе [52]. При этом измерение тепловых потоков проводилось датчиками различного диаметра и формы. Установлено, что экспериментальные данные описываются выражением (2.1) с погрешностью 20 %.

При температурах воздушных газовых потоков до 3500 К измерение температуры также можно контролировать с помощью высокотемпературных пробоотборников газа путем измерения концентрации оксида азота (NO). При скоростях охлаждения газовых сред $dT/dt = 10^8 - 10^9$ К/с обеспечивается практически полное замораживание химических процессов. Такие скорости охлаждения удалось реализовать в конструкциях пробоотборников газа [54, 55] благодаря использованию микросопловой решетки. Для определения температуры газа необходимо осуществить контактный отбор пробы исследуемого газа, его "закалку" и последующее исследование химического состава на газоанализаторе.

Основным недостатком перечисленных выше методов измерения энтальпии (температуры) газовых потоков является то, что их применение обычно не позволяет найти распределение энтальпии по сечению высокотемпературной струи. При температурах газа до 2000 К эта задача решается путем проведения стационарных термопарных измерений [56]. Применение теории регулярного режима дает возможность провести измерения температур, превышающих температуру разрушения чувствительного элемента термопары, (рис. 2.11) [57, 58]. В некоторых случаях [59, 60] о температуре газового потока судят по изменению температуры чувствительного элемента до наступления регулярного режима.

В наиболее широком диапазоне информацию о распределении энтальпии по длине и сечению газовой струи, ее значении на внешней границе пограничного слоя при обтекании модели удастся получить с помощью энтальпийного датчика [61, 62] (рис. 2.13).

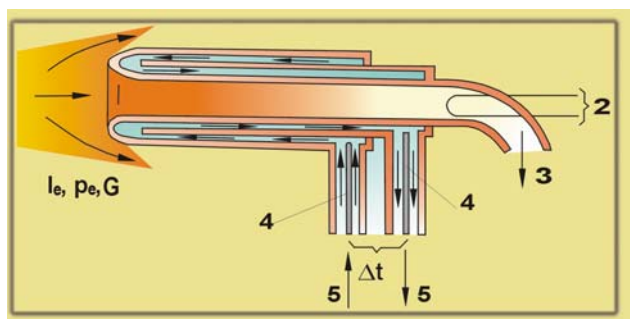


Рис. 2.13. Схема энтальпийного зонда: 1 – набегающий поток; 2 – термопара; 3 – газ к расходомеру; 4 – термопары для измерений подогрева воды; 5 – подвод и отвод воды

Расчет энтальпии проводится по формуле:

$$I'_0 = I_{\text{изм}} + F q_k / G, \text{ где } q_k = c_p G_w \Delta t / F - \text{тепловой поток к внутренней поверхности трубки, кВт/м}^2; \\ F - \text{площадь, м}^2$$

Однако в работах [63, 64] указывается, что результаты измерения энтальпии датчиком сильно зависят от отношения $G_{\text{отб}} / G_{\text{наб}}$, (где $G_{\text{отб}}$ – расход газа, проходящего через датчик; $G_{\text{наб}}$ – расход газа, набегающего на приемное отверстие). Для $G_{\text{отб}} / G_{\text{наб}} = 10 - 100$ полученные значения энтальпии в 2,5 – 3 раза могут быть ниже спектральных измерений. Только начиная с отношения $G_{\text{отб}} / G_{\text{наб}} = 5$ можно считать, что датчик дает достоверные результаты. Погрешность измерений энтальпийным датчиком

по данным различных авторов изменяется в широких пределах. Согласно [62], ошибка измерения зависит от диаметра датчика и для $6 \cdot 10^{-3}$ м составляет 10%. Погрешность измерений в работе [66] за счет применения высокоточных приборов равна 6%, в работе [52] – 12%. Ошибка измерений энтальпии торможения на установках и стендах ИПМ НАНУ достигала 12% при доверительной вероятности 0,95 [67].

Анализ погрешностей измерений параметров высокотемпературных потоков, получаемых в электродуговых подогревателях газа, показывает, что основной вклад в ошибку вносит недостаточно высокая воспроизводимость их режима работы. В связи с этим представляет интерес разработка датчиков, позволяющих в одном эксперименте измерять несколько параметров газового потока. Наиболее просто удастся решить задачу одновременного измерения теплового потока и давления торможения в критической точке, что также дает возможность по формулам типа (2.1) рассчитать энтальпию торможения. Существующие конструкции энтальпийных датчиков, как правило, позволяют одновременно с энтальпией измерить и давление торможения [61, 62]. Дальнейшим развитием работ в этом направлении является датчик для комплексной диагностики [68, 69], разработанный в ИПМ НАНУ (рис. 2.14), который дает возможность в одном эксперименте определить все основные параметры потока (тепловой поток, давление и энтальпию торможения). При этом энтальпия торможения находится расчетом по формуле Фэя и Ридделла, калориметрическим методом (энтальпийный датчик) и путем замораживания химического состава газа в микросопловом закалочном устройстве с последующим исследованием на газоанализаторе.

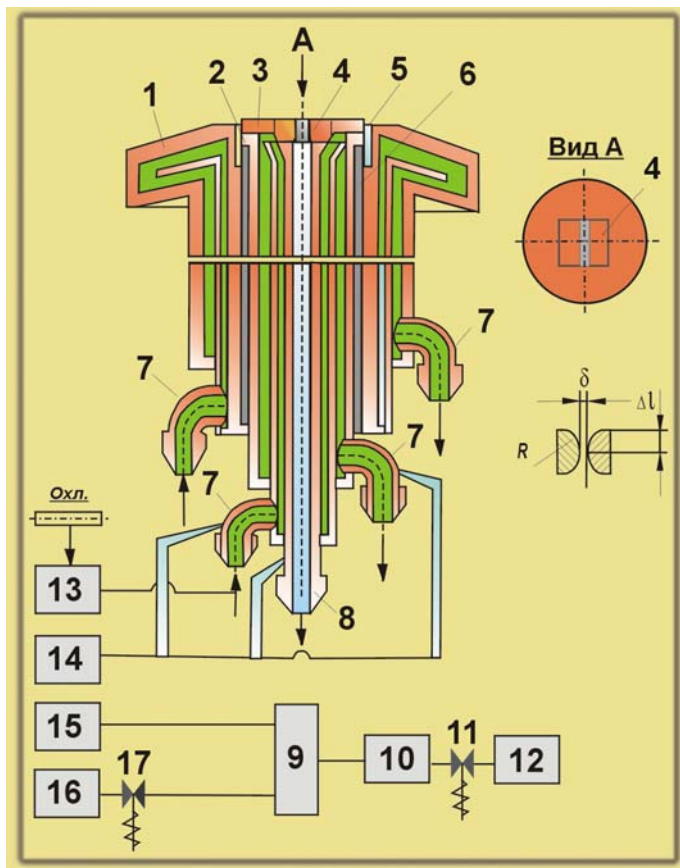


Рис. 2.14. Устройство для комплексной диагностики термогазодинамических параметров высокотемпературных газовых потоков:

1 – охлаждаемая державка, 2 – энтальпийный зонд, 3 – пластинчатый датчик теплового потока, 4 – микросопловый щелевидный закалочный теплообменник газа, 5 – кольцевая прослойка газа, 6 – теплоизоляционный материал, 7 – подвод и отвод охлаждающей воды, 8 – отсос газа, 9 – газопроточный ресивер, 10 – расходомер газа, 11 – регулировочно-отсечной вентиль, 12 – отсасывающий прибор (вакуумный насос), 13 – расходомер для измерений расхода воды, 14 – регистрирующий прибор, 15 – прибор для измерений давления, 16 – газоанализатор, 17 – регулировочно-отсечной вентиль

При диагностике очень высоких тепловых потоков возникают проблемы, связанные с разрушением чувствительного элемента датчика. Например, предельный тепловой поток, который может быть измерен водоохлаждаемым калориметром, по некоторым оценкам не превышает $\sim 50\,000$ кВт/м². В таких условиях иногда целесообразно использовать какой-либо аблирующий материал, например, графит [36].

Применение веществ с известной температурой плавления и излучательными свойствами позволяет контролировать величину лучистых тепловых потоков на установках радиационного нагрева [70]. В некоторых случаях подобные методы могут оказаться существенно надежнее и проще, чем основанные на применении специальных датчиков. Поэтому исследование возможности измерения параметров высокотемпературных источников нагрева по характеристикам разрушения каких-либо

материалов с постоянными свойствами представляет несомненный интерес и требует дальнейшего изучения.

Теплообмен в высокоэнтальпийных газовых потоках сопровождается радиационным теплопереносом. Если при энтальпии торможения 15 000 кДж/кг его величина не превышает 5% от общего теплового потока [71], то при энтальпии 40 000 кДж/кг она достигает уже 20% (установка ПД-4М). В отличие от установок раздельного моделирования радиационно-конвективного нагрева, спектральный состав лучистого потока в последнем случае значительно ближе соответствует натурным условиям работы тепловой защиты. Однако выделение лучистой составляющей в высокоэнтальпийном потоке существенно сложнее, чем раздельная диагностика источников радиационного и конвективного нагрева.

Условно имеющиеся методы измерения доли лучистой составляющей в суммарном радиационно-конвективном потоке можно разделить на три больших класса. При этом считается, что тепловой поток относительно легко может быть измерен каким-либо из известных методов. Первый класс составляют методы, основанные на блокировании конвективной и измерении лишь лучистой составляющей теплового потока. Ко второму классу можно отнести методы, в которых обычно с помощью двух чувствительных элементов с различной степенью черноты измеряется полный тепловой поток. Форма чувствительных элементов обеспечивает равенство воздействующих на них конвективных потоков. Наконец, к третьему классу относятся методы, в которых полный тепловой поток измеряется специально подобранными чувствительными элементами, выполненными таким образом, что лучистые и конвективные тепловые потоки, воздействующие на элементы, жестко связаны с их геометрией. Это позволяет в одном эксперименте определить лучистую и конвективную составляющие теплового потока.

Блокировку конвективного потока осуществляют несколькими способами. Самый простой способ – перекрытие конвективного потока с помощью прозрачной среды, например, линзы [72] или световодов, размещенных в водоохлаждаемом корпусе [73]. В тепломерах [74–76] блокировка конвективной составляющей производится с помощью защитного стекла. Эти тепломеры в основном отличаются только чувствительными элементами. В некоторых тепломерах [77, 78] конвективная составляющая блокируется развитой поверхностью, на которой тормозится газовый поток. В радиометре Кокарева [79] производится блокировка лучистой составляющей, что достигается формой канала, в котором измеряется конвективная составляющая теплового потока.

Тепломеры, относящиеся ко второму классу, содержат, как правило, два охлаждаемых теплоприемника [80, 81], покрытия которых имеют различную степень черноты. Уравнение теплового баланса в этом случае имеет вид

$$\begin{cases} q_{\Sigma_1} = q_k + \varepsilon_1 q_l \\ q_{\Sigma_2} = q_k + \varepsilon_2 q_l \end{cases},$$

где $q_{\Sigma_1}, q_{\Sigma_2}$ – суммарный тепловой поток, воспринимаемый первым и вторым тепломером, соответственно; q_k, q_l – конвективная и лучистая составляющие теплового потока; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – степень черноты покрытий.

Отсюда получим

$$q_l = \frac{\varepsilon_2 q_{\Sigma_1} - \varepsilon_1 q_{\Sigma_2}}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}; \quad q_k = \frac{q_{\Sigma_1} - q_{\Sigma_2}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}.$$

При таком способе выделения лучистого теплового потока предполагается равенство конвективных составляющих, воздействующих на поверхности чувствительных элементов с различным покрытием. В общем случае это не совсем так, поскольку температуры поверхности чувствительных элементов различны.

В третьем классе тепломеров определяются раздельно лучистый и конвективный тепловые потоки на чувствительные элементы разных размеров. Так в устройстве [82] находятся суммарные тепловые потоки на цилиндры разного размера. Составляющие теплового потока определяются из системы уравнений

$$\begin{cases} q_{\Sigma_1} = q_{1k} + q_{1l}; & \frac{q_{1l}}{q_{2l}} = \frac{d_1}{d_2}; & \frac{q_{1k}}{q_{2k}} = \left(\frac{d_1}{d_2} \right)^\alpha, \\ q_{\Sigma_2} = q_{2k} + q_{2l} \end{cases},$$

где $q_{\Sigma_1}, q_{\Sigma_2}$ – суммарные тепловые потоки, измеренные при поперечном обтекании цилиндров;

$q_{1к}, q_{2к}, q_{1л}, q_{2л}$ – конвективные и лучистые тепловые потоки; α – величина, зависящая от режима обтекания.

Проведенный выше анализ тепломеров для выделения лучистой составляющей теплового потока позволил предложить новую конструкцию устройства, в котором блокировка теплового потока производится с помощью вдува [83]. Этот тепломер дает возможность определять также радиальное распределение лучистой составляющей теплового потока путем фокусировки лучистого потока с различных участков струи с помощью линзы Френеля.

Однако перечисленные выше методы измерений, включая и предложенный, сложны и их применение ограничено относительно невысоким уровнем тепловых потоков. В то же время, выделение лучистой составляющей в основном имеет смысл в высокоэнтальпийных газовых потоках, когда суммарный тепловой поток превышает уровень, допустимый даже для водоохлаждаемых датчиков. В разделе 4.5 представлены методы определения энтальпии торможения и выделения лучистой составляющей теплового потока, основанные на измерении коэффициента газификации материалов на основе кварцевого стекла.

2.4. Параметры установок радиационного и конвективного нагрева

Представленные выше методы были широко использованы для измерений параметров установок и стендов, применявшихся для исследования закономерностей теплового разрушения материалов (табл. 2.1). Поскольку для определения параметров установок совместного радиационно-плазменного нагрева необходимо использовать почти все рассмотренные выше методы, то рассмотрим результаты диагностики термогазодинамических параметров на примере установок РПУ-1 и РПУ-1М.

Лучистые тепловые потоки на установках РПУ (рис. 2.15) измерены как с помощью водоохлаждаемого калориметра, имитирующего черное тело, со сменными диафрагмами, так и нестационарными датчиками. На рис. 2.15, б видно, что равномерное распределение тепловых потоков в фокальной зоне концентратора наблюдается на диаметре до $12 \cdot 10^{-3}$ м. Для увеличения зоны равномерного распределения тепловых потоков параболические зеркала стенда-излучателя диаметром 0,5 м, фокусным расстоянием $0,193 \cdot 10^{-3}$ м и углом раскрытия 120° были заменены высокоточными зеркалами диаметром 0,4 м с наружным покрытием, фокусным расстоянием $0,099 \cdot 10^{-3}$ м и углом раскрытия 200° (рис. 2.8, п.3). Такое, на первый взгляд, незначительное отличие привело к качественно другой картине распределения тепловых потоков в фокальной области стенда-концентратора и позволило проводить испытания образцов теплозащитных материалов диаметром до $30 \cdot 10^{-3}$ м. При этом общая мощность излучения в фокальном объеме концентратора возросла почти в 2 раза (установка РПУ-1М, табл. 2.1, п.6).

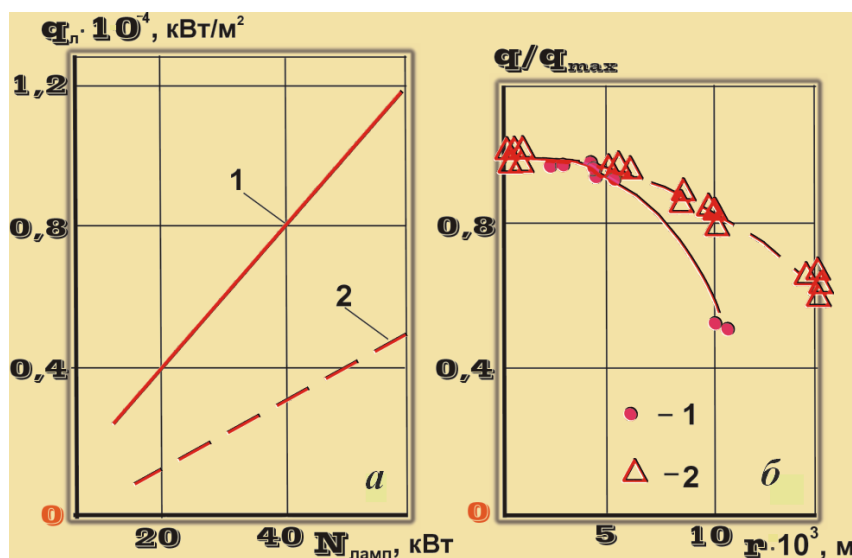


Рис. 2.15. Зависимость лучистого теплового потока от мощности, потребляемой ксеноновыми лампами (а), и его распределение по фокальному пятну установок РПУ-1 и РПУ-1М (б): а – 1 – РПУ-1, диаметр диафрагмы $1 \cdot 10^{-2}$ м; 2 – РПУ-1М, диаметр диафрагмы $3 \cdot 10^{-2}$ м; б – 1 – РПУ-1; 2 – РПУ-1М; точки – эксперимент

Для измерения тепловых потоков в высокотемпературных струях применялись как стационарные охлаждаемые калориметры [84], так и нестационарные датчики тепловых потоков [53]. При этом использовались методы регулярного режима [85], средней точки и экспоненциальный метод [86]. Погрешность определения по методу охлаждаемого калориметра составила 18%, а экспоненциальным методом – 17% при доверительной вероятности 0,95.

Измерение давления торможения осуществлялось водоохлаждаемыми датчиками, которые в зависимости от диапазона измерений подсоединялись к образцовым манометрам, микроманометрам, а также U-образным водяным манометрам. В некоторых случаях при кратковременных измерениях в высокоэнthalпийных потоках (установка ПД-4М) применялись неохлаждаемые датчики, изготовленные из плотного графита марки МПГ-6. Погрешность определения давления торможения не превысила 5% и хорошо согласуется с данными работы [52].

Погрешность измерений плотности лучистых тепловых потоков водоохлаждаемым калориметром, имитирующим абсолютно черное тело, составила 13% при доверительной вероятности 0,95.

Как в дозвуковой, так и в сверхзвуковой плазменных струях проводилось измерение статического давления с помощью специальных датчиков [87]. Измерения показали, что в том и другом случаях статическое давление практически равнялось давлению окружающей среды.

Для измерения энтальпии (температуры) торможения применяли почти все методы, рассмотренные в разд. 2.3. Определение энтальпии торможения в плазменных струях в основном проводили датчиком с наружным диаметром $5 \cdot 10^{-3}$ м и диаметром приемного отверстия $1 \cdot 10^{-3}$ м. Для выбора величины расхода газа, проходящего через датчик ($G_{отб}$), строили зависимость измеряемой энтальпии от $G_{отб}$. Все измерения проводили при $G_{отб} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ кг/с, при этом отношение $G_{отб} / G_{наб}$ не превышало 3. Тарировку датчика осуществляли с помощью термодинамических измерений [56] при температурах до 2300 К, что также подтвердило правильность выбора $G_{отб}$. Погрешность измерений достигала 12% при доверительной вероятности 0,95.

На рис. 2.16 дано изменение плотности конвективных тепловых потоков по длине струи плазмы при работе подогревателя на воздухе, азоте, углекислом газе и аргоне, измеренное датчиком с диаметром плоского торца $10 \cdot 10^{-3}$ м. Результаты измерений экспоненциальным методом практически совпали с данными, полученными по методу охлаждаемого калориметра. На рис. 2.16 видно, что плотность теплового потока зависит как от величины расхода, так и от природы рабочего газа. При одних и тех же расходах газа тепловой поток в азотной струе несколько выше, чем в воздушной.

На рис. 2.17 показано распределение тепловых потоков на плазматроне прямого действия – установке ПУ-50Д (табл. 2.1, п.2). Видно, что массовая скорость уноса графита ЭГ-О, при воздействии на него анодного пятна дуги, хорошо повторяет зависимость теплового потока от расстояния до выходного сопла генератора. Тепловой поток $q_k = 5 \cdot 10^5$ кВт/м² и массовая скорость уноса $G_{\Sigma_0} = 2,2$ кг/м² измерены на расстоянии $l = 30 \cdot 10^{-3}$ м ($l/D_c = 3$). Таким образом некоторые материалы могут успешно использоваться для определения высоких тепловых потоков.

Следует отметить, что за счет соответствующего управления мощностью, потребляемой подогревателем, среднемассовая энтальпия на срезе сопла практически оставалась постоянной при всех расходах воздуха.

Распределение давления торможения на оси сверхзвуковых струй подробно изучалось в работах [43, 88, 89]. Отмечается явно выраженный волновой характер струй, что отражается на измерении тепловых потоков и давления торможения (рис. 2.18 и рис. 2.19, б). На рис. 2.19, а приведено распределение избыточного давления в дозвуковых воздушной и азотной плазменных струях, а на рис. 2.19, б – в сверхзвуковой струе при истечении в вакуумную камеру ($\sim 10^3$ Па) на установке РПУ-1. Пилообразный вид кривой связан с распределением скачков уплотнения по длине струи. Как видно на рис. 2.19, а давление в потоках воздуха и азота при равных расходах (1,4 г/с) практически одинаково.

Изменение энтальпии в воздушной, азотной и углекислотной плазменных струях показано на рис. 2.20. По результатам измерений среднемассовой энтальпии на срезе сопла подогревателя и распределения энтальпии в нескольких сечениях было построено изменение среднемассовой энтальпии по длине струи (штриховая линия). На рис. 2.20, а, б видно, что при одинаковом расходе газа энтальпия торможения азотной плазмы примерно на 15% выше, чем воздушной. Это же отмечается в работе [66] и, по-видимому, является единственной причиной увеличения теплового потока в азотной струе (рис. 2.16, точки 4, 5) при одинаковых давлениях торможения и расходах азота и воздуха.

Результаты измерений энтальпии торможения, как по сечению, так и по оси воздушных струй хорошо согласуются с данными других авторов, рис. 2.21 [52].

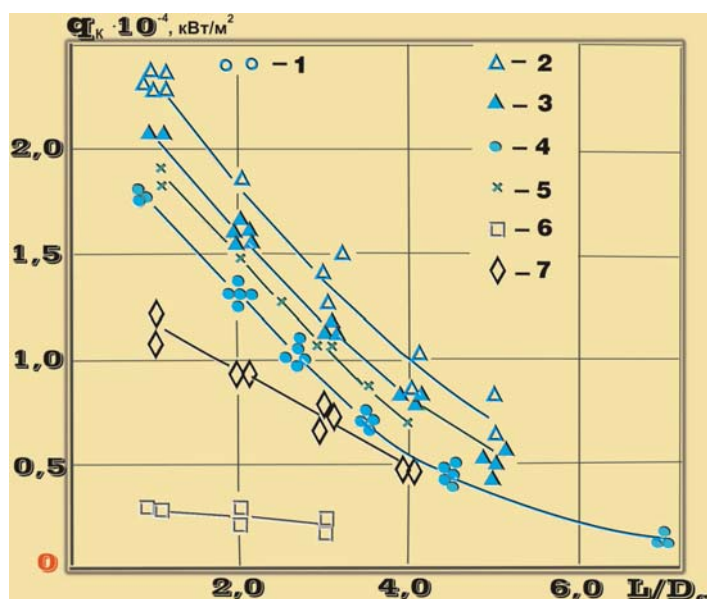


Рис. 2.16. Изменение плотности конвективного теплового потока по длине дозвуковых струй плазмы: 1–4 – расход воздуха $(2,5; 1,8; 1,6; 1,4) \cdot 10^{-3}$ кг/с; 5 – расход азота $1,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с; 6 – расход аргона $3 \cdot 10^{-3}$ кг/с; 7 – расход углекислого газа $0,82 \cdot 10^{-3}$ кг/с

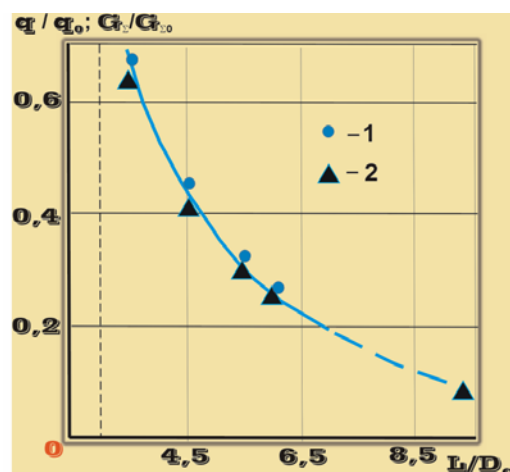


Рис. 2.17. Изменение относительной величины удельных тепловых потоков (1) и массовой скорости уноса графита (2) на установке ПУ-50Д

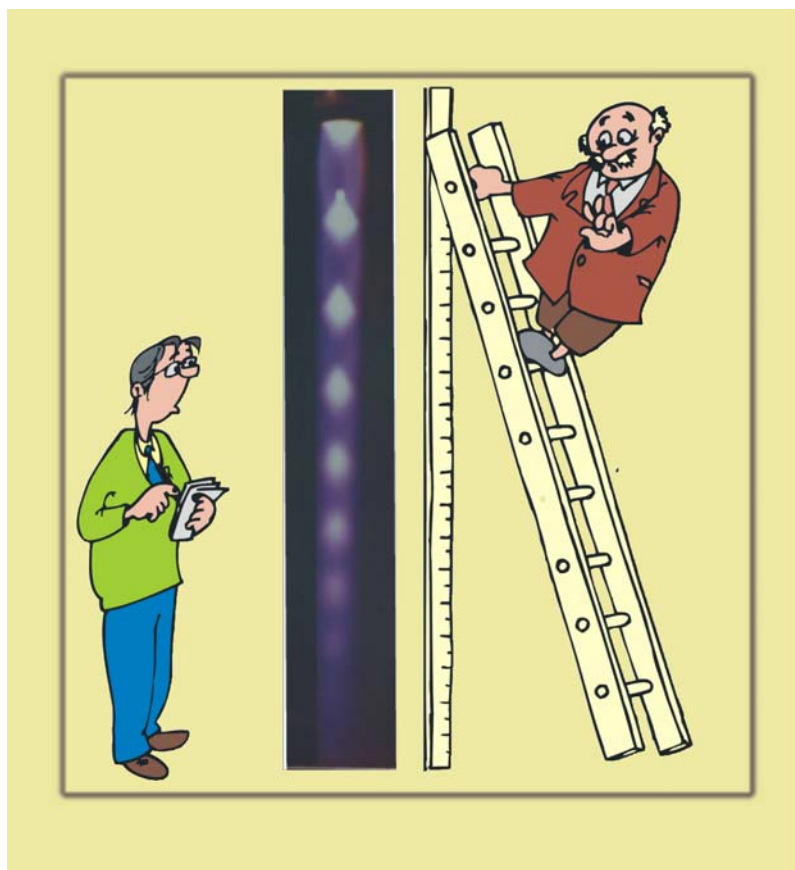


Рис. 2.18. Изучение волнового характера сверхзвуковой струи на стенде ЖРД-2М

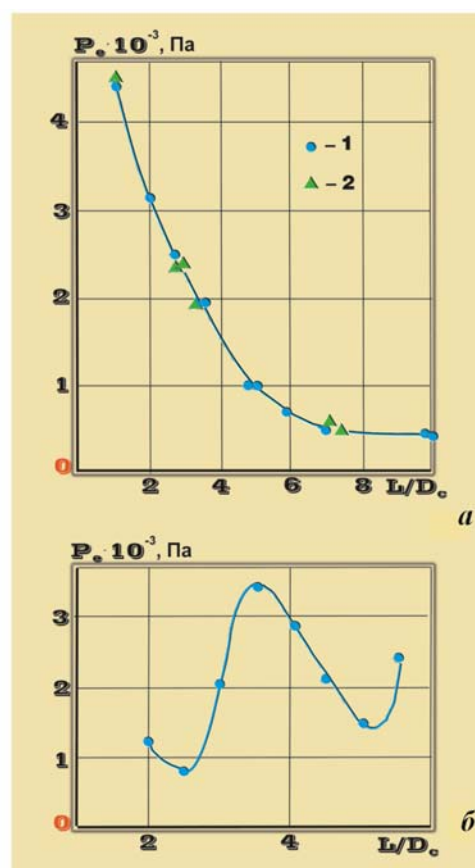


Рис. 2.19. Распределение давления торможения по оси дозвуковой (а) и сверхзвуковой (б) плазменных струй:
а – расход $1,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с (1 – воздух, 2 – азот);
б – расход $1 \cdot 10^{-3}$ кг/с (воздух); точки – эксперимент

2.4. Параметры установок радиационного и конвективного нагрева

На рис. 2.20 и 2.21, *a* видно, что величина энтальпии на оси струи значительно превышает ее среднемассовое значение [43, 52]. Однако в работе [43] показано, что, несмотря на существенную неравномерность распределения энтальпии и давления торможения по сечению струи, при ее взаимодействии с плоской преградой имеется зона постоянного теплового потока, диаметр которой увеличивается по мере удаления от среза сопла подогревателя (рис. 2.22).

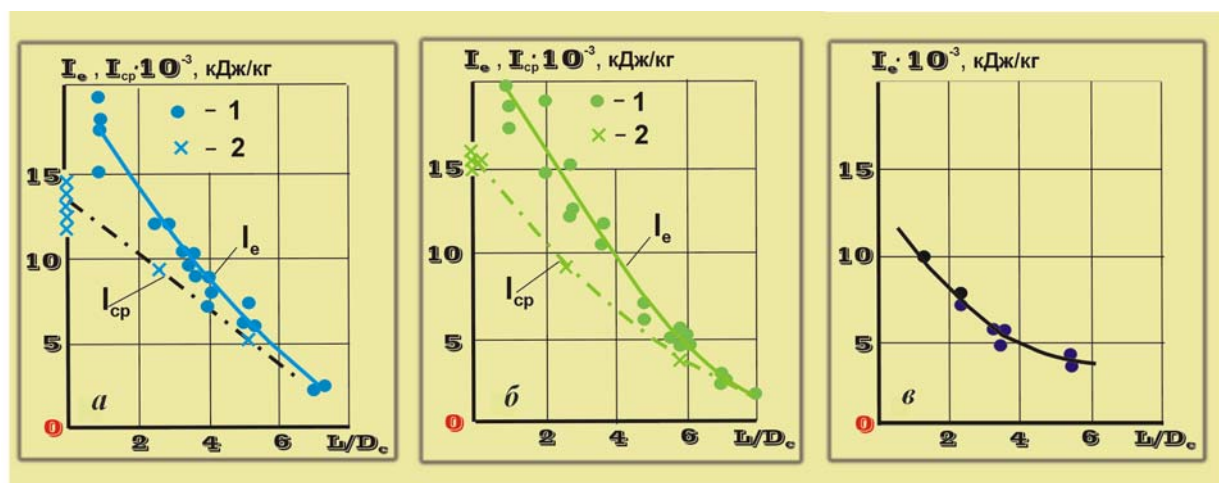


Рис. 2.20. Распределение энтальпии торможения по длине воздушной (*a*), азотной (*б*) и углекислотной (*в*) плазменных струй: 1 – энтальпия на оси струи; 2 – среднемассовая энтальпия, рассчитанная по тепловому балансу и распределениям по сечению струи; *a*, *б* – расход $1,4 \cdot 10^{-3}$ кг/с, *в* – $0,82 \cdot 10^{-3}$ кг/с

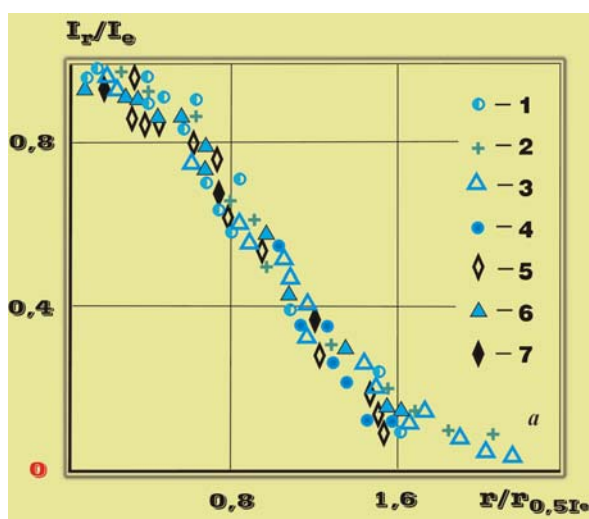


Рис. 2.21, *a*. Профили энтальпии в струе воздушной плазмы: 1–6 – данные работы [52]; 7 – данные работы [43]; 1–4 – $l/D_c = 0,25$; 1; 2; 3,5 ($I_{e0} = 47\,250$ кДж/кг); 5 – $l/D_c = 8,5$ –7 ($I_{e0} = 6980$ –10 860 кДж/кг); 6 – $l/D_c = 4,15$ –8,35 ($I_{e0} = 7680$ кДж/кг); 7 – $l/D_c = 2,7$ ($I_{e0} = 17\,500$ кДж/кг)

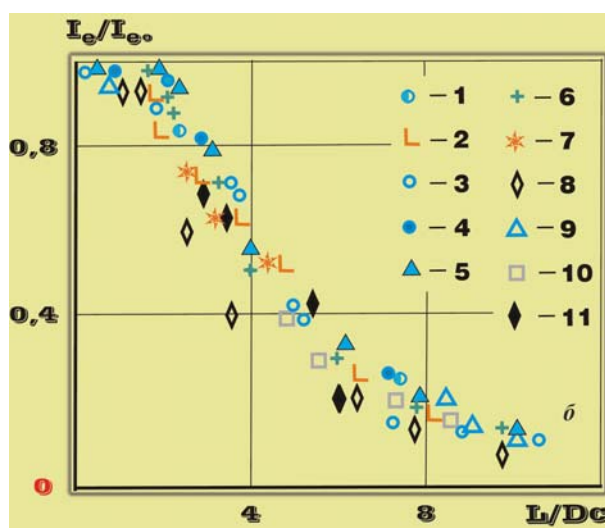


Рис. 2.21, *б*. Изменение безразмерной энтальпии газа вдоль оси струи воздушной плазмы: 1–10 – данные из работы [52]; 11 – данные работы [43]; 1 – $I_{e0} = 24\,500$ кДж/кг, 2 – 27 400, 3 – 43 900, 4 – 47 250, 5 – 55 000, 6 – 61 000, 7 – 13 630, 8 – 6980–10 860, 9 – 7680, 10 – 1400, 11 – 17 500

Распределение тепловых потоков по сечению определялось на расстоянии от 2,5 до 7,0 калибров от среза сопла ЭДП с помощью нестационарного датчика тепловых параметров [53]. Измерения проводились пятью датчиками одной тепловой схемы, отличающимися геометрическими размерами. Высота чувствительных элементов h равнялась $(5, 7, 12, 16, 24) \cdot 10^{-3}$ м; диаметр соответствовал $(3, 5, 7, 10, 16) \cdot 10^{-3}$ м. Датчики устанавливались заподлицо по плотной посадке в плоской стенке из ТЗМ диаметром $50 \cdot 10^{-3}$ м.

Из рис. 2.22, *a* следует, что уже с расстояния 2,5 калибра от среза сопла ЭДП зона постоянного теплового потока примерно равна диаметру струи в рассматриваемом сечении. Для более наглядного выделения зоны постоянного теплового потока диаметр калориметра отложен по логарифмической

шкале. Здесь же нанесена условная прямая I, определяющая в различных сечениях эту зону. На рис. 2.22, б видно, что на расстоянии 7 калибров от среза сопла диаметр области постоянного теплового потока в 1,5 раза превышает диаметр сопла. Следовательно, диаметр исследуемых моделей в дозвуковом потоке может значительно превосходить не только область равномерного распределения энthalпии и давления торможения, но даже размер выходного сопла ЭДП.

Эти результаты можно объяснить с помощью рис. 2.23 из работы [2], на котором показано изменение относительной скорости по образующей плоского торца цилиндра при его обтекании дозвуковой струей.

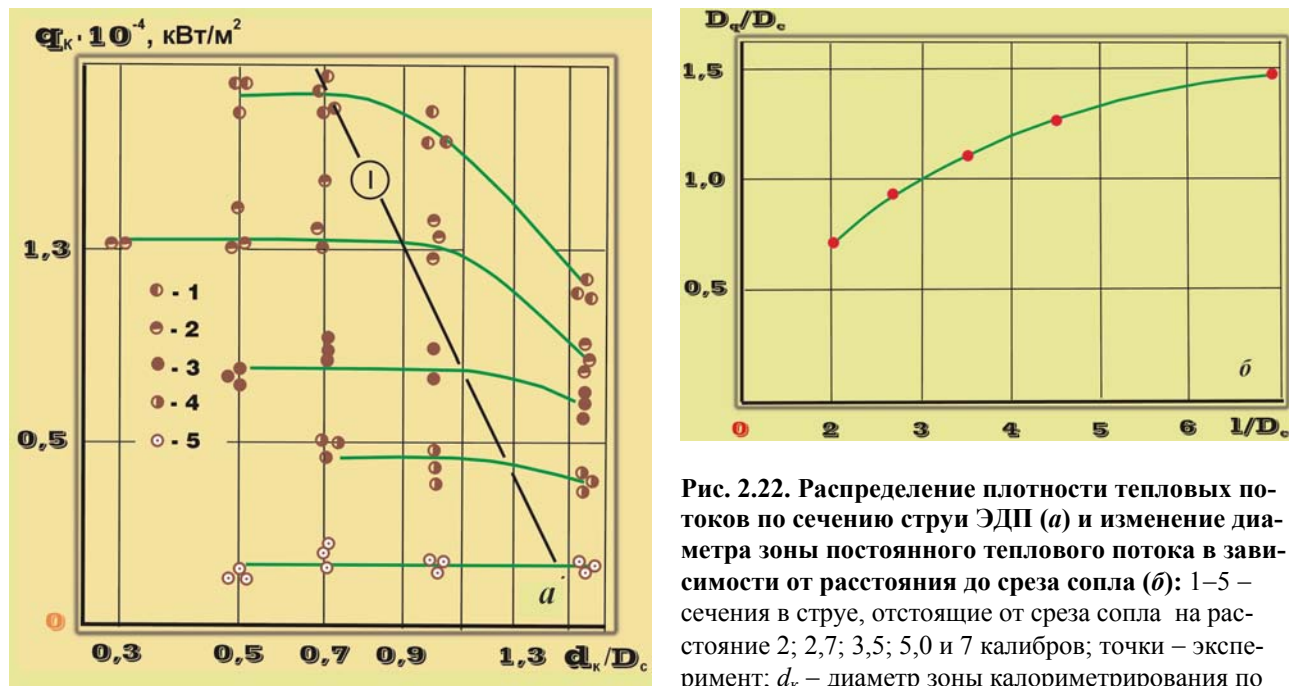


Рис. 2.22. Распределение плотности тепловых потоков по сечению струи ЭДП (а) и изменение диаметра зоны постоянного теплового потока в зависимости от расстояния до среза сопла (б): 1–5 – сечения в струе, отстоящие от среза сопла на расстоянии 2; 2,7; 3,5; 5,0 и 7 калибров; точки – эксперимент; d_k – диаметр зоны калориметрирования по сечению струи

Для всех трех рассмотренных отношений $d_{\text{кал}}/D_c$ (где $d_{\text{кал}}$ – диаметр калориметра, а D_c – диаметр сопла) наблюдается область, в которой градиент скорости, а значит и тепловой поток, остаются постоянными. Этот рисунок ясно показывает, при каком отношении диаметра модели к D_c (кривая 2) можно ожидать сохранение формы плоского торца модели ТЗМ в процессе испытаний независимо от свойств материала. При отношении $d_{\text{кал}}/D_c = 3,0$ в рассмотренных условиях возможно образование вогнутой поверхности (кривая 1), а при $d_{\text{кал}}/D_c = 0,5-1,0$ – выпуклой (затупленной) (кривая 3). При этом наибольший тепловой поток реализуется на поверхности полусферы, а наименьший – на поверхности торца со сферической выемкой.

Плоскую форму торцевой поверхности образца можно также обеспечить подачей образца по мере его уноса путем выдвижения из защитной, например, водоохлаждаемой державки. При этом диаметр образца должен быть меньше зоны равномерного теплового потока при натекании газовой струи на плоскую преграду (рис. 2.22, б).

Кроме описанных выше измерений на стенде ВПС-1000Л/В проводились измерения скорости потока методом фоторазвертки [90], а также выделение лучистой составляющей теплового потока на установке ПД-4М с помощью датчика типа [82]. При суммарном тепловом потоке 52 000 кВт/м² и энthalпии торможения 43 000 кДж/кг лучистая составляющая была равна 10 500 кВт/м².

Большой интерес представляет также рассмотреть вопрос о влиянии совместного воздействия радиационного и конвективного нагрева на теплообмен с плоской поверхностью [51]. В отечественной и зарубежной литературе много работ, например [18–20], посвящено теоретическим оценкам взаимного влияния лучистого и конвективного тепловых потоков. Излучение оказывает заметное влияние на параметры сжатого слоя, течение вблизи тела, конвективную составляющую нагрева. Учет переноса излучения приводит к изменению закономерностей, установленных для конвективного и радиационного нагрева при их раздельном рассмотрении. В соответствии с этим обтекание, излучение и конвективный нагрев надо рассматривать как единую проблему. Поэтому на установке РПУ-1

2.4. Параметры установок радиационного и конвективного нагрева

были проведены эксперименты, позволяющие оценить влияние совместного воздействия радиационного и конвективного нагрева на теплообмен с плоской поверхностью.

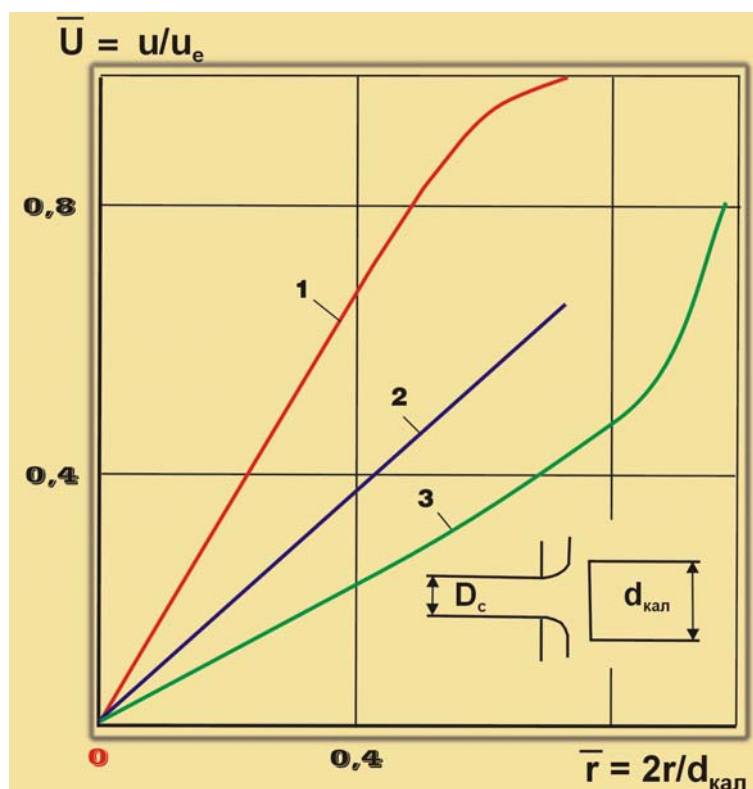


Рис. 2.23. Изменение относительной скорости по образующей плоского торца цилиндра при его обтекании дозвуковой струей:

1 — $d_{\text{кал}}/D_c = 3,0$; 2 — 1,4; 3 — 0,5–1,0

Оценку проводили по отношению плотности суммарного теплового потока q_{Σ} , определенного при совместной работе конвективного и лучистого источников нагрева, к сумме плотностей конвективного q_k и лучистого q_l тепловых потоков, измеренных раздельно $q_{\Sigma}/(q_k + q_l)$. Для уменьшения влияния случайных факторов на ошибку в определении отношения $q_{\Sigma}/(q_k + q_l)$ все измерения проводились при одном запуске установки. Вначале устанавливался необходимый рабочий режим ксеноновых ламп и замерялся лучистый тепловой поток, затем запускался ЭДП при работающих ксеноновых лампах и проводилось измерение суммарного теплового потока, после чего ксеноновые лампы отключали, и измеряли только конвективный тепловой поток. Эксперименты проводились при постоянном лучистом тепловом потоке 6300 кВт/м^2 для воздушной, азотной и углекислотной плазмы в дозвуковой струе при атмосферном давлении. Измерения выполнены с помощью медного водоохлаждаемого калориметра с плоской зачерненной поверхностью диаметром $10 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Тот факт, что плотность лучистого теплового потока определялась с помощью плоского калориметра, степень черноты которого при различных воздействиях могла несколько изменяться, не имеет существенного значения, поскольку измерения суммарного воздействия лучистых и конвективных тепловых потоков проводилось одним и тем же калориметром и рассматривалась относительная величина $q_{\Sigma}/(q_k + q_l)$.

Следует отметить, что для проведения данных экспериментов водоохлаждаемый датчик тепловых потоков является, по-видимому, наиболее приемлемым, так как во время одного запуска установки необходимо провести, по крайней мере, три измерения. Применение нестационарных датчиков в данном случае невозможно.

В результате проведенных измерений установлено, что $q_{\Sigma}/(q_k + q_l) = 0,95 \pm 10\%$, (рис. 2.24).

Следовательно, при моделировании совместного воздействия лучистых и конвективных тепловых потоков на установках радиационно-конвективного нагрева с допустимой степенью точности можно задавать суммарные тепловые потоки, используя результаты раздельного калориметрирования радиационного и конвективного источников нагрева.

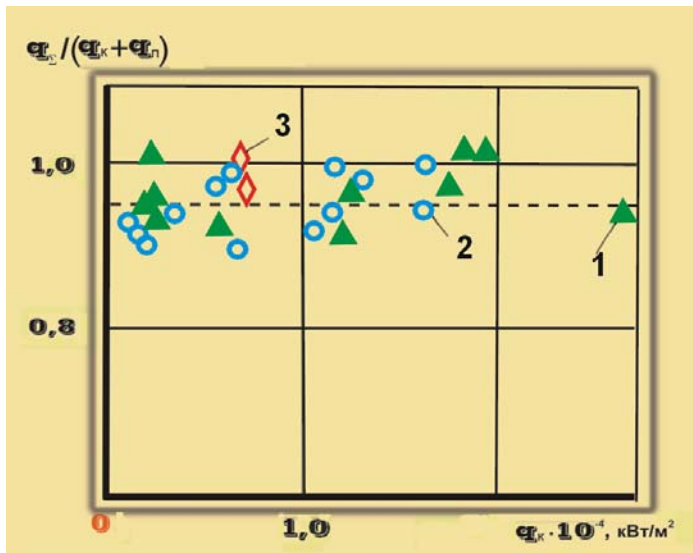


Рис. 2.24. Отношение суммарного теплового потока (q_{Σ}) к сумме лучистого и конвективного потоков ($q_k + q_r$), определенных раздельно: 1 – воздух, 2 – азот, 3 – углекислый газ

Таким образом, для изучения процесса теплового разрушения материалов был применен достаточно большой комплекс стенов и установок сравнительно невысокой энергоемкости с хорошо исследованными термогазодинамическими параметрами. Этот комплекс позволил определить основные теплозащитные характеристики материалов и изучить влияние на них различных факторов, таких как энтальпия и давление торможения, тепловой поток и наличие в нем лучистой составляющей, окислительное и термомеханическое воздействие набегающего газового потока, технология изготовления материала и др. В результате проведенных исследований был выбран эталонный материал, позволивший применить математические модели, разработанные в книге «Тепловая защита», которые не только подтвердили экспериментально установленные закономерности и параметры, но и позволили доказать применимость установленных закономерностей на условия практически недостижимые на экспериментальных стендах.

2.5. Установки для исследования тепловой защиты многоразовых космических систем

Экспериментальные результаты, полученные на установках и стендах (табл. 2.1) при лобовом обтекании моделей аблирующей тепловой защиты, совместно с литературными данными позволяют представить достаточно ясную картину теплового разрушения материалов. Однако учитывая, что сейчас большое внимание уделяется разработке космических аппаратов, прототипом которых являются многоразовые космические системы типа «Спейс Шаттл» и «Энергия–Буран» (проекты «Связь», «МАКС», «Интерим–Хотол» и др.) [7, 14, 91–93], кратко рассмотрим условия работы тепловой защиты многоразовых космических систем и экспериментальную базу для ее испытаний.

Теплонапряженный участок траектории спуска орбитальных кораблей многоразового использования приходится на область неравновесных течений с протеканием в них процессов диссоциации и рекомбинации в ударном слое и на поверхности ЛА. Поверхность летательного аппарата подвергается комбинированному воздействию высоких температур и химически активных компонентов воздуха и прежде всего атомарного кислорода. В то же время теплопередача от ударного слоя к поверхности ЛА будет существенно зависеть от влияния гетерогенной каталитической рекомбинации атомов азота и кислорода. При натурных значениях температуры поверхности и давления разница температур каталитической и некаталитической поверхности в окрестности затупления носка МКС «Буран» достигает 300°C.

В процессе создания МКС «Буран» был решен большой круг научных и технических проблем, среди которых своей важностью и новизной отличалась проблема создания работоспособной неразрушающейся теплозащиты многоразового использования. Для МКС «Спейс Шаттл» и «Буран» создание теплозащиты применительно к входу в атмосферу с гиперзвуковыми скоростями является ключевой проблемой.

Научный и технический потенциал, накопленный при решении этой проблемы, будет востребован в дальнейшем при создании нового поколения гиперзвуковых самолетов. Поэтому очень важно сохранить преемственность при создании и отработке неразрушающейся теплозащиты многоразового использования [7].

Метод тепловой защиты гиперзвукового космического аппарата в основном определяется величиной и длительностью воздействия тепловых потоков на его теплонапряженные элементы. Например, в диапазоне температур 800–1260 °С используется высокотемпературная плиточная теплозащита, которая успешно применялась для защиты большей части поверхности МКС «Спейс Шаттл» и «Буран» от аэродинамического нагрева и солнечного излучения. Плиточная теплозащита выполнена из легковесного волокнита на основе кварцевых нитей с размером лицевой поверхности 150x150 мм. На лицевую поверхность плитки и боковые грани нанесено сплошное белое или черное стеклоподобное покрытие на основе SiO_2 толщиной 0,3–0,4 мм. Такое покрытие имеет низкую каталитическую активность по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов воздуха и высокую излучательную способность [12].

В диапазоне температур 1260–1650 °С надежно работают теплозащитные покрытия типа «углерод-углерод», используя принцип «радиационного охлаждения». Носок фюзеляжа и кромки крыльев МКС «Буран» выполнены из боросилицированного углерод-углеродного композиционного материала (УУКМ) с нанесенным стеклосилицидным покрытием толщиной 0,1–0,3 мм, обладающим высокими окислительностойкими свойствами и низкой каталитичностью. В конструкции МКС «Буран» этот углерод-углеродный композиционный материал одновременно выполняет роль конструкционного и теплозащитного материала.

Широкий диапазон температур и различные условия работы тепловой защиты на различных участках поверхности системы «Энергия-Буран» предъявляют повышенные требования к установкам, моделирующим условия эксплуатации многоразовой тепловой защиты. К таким требованиям можно отнести:

- создание физических условий, близких к натурным, для обеспечения гетерогенной рекомбинации атомов азота и кислорода и определения каталитической способности покрытий;
- значительное увеличение длительности (до 20 минут) и цикличности (до 100 циклов) испытаний;
- большие размеры моделей теплозащитных покрытий (более 200 мм);
- необходимость исследования аэродинамических характеристик ТЗП, например, сопротивления трения при взаимодействии газового потока с теплозащитой поверхности носителя «Энергия».

Проблема определения каталитической активности поверхности теплозащитных материалов по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов кислорода и азота, при которой на поверхности выделяется значительное количество тепла, была экспериментально решена на двух индукционных плазмотронах Института проблем механики РАН мощностью 80 и 1000 кВт (ВГУ-2 и ВГУ-3), которые по сравнению с электродуговыми плазмотронами и ударными трубами наиболее полно моделируют физические параметры взаимодействия диссоциированного потока с поверхностью для теплонапряженного участка траектории спуска «Бурана». Принципиально важно, что на таких плазмотронах получают химически чистые потоки диссоциированных газов. Это позволяет практически полностью воспроизводить процессы газофазной и гетерогенной рекомбинации атомов.

В дозвуковых режимах плазмотронов ВГУ-2 и ВГУ-3 при выполнении условий моделирования для критической точки аппарата воспроизводятся натурные значения энтальпии, давления торможения, теплового потока и градиента скорости на внешней границе пограничного слоя. Например, температура поверхности теплозащитной плитки $T_w = 1250$ °С, установленной в цилиндрической маске диаметром 280 мм перпендикулярно дозвуковой струе диссоциированного воздуха, при давлении 0,015 атм, энтальпии на оси среза канала $I_e = 23,5$ МДж/кг и скорости воздушного потока $U = 650$ м/с соответствует температуре поверхности первого ряда плиток поверхности ЛА вблизи линий растекания при скорости спуска 6,7 км/с на высоте 71 км с углом атаки 40°. Летные испытания плиточной теплозащиты, проведенные на аппарате «Бор-4» (рис. 2.25), подтвердили данные, полученные на индукционном плазмотроне в лабораторном эксперименте [7].

В условиях эксперимента на индукционном плазмотроне термохимическая стойкость оценивается по величине скорости уноса массы, наличию или отсутствию локальных очагов разрушения, изменению каталитических и излучательных свойств поверхности покрытий.

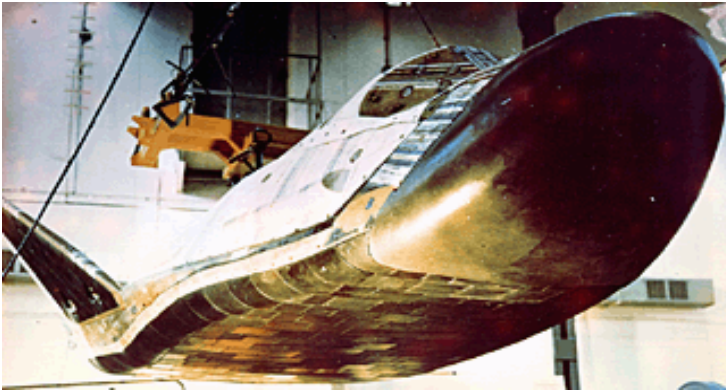


Рис. 2.25. Орбитальный экспериментальный беспилотный летательный аппарат «Бор-4». 1982–1984 г.г.

При отработке теплозащитных конструкций МКС «Буран» был использован большой комплекс установок различного назначения. Многие из них достаточно подробно изложены в монографии [14]. В ней отмечено, что установки радиационного нагрева относятся к наиболее экономичному типу установок и широко используются при многоцикловых испытаниях. Для таких экспериментов представляет интерес также использование концентраторов солнечной энергии, поскольку они практически не потребляют электроэнергию, экологически безвредны в работе и обеспечивают химически чистый нагрев в воздушной атмосфере. К таким установкам относится гелиоустановка СГУ-7 (рис. 2.26) с концентратором солнечной энергии $\varnothing 5$ м. Установка оснащена системой непосредственного слежения за Солнцем. На ней проводились эксперименты по исследованию вертикальной усадки и скорости прогрева плитки при длительном многоцикловом воздействии рабочих температур до 1500 К [13]. На этой же установке исследовалась гибкая тепловая защита при температурах 370–800 °С.

В работах [94–96] выполнено экспериментально-теоретическое обоснование возможности моделирования условий внешнего обтекания моделей в коротких прямоугольных каналах. На рис. 2.27 показана установка, позволяющая проводить изучение тепломассообмена и трения на поверхности образцов теплозащитных материалов, выполненных в форме пластин, характеризующаяся сравнительно низкой удельной мощностью [96]. Применение двух подогревателей воздуха со встречно направленными потоками и полых охлаждаемых водой микросопловых решеток дает возможность повысить температуру газа в форкамере вплоть до 6000 К и существенно расширить диапазон исследуемых параметров. В этом варианте, размер исследуемых моделей достигал 200х200 мм. Схема устройства, позволяющая одновременно сравнивать напряжение трения на поверхности 2-х моделей, представлена на рис. 2.28 [97].

Отличительной особенностью установки, представленной на рис. 2.27, является применение микросопловой решетки 3 и подвижного элемента в державке 4 с тензометрическим датчиком 7, которые помещены в вакуумную камеру 6. В качестве рабочего газа используется воздух 9, который после нагрева электродуговым подогревателем 1 поступает в форкамеру 2, а затем с поворотом на 90° входит в прямоугольный канал сечением 100х100 мм и относительной длиной 11 калибров. За калибр принята высота канала h . Нижняя стенка канала состоит из двух частей: неподвижной и подвижной державки 4. В державке устанавливается исследуемый образец 5. Равномерное распределение потока по сечению перед входом в канал обеспечивается сопловой решеткой из нихромовой проволоки диаметром 2 мм, закрепленной с шагом 2,5 мм. Это позволило получить газовый поток в канале с температурой торможения до 1500 К.

Устройство, представленное на рис. 2.28, содержит два, расположенных симметрично оси сопла 1 генератора высокотемпературного газового потока, подвижных уравновешенных элемента 6, 7, на которых устанавливаются модели исследуемых материалов 2 и 3. В этом устройстве применены датчики перемещения индуктивного типа 4 и 5, соединенные с противовесами 8, 9. Устройство позволяет значительно повысить точность и производительность измерений, так как учитываются погрешности, вызванные перепадом давлений на переднем и заднем по отношению к набегающему потоку торцах моделей, и исключаются погрешности, вызванные изменением термогазодинамических параметров газового потока, при двух разных запусках генератора.

Экспериментальные исследования параметров потока газа в коротком прямоугольном канале проводилось для семи режимов работы установки, рис. 2.29. Расход воздуха в электродуговом подогревателе изменялся в пределах 1,4–2,8 г/с, а в форкамере 4,4–17,7 г/с. Для режимов 1–3 потребляемая подогревателем мощность составляла 28 кВт, а для режимов 4–7 – 45 кВт.



Рис. 2.26. Испытания плиточной тепловой защиты МКС «Буран» на гелиоустановке СГУ-7

Исследование характера распределения статического и динамического давления по длине канала проводилось для 1, 2, 4, 6-го режимов. На рис. 2.29, *a* видно, что зависимость ΔP от x/h носит сложный характер, обусловленный наличием сопловой решетки перед входом в канал. Ввиду конструктивной сложности входной части канала измерить статическое давление на расстоянии меньшем, чем 1,5 калибра от входа, не представлялось возможным. Зона влияния сопловой решетки распространяется на длину, равную примерно 5 калибрам, начиная от входа. Такой характер изменения статического давления обусловлен перерасширением и турбулизацией потока при выходе его из решетки в канал. Начиная с расстояния, превышающего 5 калибров, и вплоть до выхода из канала, статическое давление убывает. При этом характер падения давления подобен тому, который наблюдается при течении газа в начальном участке каналов.

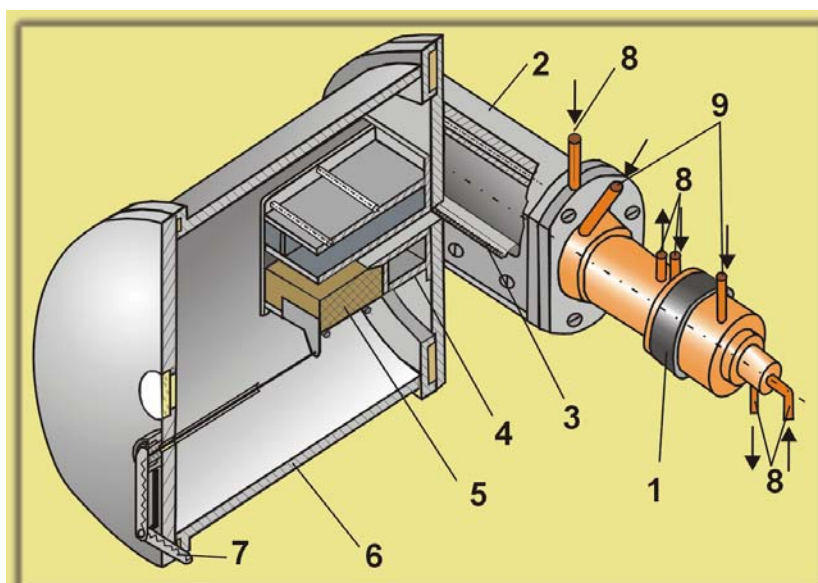


Рис. 2.27. Схема установки:
1 – электродуговой подогреватель; 2 – форкамера; 3 – микросопловая решетка; 4 – державка; 5 – образец; 6 – вакуумная камера; 7 – тензометрический датчик; 8 – водяное охлаждение; 9 – подвод рабочего газа (воздуха)

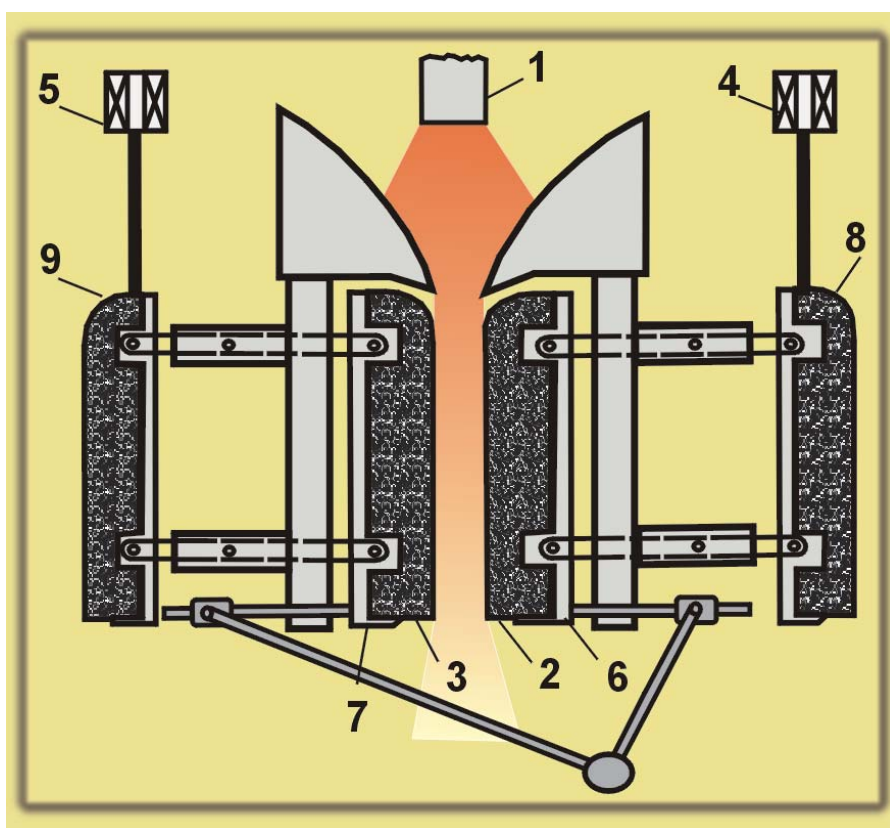


Рис. 2.28. Схема устройства для замера напряжения трения на поверхности 2-х моделей:
1 – генератор высокотемпературного газового потока; 2, 3 – исследуемые образцы; 4, 5 – датчики индукционного типа; 6, 7 – подвижные уравнивающие элементы; 8, 9 – противовесы

Давление и температура торможения измерялись одновременно комбинированным зондом, включающим в себя хромель-алюмелевую термопару и трубку Пито. Зонд представлял собой трубку из нержавеющей стали с диаметром приемного отверстия 0,4 мм. По высоте канала зонд перемещался с помощью специального координатника с точностью $\pm 0,05$ мм.

В зависимости от режима работы установки температура торможения на оси канала изменялась от 900 до 1500 К. Давление торможения находилось в пределах $(7,8-20) \cdot 10^3 \text{ Н/м}^2$. Проведенные измерения показали, что с увеличением расхода газа температура торможения на оси канала уменьшается. Однако при одном и том же режиме работы установки она остается практически постоянной по всей длине канала. Этот факт указывает на то, что смыкания тепловых пограничных слоев в исследуемом канале не происходило. Не наблюдалось также смыкания и динамических пограничных слоев. Об этом свидетельствуют профили динамического давления, измеренные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии 8,5 калибра (рис. 2.29, б). На рисунке видно, что толщины динамического пограничного слоя

для режимов 1, 2, 4, 6 составляют в среднем 0,25 h . Это обстоятельство говорит о наличии потенциального ядра.

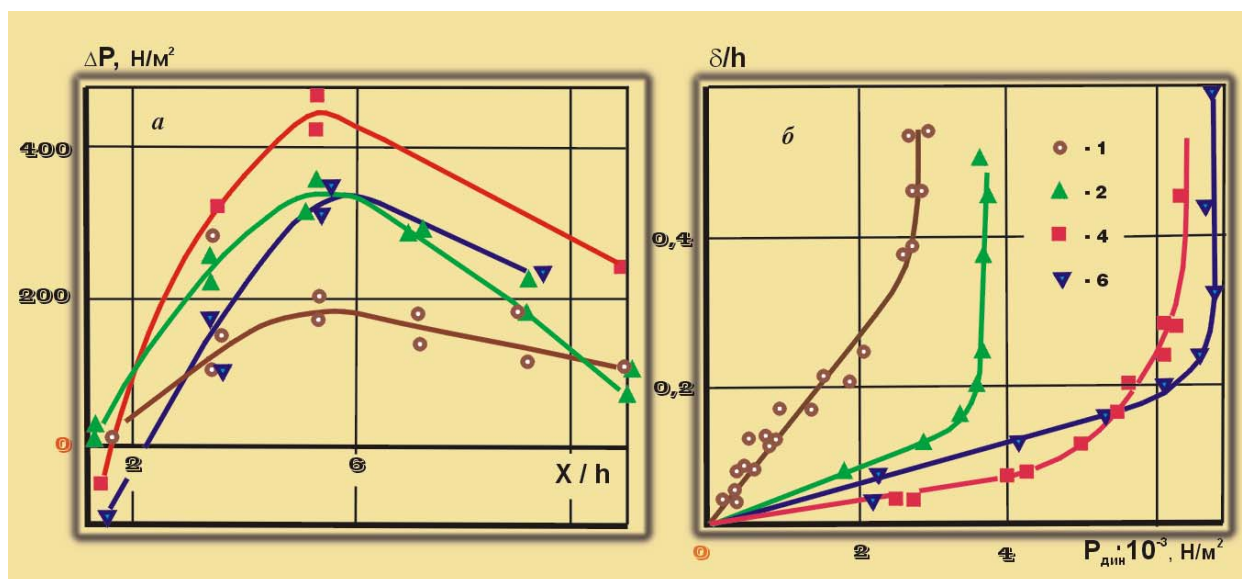


Рис. 2.29. Распределение статического и динамического давления в канале: a – изменение перепада статического давления по длине канала; точки – эксперимент; b – профили динамического давления в сечении $x/h = 8,5$; точки – эксперимент; 1, 2, 4, 6 – режимы работы установки

При исследовании теплообмена стенки канала изнутри облицовывались шлифованными керамическими плитками. В верхнюю стенку канала устанавливались заподлицо 10 датчиков теплового потока [53]. Экспериментальные данные по теплообмену были обработаны в критериальном виде (рис. 2.30):

$$Nu_x = \frac{q_w x}{\lambda(T_e - T_w)}, \quad Re_x = \frac{\rho_\infty u_\infty x}{\mu_\infty} \quad (2.2)$$

Сравнение экспериментальных значений чисел Nu_x (точки) с расчетными (кривая 1), полученными при использовании зависимости для ламинарного режима течения [98], показывает, что некоторое совпадение данных наблюдается в диапазоне изменения числа Re_x от $5 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$. При дальнейшем увеличении числа Re_x начинается, по-видимому, переходный режим течения. Число Re_δ , рассчитанное по формуле

$$Re_\delta = \frac{\rho_\infty u_\infty \delta}{\mu_\infty} \quad (2.3)$$

с использованием экспериментальных значений толщины пограничного слоя δ , находится в диапазоне $1 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^3$. Это соответствует области перехода ламинарного течения в турбулентное на плоской пластине.

В качестве метода измерения поверхностного трения был выбран метод подвижного (плавающего) элемента, что позволило достаточно просто определить величину τ_w при различных режимах работы установки. Методика измерения поверхностного трения заключалась в следующем. Подвижный элемент, состоящий из державки 4 и образца 5 (рис. 2.27), устанавливался на опоры. Перемещение подвижного элемента с помощью штока передавалось на тензометрический датчик 7. Сигнал от тензометрического датчика, проходя тензостанцию, записывался на потенциометр. Во время экспериментов подвижный элемент перемещался под воздействием силы трения со стороны набегающего потока, перепада статического давления на поверхности образца и сил инерции. Этому перемещению препятствуют масса подвижного элемента, трение в опорах и сила, обусловленная разностью между атмосферным давлением и давлением в вакуумной камере и воздействующая на торец штока. Учесть воздействие этих сил в данной системе сложно, так как они переменны и зависят от перемещения подвижного элемента. Поэтому перед измерениями проводилась тарировка системы в вакууме с помощью разновесов, что давало возможность учесть суммарное воздействие всех сил (кроме силы инерции) и при известном перепаде статического давления на образце определить напряжение трения на стенке. Расчет величины напряжения трения с использованием

стенке. Расчет величины напряжения трения с использованием экспериментальных данных проводился по формуле, приведенной в работе [99]

$$\tau_w = \frac{F_T - \Delta P S_{\text{тор}}}{S_{\text{пов}}}, \quad (2.4)$$

где F_T – сила трения; ΔP – перепад статического давления; $S_{\text{тор}}$ – площадь торцевой поверхности образца; $S_{\text{пов}}$ – площадь обтекаемой поверхности образца.

Среднее по длине образца значение τ_w , рассчитанное по формуле (2.4), составило, например, для 2-го режима 18,6 Н/м².

Величину τ_w можно также оценить на основании экспериментальных данных по теплообмену. Если положить $Pr = 1$ и считать, что на участке канала, где проводятся измерения τ_w , справедлива аналогия Рейнольдса, то

$$\tau_w = \frac{q_0 u_\infty}{c_p (T_e - T_w)}. \quad (2.5)$$

Величина τ_w , рассчитанная по (2.5), для режима 2 имела значение 21,5 Н/м².

К числу принципиально важных результатов, обнаруженных при анализе экспериментальных данных, прежде всего, можно отнести измерения профилей скорости в пограничном слое, проведенные в сечении, отстоящем от входа на расстоянии $x/h = 8,5$. Они показали, что пограничные слои с противоположных стенок канала не смыкаются. Далее аппроксимацией этих профилей скорости степенной зависимостью $u/u_\infty = (y/h)^n$ обнаружено, что показатель n приближается к значению 1/7 для исследованных в опытах режимов течения. И, наконец, температуру торможения на оси потока в пределах точности эксперимента можно считать постоянной по всей длине канала. Все это дает возможность решить задачу о теплообмене при турбулентном течении газа в начальном участке канала. С этой целью был использован метод С. С. Кутателадзе и А. И. Леонтьева [100], предложенный для расчета трения и теплообмена при турбулентном течении газа в начальном участке цилиндрической трубы. Преимущество этого метода состоит в том, что он достаточно просто позволяет определить коэффициенты трения и теплообмена в широком диапазоне чисел Рейнольдса, Прандтля и Маха. В нашем случае решалась задача в приближении пограничного слоя для плоскопараллельного канала при использовании в качестве характерного размера гидравлического диаметра [96]. Полученное в расчетах изменение коэффициентов трения c_f и теплообмена St по длине канала показало, что основное соотношение аналогии Рейнольдса нарушается незначительно. Если ввести коэффициент пропорциональности $A = Pr^{-2/3}$, то аналогия Рейнольдса практически выполняется $St = 0,5 c_f A$. На рис. 2.31 показана зависимость $\lg St_n$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$, где St_n – число Стантона в «стандартных» условиях, а $Re_{\delta_{2T}}$ – число Рейнольдса по толщине потери энергии.

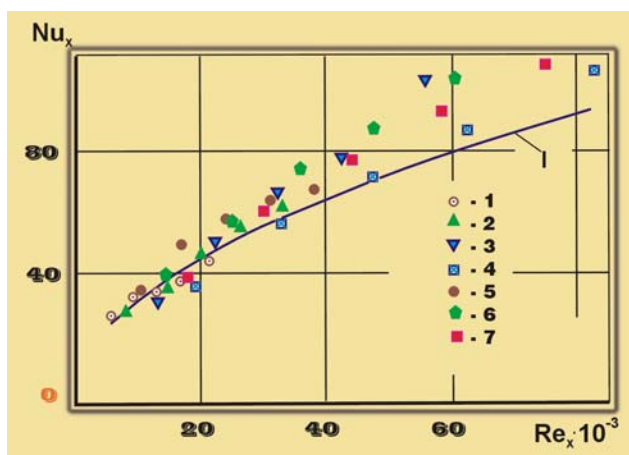


Рис. 2.30. Зависимость числа Nu_x от числа Re_x : точки – эксперимент, 1 – расчет по зависимости работы [98]; 1–7 режимы работы установки

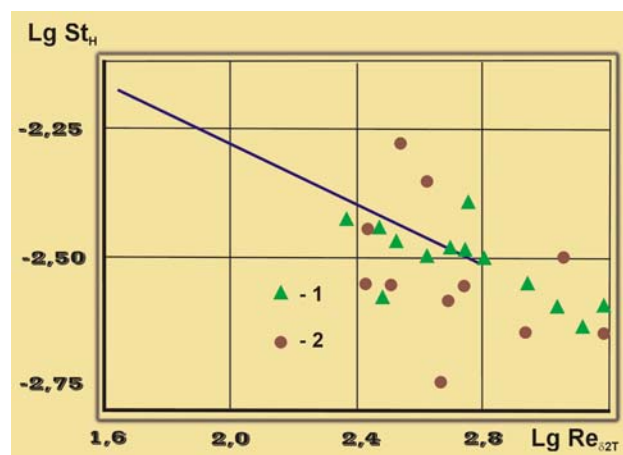


Рис. 2.31. Зависимость $\lg St_n$ от $\lg Re_{\delta_{2T}}$: прямая – расчет по методике [100]; 1 – эксперимент работы [101]; 2 – [102]

Для всех рассмотренных режимов работы значения St_n ложатся на одну прямую (все данные приведены к теплоизолированным условиям). Кроме того, эта прямая (точнее ее правая часть) проходит примерно посередине разброса экспериментальных данных [101, 102]. Такой результат свидетельствует об общности законов трения и теплообмена для течений в начальных участках каналов и обтекания плоской пластины.

Результаты расчетов теплообмена по методу работы [100] сравнивались с расчетами по методу, предложенному в работе [103]. Небольшое (порядка 8%) отличие чисел St , рассчитанных по различным методам, является следствием того, что малые градиенты давления не оказывают существенного влияния на закон теплообмена для рассматриваемого течения.

Таким образом, проведенные исследования дают возможность сделать вывод о том, что предложенные установки позволяют воспроизводить течения, достаточно близкие к условиям внешнего обтекания плоской пластины.

Сравнительные исследования моделей ТЗП показали, что напряжение трения при обтекании высокотемпературным газовым потоком зависит в основном от характера разрушения модели в процессе нагрева, состояния ее поверхности, времени эксперимента и уровня теплового воздействия (рис. 2.32, 2.33). Для повышения точности эксперимента лучше проводить сравнительные исследования с применением устройства, показанного на рис. 2.28. В качестве эталонной модели в зависимости от уровня теплового воздействия может служить кварцевая или графитовая пластины.

На рис. 2.32 видно, что напряжение трения при обтекании графитовой пластины остается практически постоянным в течение всего эксперимента. В то же время при испытаниях моделей на основе пенополиуретана, которые разрушаются в этих условиях нагрева, напряжение трения может как снижаться, так и возрастать в зависимости от времени нагрева. Так, например, для материала, в котором в начале выделяется большое количество газообразных продуктов разложения, происходит значительное снижение напряжения трения до тех пор, пока поверхностный слой материала не потеряет летучие компоненты (рис. 2.33). Затем, по мере снижения выделения газообразных продуктов, напряжение трения возрастает за счет увеличения шероховатости поверхности модели ТЗП.

Эти результаты подтверждаются численными расчетами, например [104, 105], которые показывают, что при высоких тепловых потоках вследствие интенсивного вдува газообразных продуктов абляции ТЗП следует ожидать снижение сопротивления трения на поверхностях головных частей летательных аппаратов.

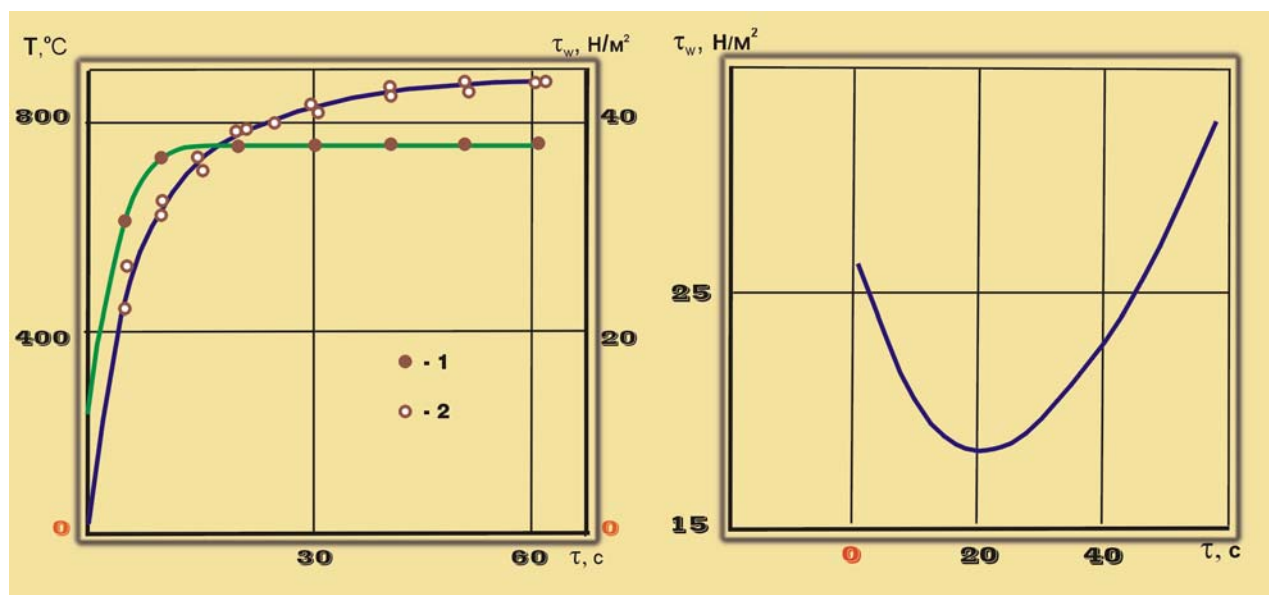


Рис. 2.32. Зависимость напряжения трения на поверхности графитовой пластины (1) и температуры газа на оси канала (2) от времени эксперимента

Рис. 2.33. Зависимость напряжения трения ТЗП на основе пенополиуретана с пропиткой поверхности летучей компонентой от времени нагрева

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРУШЕНИЯ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ В РАЗЛИЧНЫХ УСЛОВИЯХ НАГРЕВА

В предыдущей главе мы рассмотрели экспериментальную технику для исследования различных видов теплового воздействия на материал и тем самым на шаг приблизились к основной задаче – изучение процесса теплового разрушения твердого тела при взаимодействии с высокотемпературной средой. Однако для того, чтобы оценить и по возможности исключить влияние осложняющих факторов непосредственно на тепловое разрушение необходимо, во-первых, установить вид нагрева, который гарантирует чисто тепловое одностороннее воздействие на материал, а, во вторых, выбрать в качестве эталонного объекта материал, природа которого позволяет свести к минимуму влияние различных факторов на его тепловое разрушение.

3.1. Влияние окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока на скорость уноса теплозащитных материалов

На процесс разрушения одного из наиболее широко применяемых видов теплозащитных материалов – коксующихся ТЗМ, в высокотемпературном потоке воздуха оказывает влияние большое количество различных, взаимосвязанных факторов, основными из которых являются тепловое, окислительное и термомеханическое воздействие набегающего газового потока. Унос материала с поверхности может происходить в виде твердых частиц, газообразных продуктов и жидкой пленки расплава. Наиболее сильно окислительное и термомеханическое воздействия газового потока проявляются для коксующихся ТЗМ типа асботекстолита и углепластика, для которых уносом в виде жидкой пленки расплава можно пренебречь.

Унос материала в виде твердых частиц может происходить под влиянием как внутренних, так и касательных напряжений со стороны внешнего потока. Под воздействием поглощенного тепла начинается термическое разложение материала. В результате термодеструкции образуются газообразные продукты, при вдуве которых в пограничный слой снижается тепловой поток и касательные напряжения на поверхности. Однако эти же газообразные продукты повышают давление внутри коксового слоя, что вызывает внутренние напряжения, приводящие к растрескиванию углеродистого остатка [106]. Большие градиенты температур в поверхностном слое ТЗМ приводят к неравномерной степени термодеструкции, которая, в свою очередь, вызывает неравномерную по глубине усадку материала. Это является причиной возникновения растягивающих усадочных напряжений в подповерхностном слое термодеструктирующего ТЗМ [107].

Таким образом, даже при отсутствии касательных напряжений, что имеет место, например, при радиационном нагреве, может происходить отслаивание материала под воздействием термических, усадочных и внутренних напряжений, обусловленных давлением газов, образующихся внутри кокса. При наличии внешнего потока важную роль играют силы поверхностного трения, под воздействием которых чешуйки кокса могут срываться и уноситься с поверхности. Одновременное воздействие процессов окисления и сил трения со стороны набегающего потока газа может приводить к химикомеханическому выкрашиванию материала [2, 108, 109], которое, как правило, оценивается по разности между экспериментальным и расчетным значениями скорости уноса массы [106].

Унос массы коксующихся ТЗМ в высокотемпературном потоке воздуха происходит в виде газообразных продуктов, образующихся за счет окисления прококсированного слоя и термического разложения связующего. Сублимация становится существенной лишь при температурах поверхности выше 3000 К. Окисление может происходить не только под воздействием атмосферного кислорода, но и за счет кислорода, содержащегося в материале. При температурах поверхности более 2800 К с углеродом материала начинает взаимодействовать атомарный азот с образованием циана [110], что также приводит к уносу материала в газообразном состоянии.

Определение состава продуктов разрушения материала является весьма сложной задачей, и проводимые эксперименты не дают однозначного ответа о доле твердых частиц и газообразных про-

дуктов в суммарном уносе массы материала. В работе [109] при обдуве нагреваемого электрическим током графитового образца холодным потоком воздуха эрозионный унос определяли путем улавливания твердых частиц с помощью фильтра. В работах [111, 112] предлагается метод определения эрозионного уноса огнеупорных материалов на основе окиси магния. Разработан способ, основанный на определении геометрических размеров и унесенной массы отдельных кратеров с помощью рентгенографии и взвешивания [113]. Однако все перечисленные способы обладают существенными недостатками и имеют ограниченное применение.

Комплекс стендов и установок, созданный в ИПМ НАНУ, позволяет провести оценку окислительного и термомеханического воздействия высокотемпературного воздушного потока на коксующиеся ТЗМ путем сравнительных испытаний материалов в потоках воздуха, азота и при радиационном нагреве. Интересные результаты получены при испытаниях ТЗМ в дозвуковых и сверхзвуковых потоках воздушной плазмы, сверхзвуковой струе продуктов сгорания стенда ЖРД-2М, а также радиационном нагреве, когда при одинаковом тепловом воздействии избыточное давление торможения изменялось от 0 до $2,5 \cdot 10^5$ Па.

В литературе имеется ограниченное число работ по исследованиям влияния химического состава набегающего потока на поведение ТЗМ, например [28, 114]. В работе [28] было показано, что скорость уноса массы является функцией температуры поверхности материала независимо от способа подвода тепла – радиационного, конвективного или совместного. При радиационном нагреве в неподвижной среде могут выполняться условия, при которых блокируется воздействие атмосферного кислорода и материал разрушается в среде собственных газообразных продуктов абляции. В этих условиях можно считать, что для непрозрачных материалов скорость уноса массы зависит только от температуры поверхности материала и его свойств. При радиационном нагреве в условиях высокого вакуума окислительное воздействие внешней среды исключается полностью. Однако экспериментальные данные, полученные в таких условиях, из-за существенной зависимости температуры поверхности и физико-химических превращений от давления [2] трудно сравнивать с результатами испытаний в дозвуковых плазменных струях, в которых давление торможения близко к атмосферному. В свою очередь, на рис. 2.16 – 2.20 видно, что плавную регулировку теплового потока, энтальпии и давления торможения в широком диапазоне сравнительно просто можно обеспечить только в дозвуковых струях.

Проведение сравнительных испытаний образцов ТЗМ в потоке азота более предпочтительно, чем в каком-либо другом нейтральном газе. Хотя атомарный азот становится активным уже при температуре поверхности 2800 К, а его количество достигает одного процента при энтальпии 9000 кДж/кг, можно считать, что до значения энтальпии 14 000 кДж/кг концентрация атомарного азота в воздушной и азотной плазме почти равна [115]. Так как эксперименты показали, что, начиная с энтальпии торможения набегающего потока газа 9000 кДж/кг, температура поверхности исследованных материалов в потоках воздуха и азота отличалась незначительно, то унос массы с поверхности за счет образования циана в воздушной и азотной плазме должен быть примерно одинаков.

Из рис. 2.16 можно сделать вывод, что из всех рассмотренных плазмообразующих газов азотная плазма наиболее близка по своим параметрам воздушной плазме. На рис. 2.19, а показано, что изменение давления торможения в зависимости от расстояния до среза сопла электродугового подогревателя для азотной и воздушной плазмы одинаково, а энтальпия в азотной плазме выше не более, чем на 15% (рис. 2.20, а, б). Отсюда следует, что, сравнивая зависимости безразмерной скорости уноса массы с поверхности ТЗМ от энтальпии набегающего потока воздуха и азота, можно оценить окислительное воздействие потока воздушной плазмы.

На рис. 3.1 видно, что окислительное воздействие высокотемпературного потока воздуха увеличивает скорость уноса углепластика УСС-2 более чем в два раза (кривые 4). В то же время скорость уноса стеклопластика на эпоксидном связующем ТЗМКТ-8, на поверхности которого образуется небольшое количество углерода, к тому же защищенного расплавом стекла, в потоках воздуха и азота практически одинакова.

Начиная со значения энтальпии торможения примерно 9000 кДж/кг, безразмерная скорость уноса массы с поверхности $\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha / c_p)_0$ для углепластика и органика-6ТЗ остается почти постоянной до начала сублимационного режима разрушения. Согласно работ [2, 116] такой характер зависимостей соответствует диффузионному режиму разрушения. Расчетное значение скорости уноса массы углепластика в диффузионном режиме всего на 14% выше экспериментальных данных (кривые 4, 5). Расчет проводился по формуле, приведенной в работе [2]

$$(16/12)\varphi_c G_w = C_{o,e} \{(\alpha/c_p)_0 - \gamma[G_g + \varphi_c G_w]\}, \quad (3.1)$$

где φ_c – массовое содержание углерода в материале; $C_{o,e}$ – концентрация кислорода в набегающем потоке.

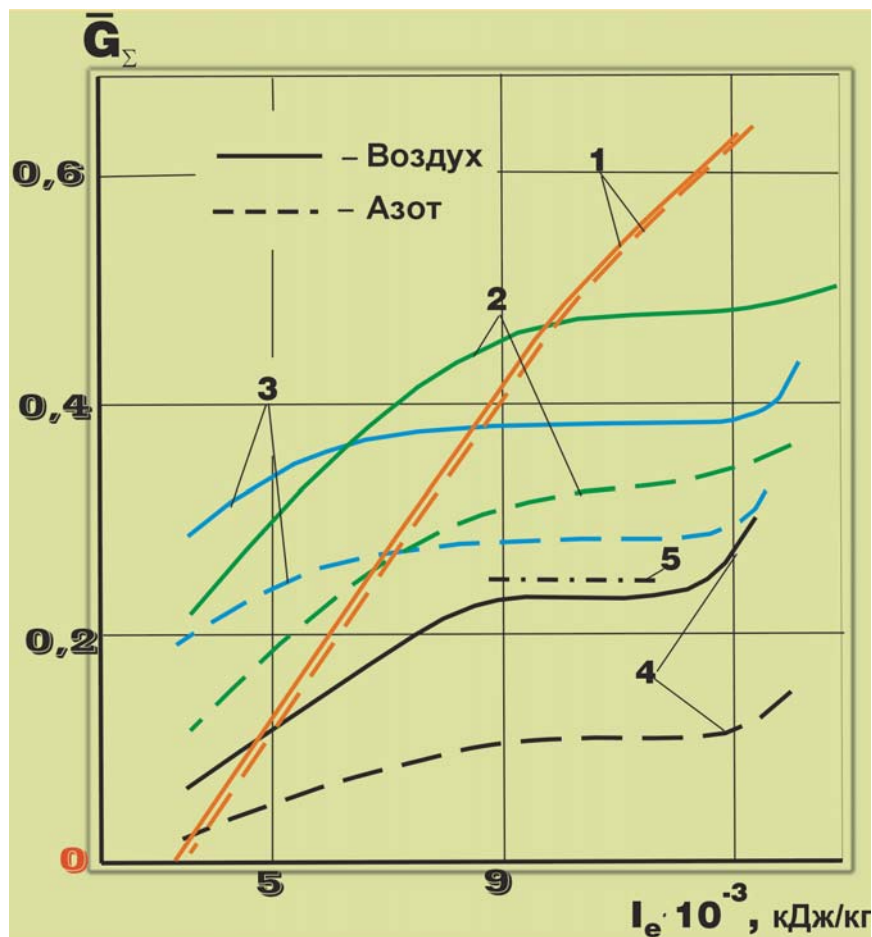


Рис. 3.1. Зависимость безразмерной скорости уноса массы ТЗМ от энтальпии торможения газового потока: 1 – стеклопластик на эпоксидном связующем ТЗМКТ-8; 2 – асботекстолит АП; 3 – органит-6ТЗ; 4 – углепластик УСС-2; 5 – расчет для углепластика в диффузионном режиме разрушения

Следует отметить, что в этом же диапазоне энтальпии торможения безразмерная скорость уноса массы в потоке азота также почти постоянна для всех ТЗМ, за исключением стеклопластика. В работах [28, 116] при исследовании образцов фенольного нейлона установлено, что скорость перемещения поверхности этого материала в потоке азота достигает постоянного значения. Результаты испытаний в потоке азота и при лучистом нагреве в вакууме ложатся на одну кривую. На основании этого факта делается вывод, что поток азота является инертным, по крайней мере, до температур 2750 К. Предполагается, что в инертной внешней среде скорость перемещения поверхности постоянна за счет усадки кокса.

Для большинства аблирующих материалов важными параметрами, определяющими разрушение, являются давление окружающей среды и температура поверхности. Изменение давления приводит к изменению температуры поверхности. Действительно, например, испытания образцов асботекстолита при одинаковом лучистом тепловом потоке 8400 кДж/кг показали, что в условиях атмосферного давления температура поверхности на 150 °С выше, чем для испытаний в вакууме, а скорость разрушения при радиационном нагреве в вакууме совпадает со скоростью разрушения при атмосферном давлении для того же значения температуры поверхности (рис. 3.2). Следовательно, сравнивая линейные скорости разрушения образцов в потоке азота и при радиационном нагреве в неподвижной среде, взятые при одинаковой температуре поверхности и атмосферном давлении, можно оценить термомеханическое воздействие газового потока, если выполняются следующие условия.

1. В окружающей среде и в материале кислород отсутствует.
2. При испытаниях в потоке азота и при радиационном нагреве в материале происходят одинаковые физико-химические превращения.

3.1. Влияние окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока на скорость уноса теплозащитных материалов

3. Температура поверхности материала не превышает 2800 К или концентрацией атомарного азота можно пренебречь.

4. Влияние избыточного давления в дозвуковом газовом потоке на протекание физико-химических превращений в материале и температуру поверхности незначительно.

5. В рассматриваемом диапазоне лучистых тепловых потоков материал является непрозрачным.

6. Разбухания образцов исследуемых материалов при радиационном нагреве не происходит.

Наиболее важными и трудновыполнимыми являются 1–3 условия. Учитывая, что в качестве плазмообразующего газа использовался технический азот, который может содержать до 2% примесей, гарантировать полное отсутствие кислорода в окружающей среде нельзя. Физико-химический анализ образцов асботекстолита, испытанных в потоке воздуха, азота и при радиационном нагреве, показал, что в результате реакции форстерита с углеродом материала в поверхностном слое образуется карбид кремния:



Было показано, что, например, при тепловом потоке $12\,600\text{ кВт/м}^2$ и времени нагрева 30 с при радиационном нагреве образуется 80% карбида кремния, при конвективном нагреве в потоке азота – 60%, в потоке воздуха – 40%. Однако в такой же пропорции изменяется и линейная скорость уноса при температуре поверхности, соответствующей этой плотности теплового потока (рис. 3.2). Замена воздушной плазмы на азотную плазму не приводит к появлению каких-либо новых физико-химических превращений в прококсованном слое асботекстолита во всем диапазоне рассмотренных параметров. Следовательно, можно предположить, что для всех видов нагрева физико-химические превращения в материале одинаковы, а полнота протекания химической реакции, главным образом, определяется скоростью уноса. От этого зависит длительность воздействия теплового потока на реагирующие компоненты материала.

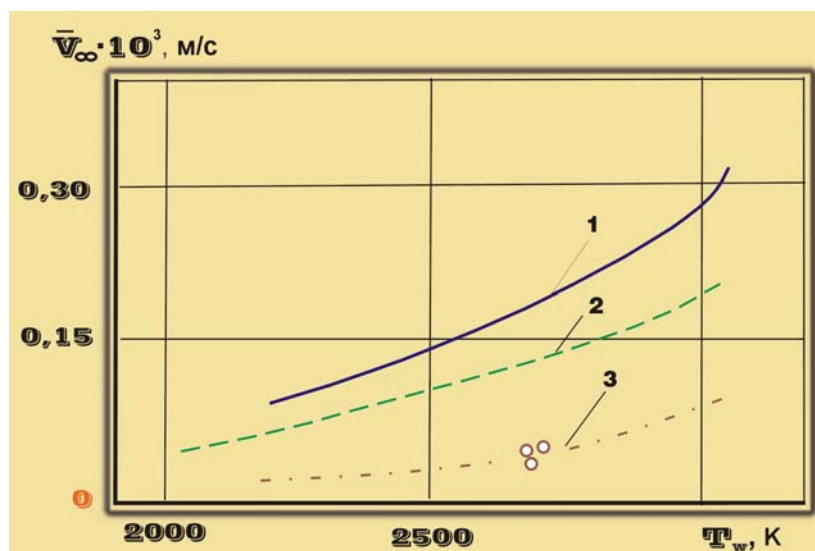


Рис. 3.2. Зависимость скорости уноса асботекстолита АП от температуры поверхности: 1 – воздух, 2 – азот, 3 – лучистый нагрев при атмосферном давлении, точки – лучистый нагрев в вакууме ($P \sim 10^3\text{ Па}$)

Максимальная температура поверхности исследуемых материалов в основном превышала 3000К, а концентрация атомарного азота при максимальном значении энтальпии $14\,000\text{ кДж/кг}$ могла достигать 15%, что значительно сужает диапазон, в котором можно оценить термомеханическое воздействие газового потока. Выполнение 4-го условия не вызывает сомнений, так как в дозвуковых плазменных струях давление торможения незначительно превышает атмосферное.

Согласно работе [107], стеклопластики при радиационном нагреве являются полупрозрачными материалами, поэтому для стеклопластика ТЗМКТ-8 не выполняется 5-е условие, а органо-волоконные и высоконаполненные каучуко-смоляные материалы разбухают при радиационном нагреве (6-е условие).

Таким образом, погрешности, связанные с определением температуры поверхности и скорости разрушения при радиационном нагреве и в потоке азота, а также содержание кислорода и атомарного азота в азотной плазме, приводят к тому, что ошибка в оценке термомеханического воздействия газового потока на асботекстолит может достигать 36 %.

Несмотря на значительную погрешность и сделанные ограничения, результаты, приведенные на рис. 3.2, дают качественную оценку термомеханического воздействия высокотемпературного газового потока на асботекстолит в рассмотренных условиях.

Оценка термомеханического уноса по результатам испытаний в дозвуковой струе азотной плазмы и при радиационном нагреве показала, что, несмотря на невысокий динамический напор, скорость разрушения асботекстолита за счет воздействия набегающего потока газа возрастала до 30%. Можно ожидать, что повышение динамического напора в сверхзвуковой плазменной струе приведет к еще большей доле уноса материала за счет термомеханического воздействия.

Для сравнительной оценки этого фактора образцы материалов испытывали, как в дозвуковой, так и сверхзвуковой струях воздушной плазмы. Условия испытаний обеспечивали примерное равенство тепловых потоков, энтальпии торможения и коэффициента теплообмена. Однако в сверхзвуковой струе при истечении в вакуумную камеру ($\sim 10^3$ Па) динамический напор в десять раз превышал напор дозвуковой струи. Но даже при таком подборе режимов испытаний нельзя однозначно связать изменение скорости разрушения ТЗМ только с влиянием термомеханического воздействия набегающего газового потока (табл. 3.1), так как снижение давления торможения привело к уменьшению температуры поверхности исследуемых материалов.

Таблица 3.1 – Параметры разрушения ТЗМ в воздушной плазме при различном давлении торможения ($q_k = 15\,000$ кВт/м²; $I_e = 15\,000$ кДж/кг; $(\alpha/c_p)_0 \approx 1,25$ кг/(м²·с))

Материал	Дозвуковая струя $P_{изб} = 3400$ Па			Сверхзвуковая струя $P_{изб} = 34\,000$ Па			Увеличение скорости уноса $\bar{V}_\infty$, %
	G_Σ , кг/(м ² ·с)	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	G_Σ , кг/(м ² ·с)	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	
Асботекстолит АП	0,51	0,33	3060	0,67	0,45	2850	37
Стеклопластик ТЗМКТ-8	0,75	0,45	2800	0,92	0,57	2550	23
Стеклопластик «С»	0,56	0,4	3020	0,71	0,46	2815	28
Органоволокнит Органит-6ТЗ	0,4	0,28	3420	0,58	0,43	3170	46
Углеметаллопластик УМП-1	0,36	0,18	3480	0,44	0,26	3290	23

Тем не менее, из таблицы можно сделать вывод, что при одинаковых тепловых параметрах плазменной струи увеличение динамического напора в 10 раз (несмотря на снижение температуры поверхности) значительно повышает скорость уноса ТЗМ. Наилучшей термомеханической стойкостью обладают стеклопластик на эпоксидном связующем ТЗМКТ-8 и углеметаллопластик УМП-1. Термомеханическая стойкость асботекстолита АП и органита 6ТЗ в 1,5–2 раза ниже, чем стеклопластика ТЗМКТ-8.

На рис. 3.3 показано изменение массовой скорости уноса и глубины коксования этих материалов в зависимости от логарифма избыточного давления торможения при почти постоянном calorиметрическом тепловом потоке 14 000–15 000 кВт/м². Данные приведены для четырех различных условий испытаний: радиационный нагрев в неподвижной среде, конвективный нагрев в дозвуковой и сверхзвуковой плазме и в продуктах сгорания топлива керосин-кислород при коэффициенте избытка окислителя $\alpha = 1,2$ и энтальпии торможения $I_e = 4700$ кДж/кг (стенд ЖРД-2М). Избыточное давление торможения при нагреве в дозвуковой воздушной плазме было равно 3400 Па, в сверхзвуковой – 34 000 Па и в струе продуктов сгорания стенда ЖРД-2М – $2,4 \cdot 10^5$ Па.

На рисунке видно, что скорость уноса органита-6ТЗ (точки 4) возрастает пропорционально $\lg(P_{изб})$ и почти не зависит от других параметров, характеризующих различные виды нагрева. Для асботекстолита наблюдается резкое увеличение скорости разрушения, особенно в диапазоне избыточного давления $(3,4\text{--}24) \cdot 10^4$ Па (точки 3). Скорость разрушения стеклопластиков остается почти постоянной. Однако некоторое уменьшение скорости уноса стеклопластика ТЗМКТ-8 в условиях

3.1. Влияние окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока на скорость уноса теплозащитных материалов

стенда ЖРД-2М показывает, что для этого материала влияние температуры поверхности более существенно, чем давления. Температура поверхности в условиях стенда ЖРД-2М была на 250 К ниже, чем при испытаниях в сверхзвуковой плазме при пониженном давлении.

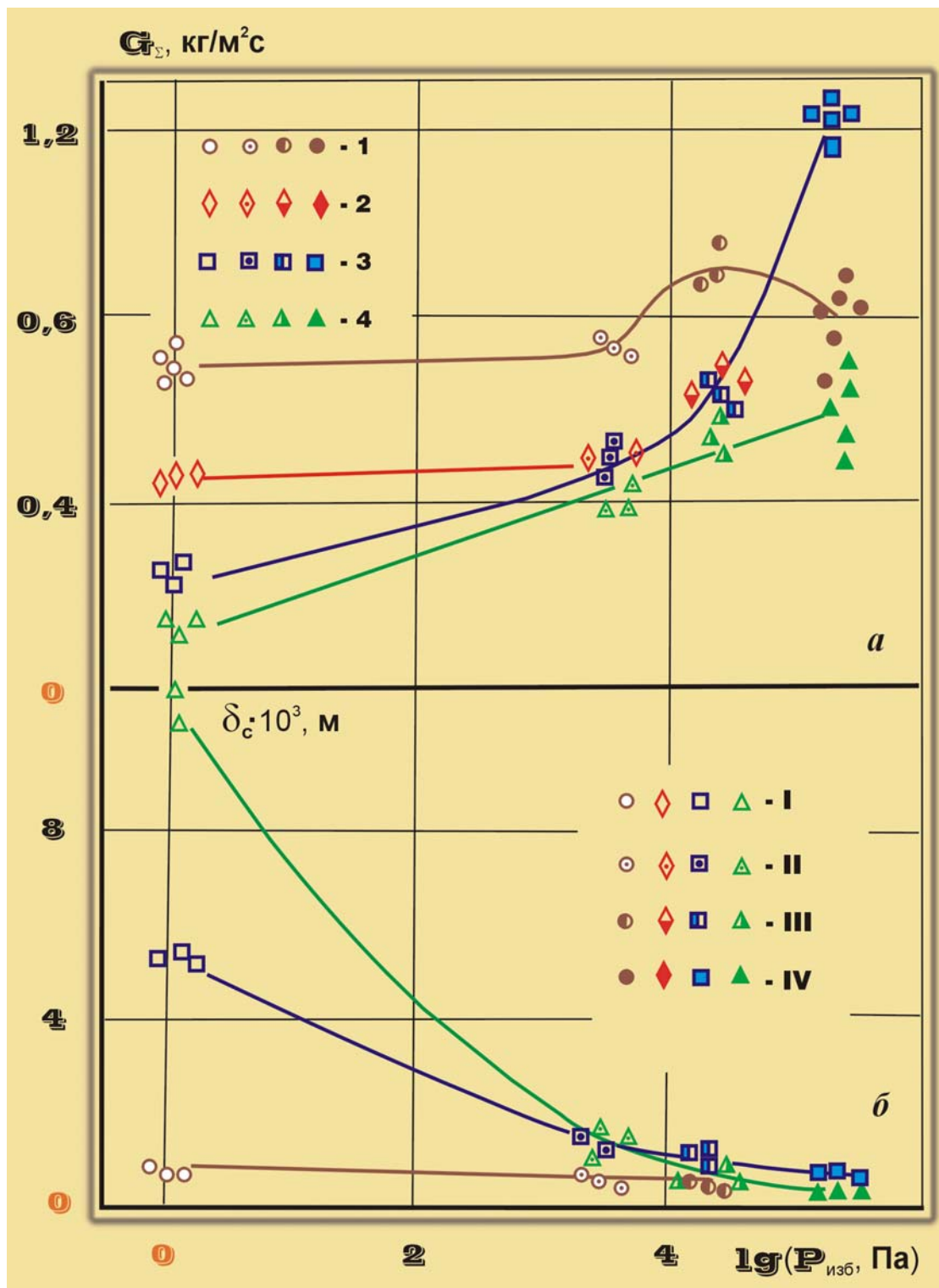


Рис. 3.3. Влияние избыточного давления торможения на скорость уноса массы ТЗМ (а) и толщину прококсованного слоя (б) при постоянном тепловом потоке ($q_k \approx 15\,000 \text{ кВт/м}^2$): 1 – стеклопластик ТЗМКТ-8, 2 – стеклопластик "С", 3 – асботекстолит АП, 4 – органит-6ТЗ; I – лучистый нагрев, II – дозвуковая воздушная плазма, III – сверхзвуковая воздушная плазма, IV – стенд ЖРД-2М

В работе [110] указывается, что основными параметрами, определяющими интенсивность теплообмена, являются энтальпия и давление торможения. Сравнивая зависимости глубины коксования от избыточного давления (рис. 3.3, б) можно также прийти к выводу о различном влиянии этих параметров на разрушение ТЗМ. Если для асботекстолита и органита-6ТЗ в рассмотренных условиях определяющим является давление торможения (диффузионный режим разрушения [116]), то для стеклопластика ТЗМКТ-8 – энтальпия торможения.

3.2. Влияние лучистой составляющей теплового потока на характеристики разрушения ТЗМ различных классов

В реальных условиях работы ТЗМ высокие значения лучистых тепловых потоков реализуются только совместно с конвективным нагревом. Поэтому исследование работоспособности материалов при совместном радиационно-конвективном нагреве имеет важное практическое значение.

Первая серия экспериментов проводилась при постоянном суммарном калориметрическом тепловом потоке $12\ 600\ \text{кВт/м}^2$, при этом отношение конвективной и лучистой составляющих изменялось, как 0/1,26; 0,42/0,84; 0,84/0,42 и 1,26/0. Аналогичные испытания были проведены в работе [28] для фенольного нейлона, но в этом случае суммарный тепловой поток был в два раза ниже.

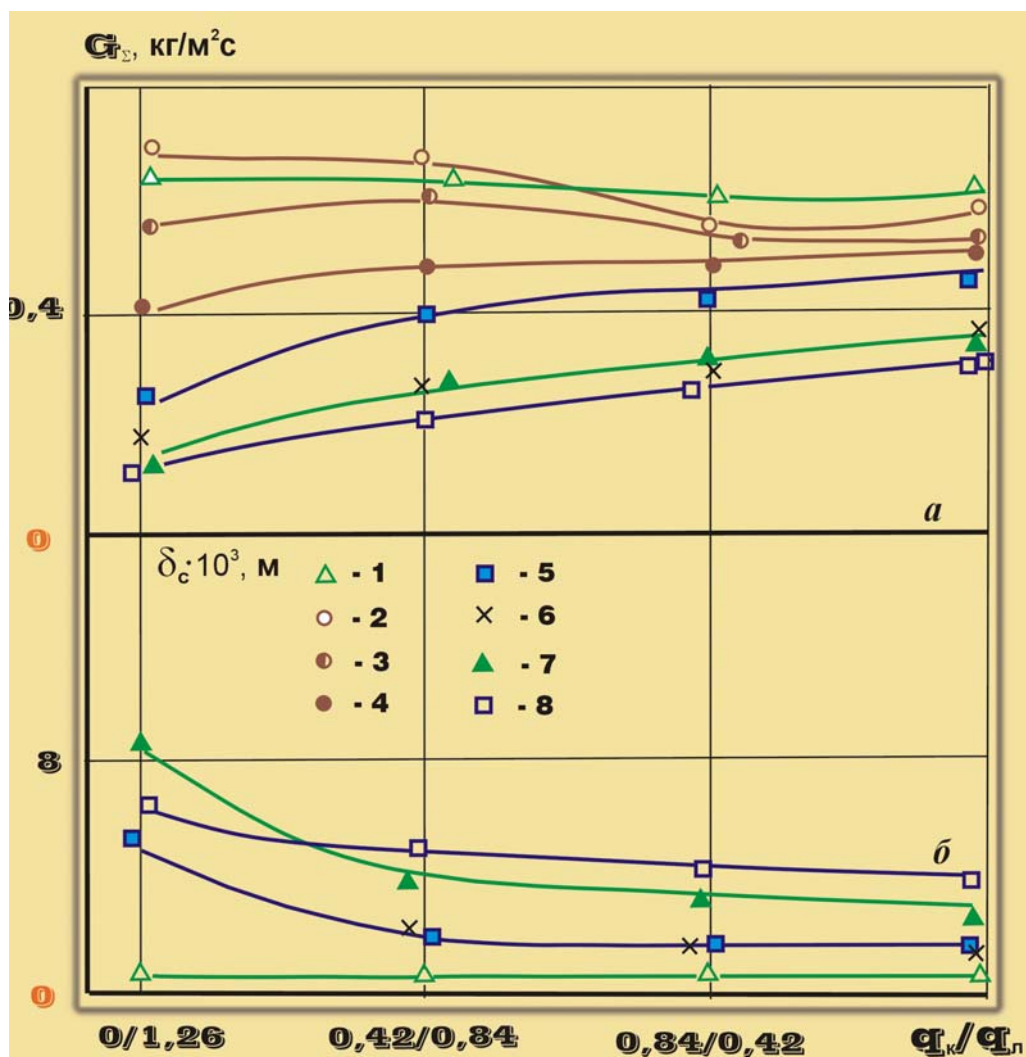


Рис. 3.4. Скорость разрушения ТЗМ в зависимости от доли конвективной и лучистой составляющих при постоянном суммарном тепловом потоке ($q_{\Sigma} = 12\ 600\ \text{кВт/м}^2$): 1 – стеклопластик ТЗМКТ-8; 2, 3, 4 – стеклопластики "А", "В", "С"; 5 – асботекстолит АП; 6 – органоволокнит на эпоксидном связующем (органит-6ТЗ); 7 – органоволокнит на фенолфталеиновом связующем; 8 – углепластик УСС-2

На рис. 3.4 показаны характеристики разрушения образцов ТЗМ при постоянной плотности суммарного теплового потока. Точка на рисунке соответствует среднему значению, полученному в результате испытаний трех–пяти образцов. В дополнение к ранее исследовавшимся материалам, в этих условиях испытывали образцы модельных стеклопластиков на основе кремнеземной ткани КТ-11, содержащие различное количество фенольной смолы. Стеклопластик "А" содержал 34% смолы (точки 2); "В" – 47% (точки 3); "С" – 56% (точки 4).

На рисунке видно, что скорость уноса стеклопластиков "А" и "В" в пределах точности эксперимента совпадает со скоростью уноса стеклопластика на эпоксидном связующем ТЗМКТ-8 (точки 1). Увеличение конвективной составляющей теплового потока практически не оказывает никакого влияния на характер разрушения этих материалов. Некоторое снижение скорости уноса при отношениях $q_n/q_k = 0,42/0,84$; $0,84/0,42$ связано сильной зависимостью скорости разрушения стеклопластиков от температуры поверхности, которая в этих случаях была ниже на 150–200 К. Такое снижение температуры поверхности вызвано тем, что при постоянном суммарном тепловом потоке эффективная температура совместного нагрева ниже, так как постоянная плотность суммарного потока в этом случае может быть выдержана только за счет снижения энтальпии набегающего потока газа и температуры источника радиационного нагрева. Это и приводит к уменьшению температур поверхности образцов. Для материалов, которые разрушаются практически без образования жидкой пленки (стеклопластик "С" относится к таким материалам), небольшое изменение температуры поверхности практически не влияет на скорость уноса. Повышение содержания массовой доли фенольной смолы в стеклопластике (более половины состава материала – материал "С") приводит к уменьшению скорости разрушения. Хотя возрастание конвективной составляющей в таких условиях можно рассматривать как повышение окислительного и термомеханического воздействия на материал, для образцов на основе стеклоткани это не оказывает влияния на скорость разрушения.

Следовательно, для стеклопластиков, в которых массовая доля смолы не превышает 2/3, скорость уноса в рассматриваемом диапазоне термогазодинамических параметров не зависит от окислительного и термомеханического воздействия конвективной составляющей нагрева, а определяется только величиной суммарного теплового потока и составом материала.

Скорость разрушения асботекстолита АП (точки 5), органоолокнитов (точки 6, 7) и углепластика УСС-2 (точки 8) ниже, чем для стеклопластиков. Однако эти материалы более чувствительны к окислительному и термомеханическому воздействию потока воздуха. Массовая скорость уноса органоолокнитов близка к скорости уноса углепластика. В то же время линейная скорость уноса органита-6ТЗ выше на 35% скорости уноса углепластика, что объясняется более низкой термомеханической стойкостью этого материала. При увеличении конвективной составляющей теплового потока глубина коксования органоолокнитов и углепластика несколько уменьшается, а стеклопластика ТЗМКТ-8 остается постоянной. Очевидно, полученные в этих экспериментах зависимости подобны кривым, приведенным на рис. 3.3, хотя условия проведения испытаний принципиально отличаются.

Во второй серии экспериментов исследовались каучуко-смоляные материалы (Р-864 и 51-2087), показавшие лучшие характеристики при радиационном и конвективном нагреве. Учитывая, что эти материалы могут применяться в качестве внутренней тепловой защиты ракетных двигателей твердого топлива (РДТТ), конвективная составляющая теплового потока обеспечивалась за счет нагрева азотной плазмой. Испытания проводились при суммарной плотности теплового потока 6300 кВт/м^2 , а отношение q_n/q_k изменялось как $0/0,63$; $0,21/0,42$; $0,42/0,21$ и $0,63/0$. На рис. 3.5 показаны характеристики разрушения материалов при длительности нагрева 60 с. Для материалов, работающих в качестве тепловой защиты РДТТ, наиболее важным параметром является глубина пиролиза (суммарная толщина прогретого и унесенного слоев), поэтому на рис. 3.5, б показан линейный унос, а на рис. 3.5, в – глубина коксования. Если не принимать во внимание большой разброс экспериментальных данных для образцов материала 51-2087, связанный с очень неравномерным послойным разрушением, то можно считать, что массовая скорость уноса обоих материалов почти совпадает для всех режимов испытаний. При увеличении конвективной составляющей теплового потока скорость уноса возрастает, что свидетельствует о термомеханическом влиянии потока азота на материал.

Следует отметить, что зависимости массовой скорости уноса при наличии конвективной составляющей теплового потока от времени испытаний не обнаружено (эксперименты проводились при длительности нагрева 15, 30 и 60 с). Это позволяет считать процесс разрушения квазистационарным, по крайней мере, начиная с отношения $q_n/q_k = 0,42/0,21$ и времени нагрева 30 с.

В результате расчетно-экспериментальных исследований было установлено, что при плотностях лучистого теплового потока $8400\text{--}13\,000\text{ кВт/м}^2$ за счет интенсивного вдува продуктов разрушения материалов начинается блокировка конвективного теплового потока [2, 118]. Учитывая возможности установки РПУ-1 и считая, что определенный интерес представляет проверка этого вывода и в широком диапазоне изменения конвективного теплового потока серия экспериментов проводилась при постоянном лучистом тепловом потоке и изменении плотности конвективного потока от 0 до $23\,000\text{ кВт/м}^2$. Увеличение теплового потока свыше $10\,000\text{ кВт/м}^2$ производилось только за счет роста коэффициента теплообмена, связанного с повышением давления набегающего потока газа при постоянной энтальпии.

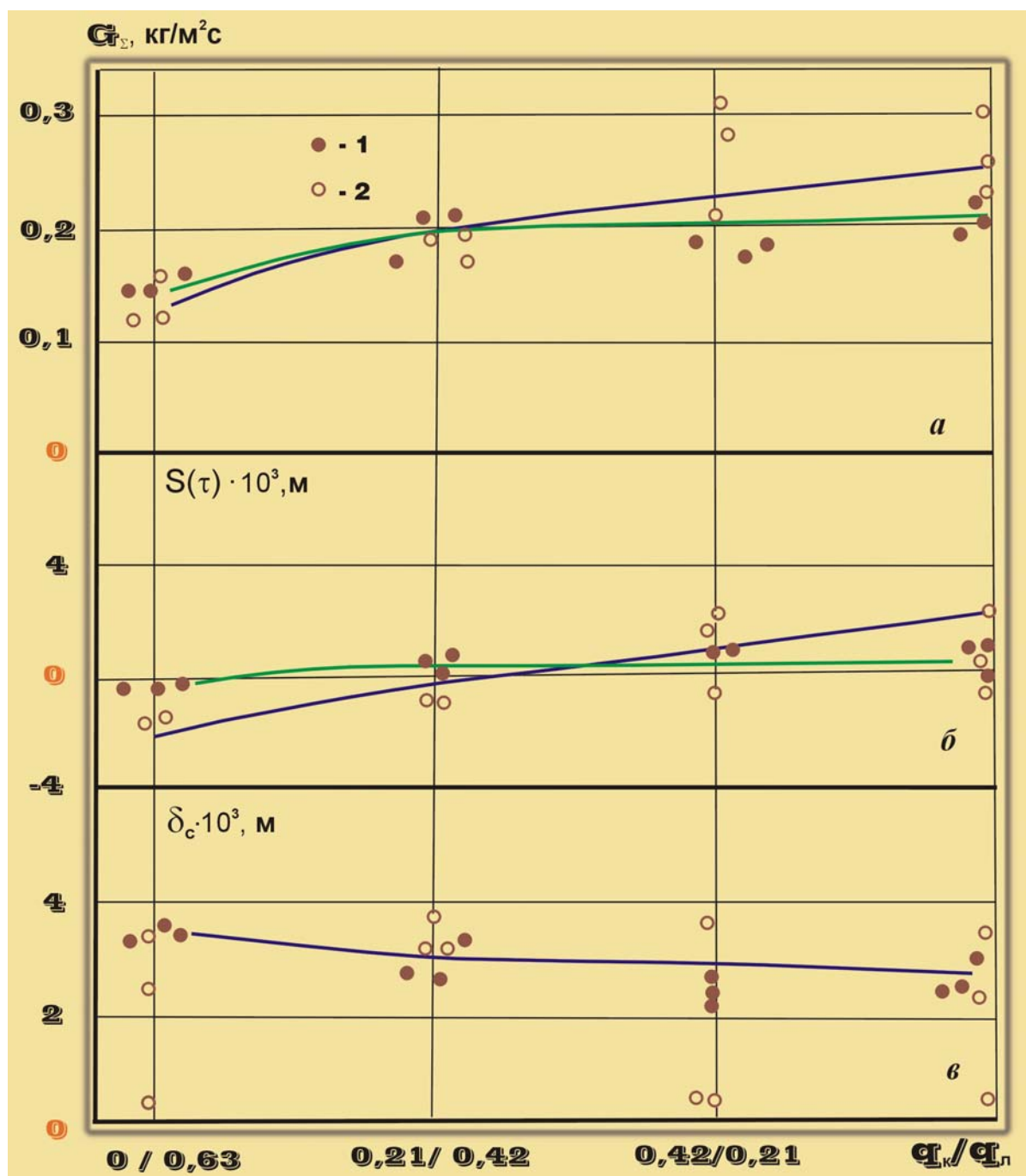


Рис. 3.5. Параметры разрушения высоконаполненных каучуко-смоляных материалов Р-864 и 51-2087 в зависимости от доли конвективной и лучистой составляющих при постоянной плотности суммарного теплового потока ($q_{\Sigma} = 6300\text{ кВт/м}^2$, $\tau = 60\text{ с}$): 1 – Р-864; 2 – 51-2087

На рис. 3.6 видно, что скорость уноса образцов асботекстолита возрастает пропорционально как конвективному, так и лучистому тепловому потоку, хотя, начиная с плотности теплового потока $10\,000\text{ кВт/м}^2$, температура поверхности практически не меняется. Исследование асботекстолита при лучистом тепловом потоке, равном 0; 6300 и $10\,500\text{ кВт/м}^2$, показало, что во всех случаях скорость разрушения возрастает пропорционально росту конвективной составляющей, т. е. блокировка конвективного теплового потока в этих условиях не наблюдается. Этот факт подтверждает также изменение температуры поверхности образцов (рис. 3.7). Увеличение энтальпии набегающего потока газа приводит к повышению температуры поверхности. Однако снижение давления окружающей среды (испытания в вакуумной камере) привело к уменьшению скорости уноса при совместном нагреве по сравнению с суммарным уносом при раздельных испытаниях в условиях радиационного и конвективного нагрева даже при уровне лучистого потока 8400 кВт/м^2 , что подтверждает выводы работ [2, 118].

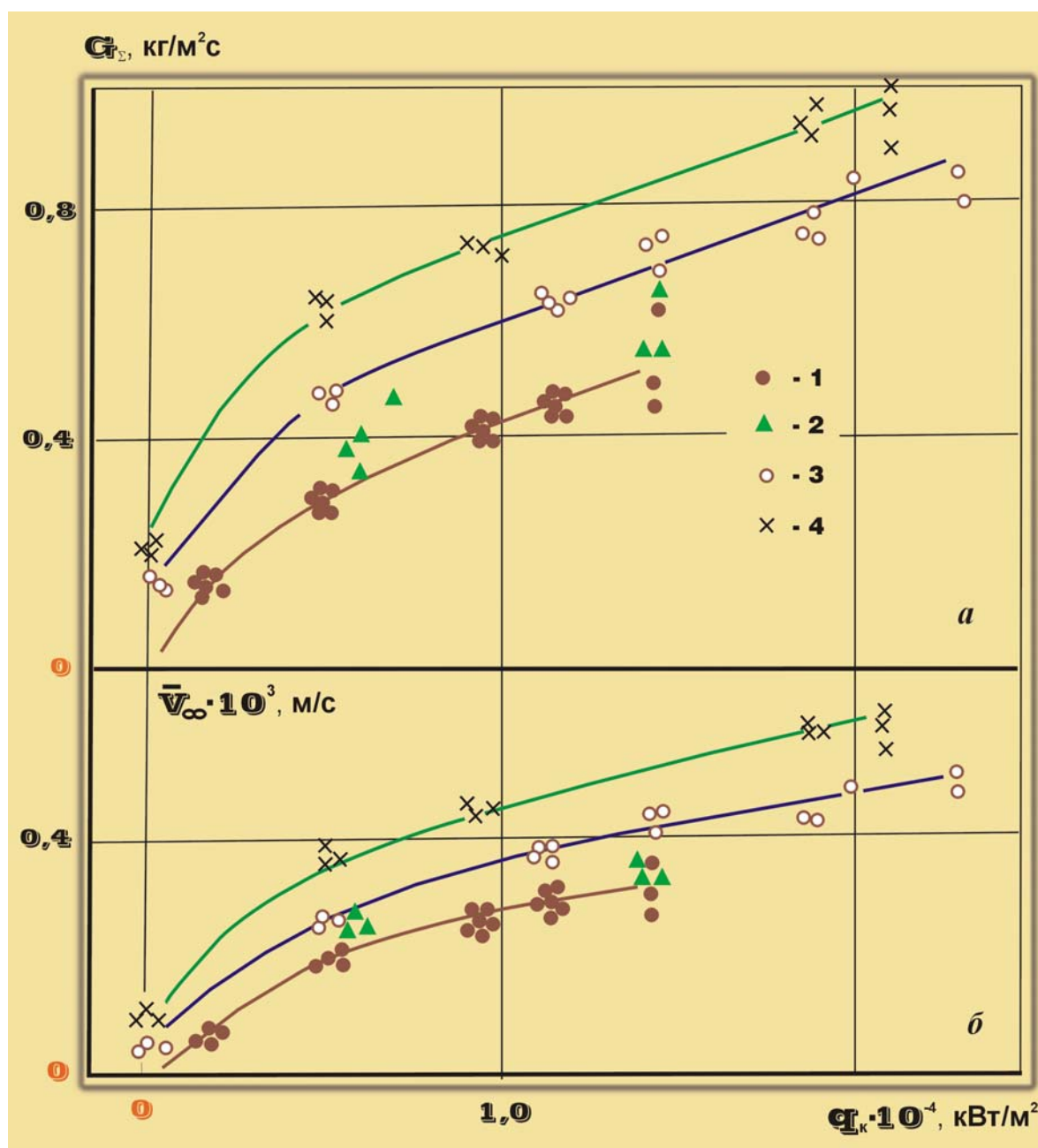


Рис. 3.6. Массовая (а) и линейная (б) скорости уноса асботекстолита АП при совместном нагреве в зависимости от конвективного теплового потока: 1 – конвективный нагрев; 2–4 – совместный нагрев, $q_k = 4200, 6300, 10\,500\text{ кВт/м}^2$

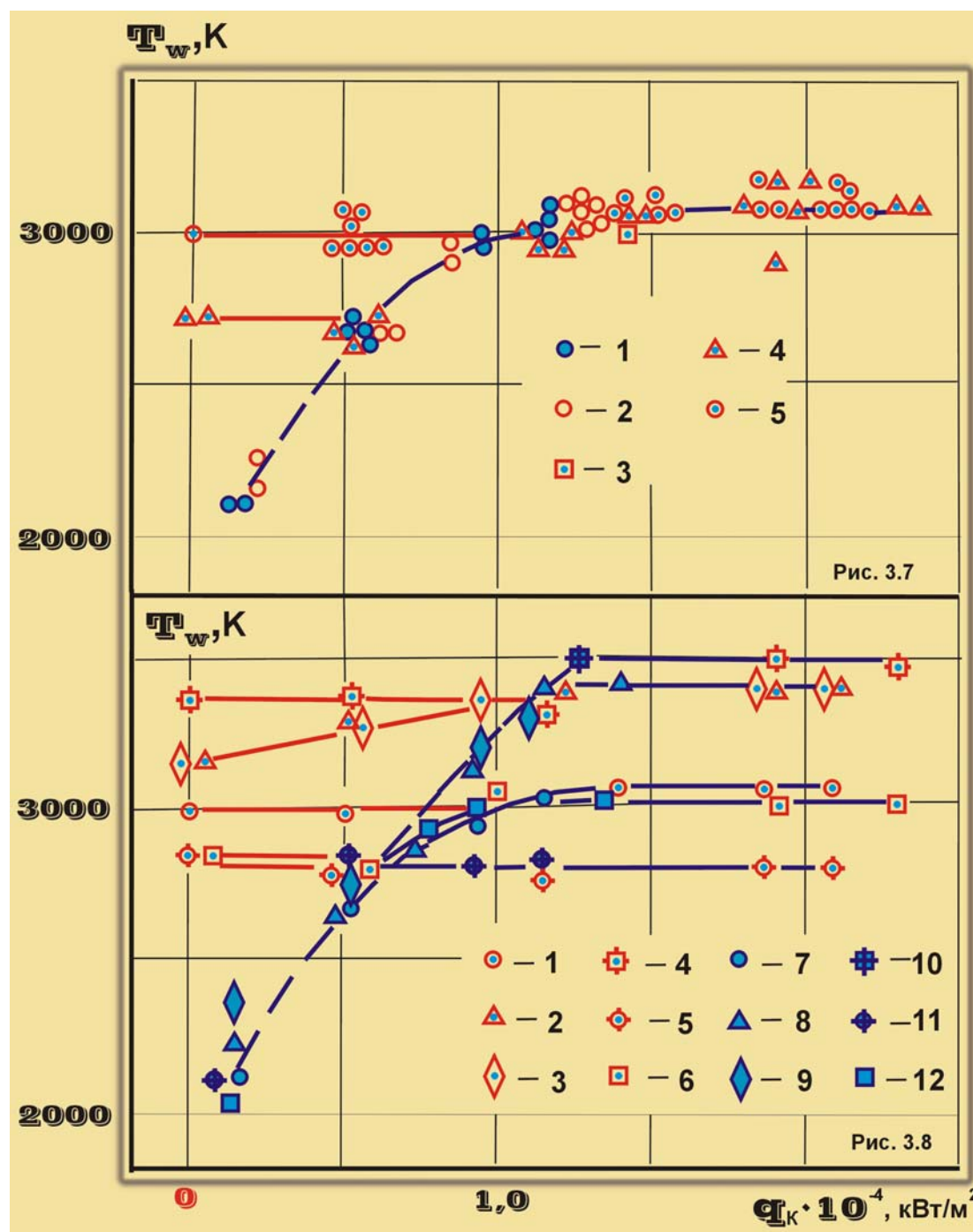


Рис. 3.7. Зависимость температуры поверхности асботекстолита АП при радиационно-конвективном нагреве: 1 – конвективный нагрев; 2 – лучистый нагрев; 3–5 – совместный нагрев ($q_{\text{л}} = 4200, 6300, 10\,500$ кВт/м²)

Рис. 3.8. То же для коксующихся ТЗМ: черные точки – конвективный нагрев, светлые точки – совместный нагрев при $q_{\text{л}} = 10\,500$ кВт/м²; 1, 7 – асботекстолит АП; 2, 8 – органоволокнит на эпоксидном связующем (органо-нит-бТЗ); 3, 9 – органоволокнит на фенол-фталеиновом связующем (ФФМ); 4, 10 – углеметаллопластик (УМП-1); 5, 11 – стеклопластик ТЗМКТ-8; 6, 12 – стеклопластик С"

Интересно отметить характер изменения температуры поверхности образцов асботекстолита в зависимости от величины и соотношения конвективных и лучистых тепловых потоков (рис. 3.7). До тех пор, пока плотность лучистого теплового потока больше конвективного, температура поверхности равна температуре при чисто лучистом нагреве.

С момента, когда плотность конвективного теплового потока становится больше лучистого, температура поверхности зависит только от энтальпии набегающего потока и равна температуре поверхности при конвективном нагреве (точки 1). Такой же результат получен при испытаниях образцов ТЗМ других классов (рис. 3.8).

Этот вывод является очень важным, так как позволил (см. раздел 4.6) предложить метод определения степени черноты и температуры поверхности материалов при совместном радиационно-конвективном нагреве для условий, когда конвективная составляющая теплового потока превышает лучистую [119].

3.3. Влияние плотности теплозащитного материала на зависимость массовой скорости уноса от условий нагрева

Важнейшей особенностью работы аблирующих теплозащитных материалов является саморегулирование расхода потребной массы охладителя в зависимости от интенсивности теплообмена. Отсюда следует, что при одной и той же тепловой нагрузке и близких свойствах унос массы материала не должен сильно зависеть от его плотности, если при этом не увеличивается доля материала, уносимого в виде твердых частиц и жидкой пленки расплава. На рис. 3.9 показаны результаты численных расчетов по модели оплавления кварцевого стекла, приведенные в работе [2], которые показывают, что при изменении плотности материала на 40% унос массы во всем рассмотренном диапазоне давлений изменяется менее чем на 10%. Экспериментальная проверка этого вывода представляет значительный практический интерес, так как изменение плотности материала, как правило, приводит к снижению коэффициента теплопроводности, т. е. появляется возможность снижения веса теплозащитного покрытия.

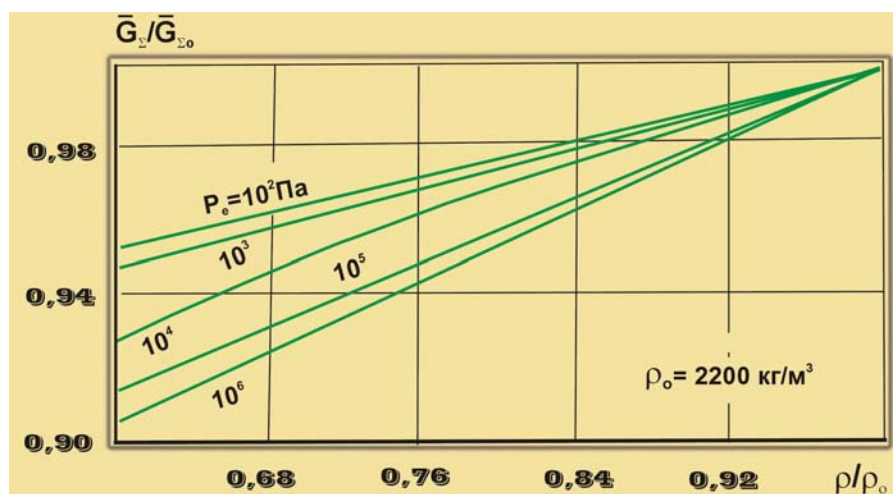


Рис. 3.9. Зависимость скорости уноса массы кварцевого стекла от плотности [2].

На рис. 3.10 представлены характеристики разрушения углеметаллопластика УМП-1 (точки 1), асботекстолита АП (точки 2), стеклопластиков "С" и ТЗМКТ-8 (точки 3, 4), органоволоконитов на эпоксидном (органит 6ТЗ) и фенолфталеиновом связующих (точки 5, 6), испытанных при постоянной плотности лучистого потока $10\,500 \text{ кВт/м}^2$ и изменении конвективного потока от 0 до $23\,000 \text{ кВт/м}^2$.

На рисунке видно, что, чем ниже температура поверхности материала, тем выше массовая скорость уноса. В зависимости от массовой скорости уноса и температуры поверхности (рис. 3.8, 3.10), все испытанные материалы можно разбить на три группы. Наибольшую скорость разрушения имеет стеклопластик ТЗМКТ-8, температура поверхности которого не превышала 2800 К . Асботекстолит АП и стеклопластик "С" образуют вторую группу материалов с температурой поверхности порядка 3000 К . Наконец, к третьей группе относятся органоволокониты и углеметаллопластик ($T_w = 3450 \text{ К}$). Так как плотность органоволоконита на фенолфталеиновом связующем равна 1000 кг/м^3 , органита 6ТЗ – 1290 кг/м^3 , а углеметаллопластика УМП-1 – 1700 кг/м^3 , то отсюда следует, что массовая скорость уноса для одной и той же температуры поверхности почти не зависит от плотности образцов. Повидимому, свойства материала отражаются на скорости уноса массы при тепловом разрушении лишь в той степени, в какой они определяют температуру поверхности, т. е. влияют на тепловой баланс.

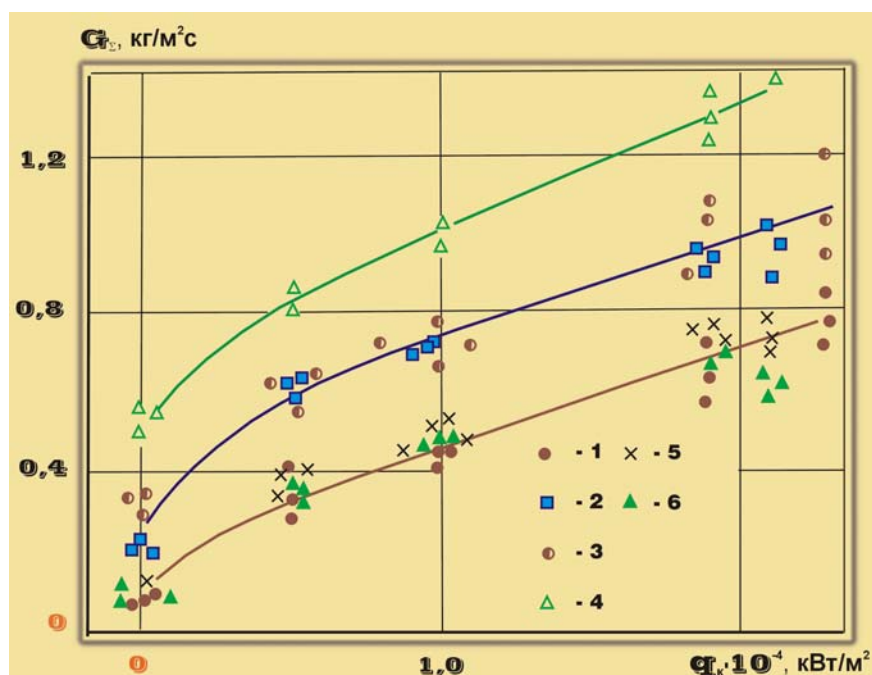


Рис. 3.10. Скорость уноса массы ТЗМ в зависимости от конвективного теплового потока при постоянном лучистом воздействии $10\,500\text{ кВт/м}^2$:

1 – углеметаллопластик УМП-1,
2 – асботекстолит АП,
3 – стеклопластик "С",
4 – стеклопластик ТЗМКТ-8,
5 – органит-6ТЗ,
6 – органоволокнит на связующем ФФМ

Для проверки влияния пористости на скорость уноса массы в условиях стенда ЖРД-2М были изготовлены образцы кварцевой стеклокерамики из тонкодисперсного порошка кварца методом шликерного литья. Пористость образцов изменялась от 0 до 12,5%. Диаметр образцов составлял $25 \cdot 10^{-3}$ м, а высота – $50 \cdot 10^{-3}$ м. Испытания проводились при коэффициенте избытка окислителя 1,2; тепловом потоке $14\,700\text{ кВт/м}^2$; энтальпии торможения 4700 кДж/кг и давлении торможения $2,4 \cdot 10^5\text{ Па}$.

Анализ полученных результатов показал, что изменение пористости в указанном диапазоне очень слабо влияет на температуру поверхности и массовую скорость уноса. Температура поверхности во всех случаях была приблизительно равна 2500 К .

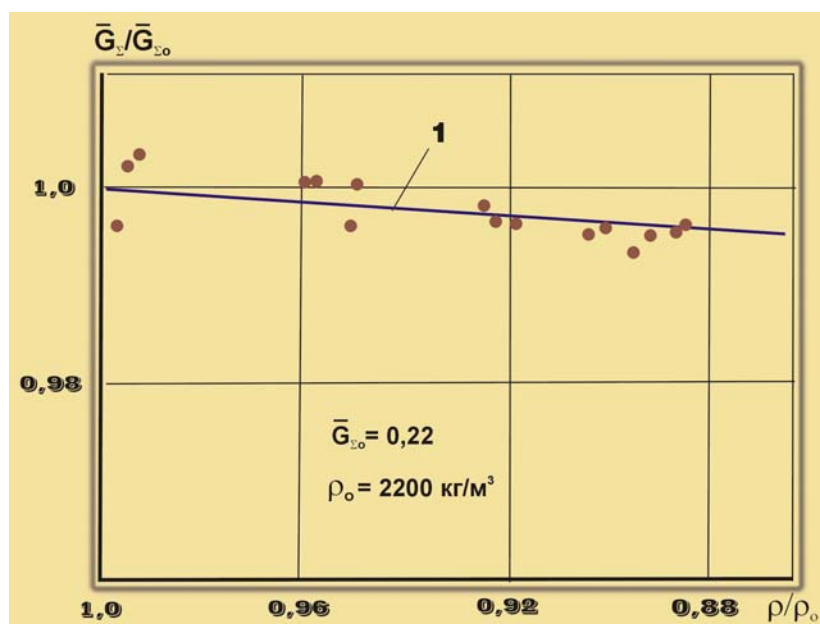


Рис. 3.11. Влияние плотности на скорость разрушения кварцевой стеклокерамики: 1 – расчет [2]; точки – эксперимент на стенде ЖРД-2М при $q_k = 14\,700\text{ кВт/м}^2$

На рис. 3.11 видно, что экспериментальные данные зависимости уноса массы от плотности материала хорошо согласуются с расчетом по модели оплавления кварцевого стекла [2].

С целью проверки влияния плотности на массовую скорость уноса при повышенных тепловых потоках были проведены испытания образцов графитов различных марок на установке ПУ-50Д (табл. 2.1, п. 2), представляющей собой плазмотрон прямого действия, в котором вторым электродом является поверхность электропроводящей модели [36].

3.4. Влияние технологии изготовления теплозащитного материала на скорость разрушения на примере асбо,- стекло,- углепластиков

Изменение теплового потока в зависимости от расстояния между выходным сечением сопла и поверхностью образца представлено на рис. 2.17. Эксперименты проводились при тепловом потоке $3,4 \cdot 10^5$ кВт/м². Результаты представлены в табл. 3.2.

Из таблицы следует, что несмотря на значительное отличие плотности графитов различных марок (до 30%), их средние скорости уноса согласуются между собой с хорошей точностью.

Таким образом вывод о слабом влиянии плотности кварцевого стекла на скорость уноса массы, полученный по результатам численных расчетов в работе [2], экспериментально подтвержден для ТЗМ различных классов в широком диапазоне условий нагрева.

Таблица 3.2 – Влияние плотности графита на массовую скорость уноса в условиях установки ПУ-50Д при тепловом потоке $3,4 \cdot 10^5$ кВт/м²

Материал	МПГ-8	ЭГ-О	В-2-1
Плотность, кг/м ³	1780	1540	1960
*)Скорость уноса массы, кг/(м ² ·с)	1,5	1,5	1,4

*) В таблице приведены средние значения скорости уноса, полученные по 4–5 образцам.

3.4. Влияние технологии изготовления теплозащитного материала на скорость разрушения на примере асбо,- стекло,- углепластиков

В предыдущем разделе было доказано, что при одной и той же тепловой нагрузке и близких свойствах унос массы материала практически не зависит от его плотности. Однако такой вывод справедлив только в том случае, если при этом не увеличивается доля материала, уносимого в виде твердых частиц. Как правило, плотность материала при одном и том же составе значительно зависит от технологии его изготовления. Уменьшение плотности, а также снижение прочности материала может сильно повлиять на его термомеханическую стойкость, особенно в условиях повышенных давлений и двухфазных газовых потоках. При испытаниях углеродных ТЗМ в условиях повышенных давлений торможения было показано, что прочность наполнителя или недостаточная адгезия полимеров с углеродом могут сильно повлиять на скорость уноса материала. Например, при прочих равных условиях только замена связующего в углепластике может привести к уменьшению скорости уноса на 30–40%.

Исследования асбо- и стеклопластиков проводились в условиях стенда ЖРД-2М. Для выбранного режима работы стенда (давление в камере сгорания $P_{к.с.} = 4 \cdot 10^5$ Па; температура в камере сгорания $T_{к.с.} = 3500$ К, коэффициент избытка окислителя $\alpha = 1,2$) термогазодинамические параметры газового потока составили: $q_k = 14\,700$ кВт/м², $P_e = 3,4 \cdot 10^5$ Па, скорость газового потока – 1250 м/с.

Для экспериментов были изготовлены модельные образцы диаметром $25 \cdot 10^{-3}$ м из асбо- и стеклопластиков, полученных методами вакуумного формования, прессования и автоклавным методом. Характеристика этих материалов приведена в приложении 2. Результаты испытаний показаны на рис. 3.12.

Из рисунков следует, что технологические методы, обеспечивающие получение материала с большей плотностью, дают возможность уменьшить скорость разрушения ТЗМ. Снижение плотности материала может привести к резкому повышению скорости массового уноса при росте давления торможения в газовом потоке (точки 3, метод вакуумного формования).

В высокотемпературном газовом потоке продуктов сгорания РДТТ присутствует 2-я фаза, в основном представляющая собой окись алюминия в жидком или твердом состояниях. Количество окиси алюминия иногда достигает 30% общего массового расхода. В этих условиях скорость разрушения ТЗМ может возрасти в несколько раз по сравнению с однофазным потоком, имеющим такие же термогазодинамические параметры. При этом могут появиться принципиально иные требования к прочности и технологии изготовления материала.

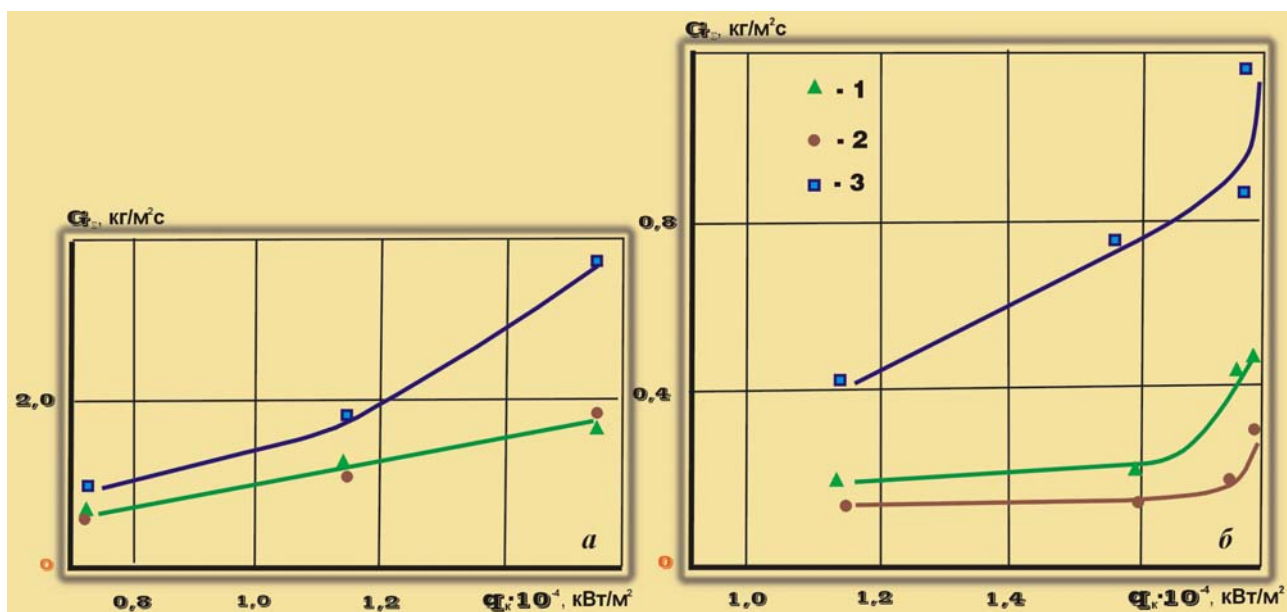


Рис. 3.12. Влияние технологии изготовления асботекстолита АТ-1 (а) и стеклопластика СТКТ-11 (б) на скорость уноса массы: 1 – прессование, 2 – автоклавный метод, 3 – вакуумное формование

Эксперименты проводились на стенде ВПС-1000К (табл. 2.1, п.4, рис. 2.5). В качестве второй фазы применялся порошок окиси алюминия с размером частиц до 100 мкм. Изменение расхода порошка осуществлялось регулировкой размера выходного отверстия в корпусе пылепитателя и расходом транспортирующего газа, что позволило изменять расход порошка в пределах 10–40% от общего массового расхода. Так как в качестве рабочего газа использовался воздух, то для получения нейтральной или восстановительной среды в камеру ЭДП подавался бензин, который давал возможность изменять коэффициент избытка окислителя в широких пределах. Кроме того, догорание кислорода значительно увеличивало тепловую мощность струи. Испытания проводились при следующем режиме работы стенда: $I_d = 380$ А, $U_d = 340$ В, $P_k = 2 \cdot 10^5$ Па, $G_{\text{воз}} = 28$ г/с, $G_{\text{бен}} = 1,7$ г/с. Расход порошка был равен 5,3 г/с, что составляет 18% от общего массового расхода. Тепловой поток, воздействующий на поверхность образца на расстоянии $62 \cdot 10^{-3}$ м от среза сопла, составлял 2900 кВт/м^2 . Скорость разрушения поверхности образцов определялась с помощью киносъёмки.

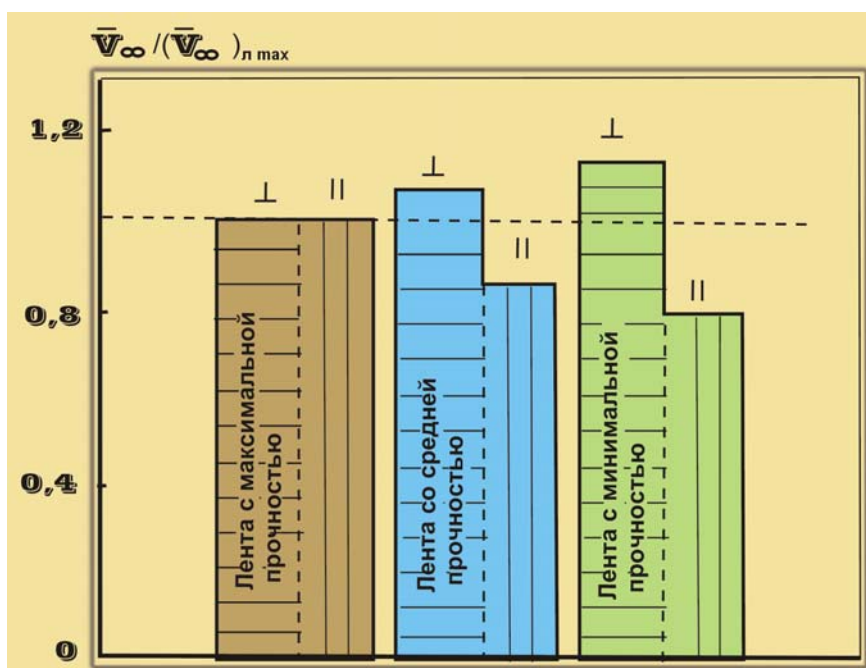


Рис. 3.13. Ряд эрозионной стойкости углепластика УП-УТ-П: I, II – перпендикулярное и параллельное расположение слоев ткани

$(\bar{V}_\infty)_{l \max}$ – линейная скорость уноса образцов, армированных лентой УТЛ с максимальной прочностью.

Для изучения влияния прочности наполнителя и расположения армирующей ткани в образцах на скорость их разрушения были изготовлены модельные образцы углепластика УП-УТ-П диаметром $15 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $40 \cdot 10^{-3}$ м, армированные лентой УТЛ минимальной, средней и максимальной прочности. Образцы были изготовлены таким образом, чтобы при испытаниях слои армирующей ткани располагались как параллельно, так и перпендикулярно набегающему газовому потоку. Характеристика образцов приведена в приложении 2.

При расположении слоев ткани перпендикулярно набегающему газовому потоку лучшую эрозионную стойкость показали образцы, армированные лентой УТЛ с максимальной прочностью, (рис. 3.13). В этом случае образцы, как с перпендикулярным, так и с параллельным расположением слоев ткани, показали одинаковые скорости разрушения. Напротив, при расположении слоев углепластика параллельно потоку, максимальной эрозионной стойкостью обладают образцы, армированные лентой УТЛ с минимальной прочностью. Эти образцы вообще показали минимальную скорость уноса в рассматриваемых условиях нагрева. В то же время, при испытаниях образцов этого материала с расположением слоев ткани параллельно набегающему потоку газа, скорость уноса была максимальной.

Такой результат, по-видимому, можно объяснить «эффектом наждака», когда материал с более высокой твердостью обрабатывается значительно лучше вязкого материала.

Из сравнительных испытаний образцов в струе с одинаковыми термогазодинамическими параметрами без твердой фазы следует, что в двухфазном потоке их скорость уноса может возрасти на порядок.

Таким образом, при повышении давления торможения газового потока или при работе ТЗМ в двухфазных потоках прочность, расположение слоев ткани и технология изготовления материала могут оказать решающее влияние на скорость уноса массы.

3.5. Оценка погрешностей определения основных параметров разрушения ТЗМ

При проведении высокотемпературных исследований ТЗМ большое значение имеет определение погрешностей диагностики параметров источников радиационного и конвективного нагрева, а также ошибок, возникающих при расчете основных характеристик материалов по данным экспериментальных исследований. С этой целью были разработаны и аттестованы соответствующие методики. Средства измерений, участвовавшие при метрологической аттестации, проверялись на соответствие их нормативно-технической документации.

Обработка результатов измерений в случае воздействия на образец конвективного или радиационного теплового потока проводилась с учетом случайных и систематических погрешностей в соответствии с ГОСТ 8.381-80 [120]. Последовательность такой обработки рассмотрим на примере способа определения квазистационарной скорости уноса ТЗМ [121], по которому скорость линейного уноса материала $\bar{V}_{\infty}$ определяется по простой формуле

$$\bar{V}_{\infty} = \frac{S(\tau) + d_0}{\tau}, \quad (3.2)$$

где $S(\tau)$ – величина линейного уноса; d_0 – параметр нестационарного уноса (см. разд. 6.3); τ – время нагрева, которое должно быть больше времени установления квазистационарной скорости уноса τ_v .

Для определения скорости уноса и оценки погрешности ее измерения необходимо выполнить следующие операции.

1. Измерить длину образца до и после испытаний, длительность эксперимента и найти среднеарифметические значения линейного уноса $\bar{S}(\tau)$ и времени нагрева $\bar{\tau}$.

$$\bar{S}(\tau) = \frac{S(\tau)_1 + S(\tau)_2 + \dots + S(\tau)_n}{n}, \quad \bar{\tau} = \frac{\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_n}{n}.$$

2. Вычислить погрешности отдельных измерений линейного уноса (по абсолютной величине) $\Delta S(\tau)_i$ и τ_i :

$$\Delta S(\tau)_i = |\bar{S}(\tau) - S(\tau)_i|, \quad \Delta \tau_i = |\bar{\tau} - \tau_i|.$$

3. Определить среднеквадратичные отклонения для линейного уноса и времени нагрева $S_{S(\tau)}$ и S_τ :

$$S_{S(\tau)} = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n [\Delta S^2(\tau)_i]}}{(n-1)}, \quad S_\tau = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\Delta \tau_i)^2}}{(n-1)}.$$

4. Найти среднее значение скорости уноса $\bar{V}_\infty^{\text{cp}}$:

$$\bar{V}_\infty^{\text{cp}} = \frac{\bar{S}(\tau) + d_0}{\bar{\tau}}.$$

5. Вычислить частную погрешность изменения величины уноса $E_{S(\tau)}$ и длительности испытаний E_τ [122]:

$$E_{S(\tau)} = \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial S(\tau)} S_{S(\tau)}, \quad E_\tau = \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial \tau} S_\tau,$$

$$\text{где } \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial S(\tau)} = \frac{\bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\bar{S}(\tau)}, \quad \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial \tau} = \frac{\bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\bar{\tau}}.$$

6. Найти среднеквадратичное отклонение результата косвенных измерений скорости уноса $S_{\bar{V}_\infty}$:

$$S_{\bar{V}_\infty} = \sqrt{E_{S(\tau)}^2 + E_\tau^2}.$$

7. Определить границу неисключенной систематической погрешности уноса $\theta_{S(\tau)}$:

$$\theta_{S(\tau)} = \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial S(\tau)} \delta l,$$

где δl – неисключенная систематическая погрешность штангенциркуля.

8. Вычислить границу неисключенной систематической погрешности определения длительности испытаний θ_τ :

$$\theta_\tau = \frac{\partial \bar{V}_\infty^{\text{cp}}}{\partial \tau} \delta \tau,$$

где $\delta \tau$ – неисключенная систематическая погрешность секундомера.

9. Установить суммарную границу неисключенных систематических погрешностей θ_Σ :

$$\theta_\Sigma = k \sqrt{\theta_{S(\tau)}^2 + \theta_\tau^2},$$

где k – коэффициент, определяемый принятой доверительной вероятностью P (при $P = 0,95$ $k = 1,1$ [123]).

10. Определить среднеквадратичное отклонение суммы неисключенных систематических погрешностей S_{θ_Σ} :

$$S_{\theta_\Sigma} = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{i=1}^n (\theta_{S(\tau)}^2 + \theta_\tau^2)}.$$

11. Вычислить среднеквадратичное отклонение суммы случайных и неисключенных систематических погрешностей S_Σ :

$$S_\Sigma = \sqrt{S_{\bar{V}_\infty}^2 + S_{\theta_\Sigma}^2}.$$

12. Найти коэффициент Стьюдента t_p при доверительной вероятности P [67, 122].

13. Определить коэффициент соотношения случайных и неисключенных систематических погрешностей t_Σ :

$$t_\Sigma = \frac{\theta_\Sigma + t_p S_{\bar{V}_\infty}}{S_{\theta_\Sigma} + S_{\bar{V}_\infty}}.$$

14. Вычислить доверительные границы погрешности результата измерений $\Delta_\Sigma \bar{V}_\infty$:

$$\Delta_\Sigma \bar{V}_\infty = t_\Sigma S_\Sigma.$$

15. Установить истинную скорость линейного уноса:

$$\bar{V}_\infty = \bar{V}_\infty^{\text{сп}} \pm \Delta_\Sigma \bar{V}_\infty.$$

16. Определить относительную погрешность результата измерений скорости уноса материала $\delta \bar{V}_\infty$:

$$\delta \bar{V}_\infty = \frac{\Delta_\Sigma \bar{V}_\infty}{\bar{V}_\infty} \cdot 100\%.$$

В зависимости от материала и условий испытаний относительная погрешность определения скорости уноса находилась в пределах 15–20%. Следует отметить, что при измерении и вычислении определяемых величин, соответствующих различным условиям проведения эксперимента, часто наблюдаются разные значения суммарной ошибки. В этих случаях при характеристике общей точности метода желательно рассматривать максимальные ошибки, хотя в некоторых случаях можно приводить ее среднюю величину.

При обработке результатов по рассмотренной методике всегда допускалось, что ошибки измерений распределяются по нормальному закону (формуле Гаусса). Данные, отягощенные грубыми ошибками вследствие промахов, исключали из расчета путем сравнения сомнительных результатов с утроенным значением среднеквадратичного отклонения рассматриваемой величины, т. е.

$$|\bar{x} - x_i| \geq 3S_n,$$

где x_i – значение рассматриваемой величины; $\bar{x}$ – среднее значение измеряемой величины;

S_n – среднеквадратичное отклонение.

Такой метод недостаточно строг, но это несущественно влияет на определение величины случайной ошибки при существующей точности высокотемпературных теплофизических измерений [123].

Аналогичный подход применялся при определении остальных параметров тепловой эффективности ТЗМ и источников конвективного и радиационного нагрева.

Для величин, определяемых из графиков, значение суммарной ошибки функции, отложенной на оси ординат ($\Delta_\Sigma f$), определялось из суммарной ошибки величины, отложенной на оси абсцисс ($\Delta_\Sigma x$). При дальнейшем использовании этих величин в расчетах ошибки определялись общим методом.

Расхождение между полученными значениями суммарных ошибок, рассчитанных по предложенной методике по сравнению с некоторыми литературными данными, по-видимому, объясняется различными методами сложения случайных и систематических ошибок. Кроме того, во многих работах часто не приводятся сведения о способах расчета ошибок, а также отсутствуют данные о степени надежности результатов (доверительная вероятность). Например, в разд. 2.4 указано, что точность измерений энтальпии торможения составила 12% при доверительной вероятности 0,95. Изменение доверительной вероятности с 0,95 до 0,9 уменьшает эту ошибку в 1,5 раза. Погрешность определения одной из основных характеристик ТЗМ – эффективной энтальпии, рассчитанная при доверительной вероятности 0,95, может достигать 36%. При повышении доверительной вероятности P ошибка резко возрастает, так для $P = 0,98$ – 59%, а для $P = 0,99$ – 83%, что подтверждает необходимость задания доверительной вероятности при оценке точности полученных результатов.

ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ ПРОГРЕВЕ И ТЕПЛОВОМ РАЗРУШЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛА

Исследования, выполненные в главе 3, показали, что отличие экспериментальных установок по уровню теплового потока, окислительного потенциала, термомеханического воздействия сильно затрудняет сравнение между собой результатов испытаний, полученных на различных стендах. Поэтому даже комплексные экспериментальные исследования позволяют только оценить влияние разных факторов на основные характеристики разрушения ТЗМ, как правило, в узком диапазоне параметров внешнего воздействия. Попытки учесть и рассчитать их влияние по математическим моделям неизбежно упираются в необходимость определения десятков различных констант, нахождение которых представляет сложную самостоятельную задачу.

В то же время определение энергоемкости теплозащитного покрытия, прогнозирование условий его работы, а также выявление общих закономерностей взаимодействия твердого тела с высокотемпературным газовым потоком может быть обеспечено только путем совместного анализа расчетных и экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне условий нагрева. Поэтому для достижения ясной картины чисто теплового разрушения необходимо найти материал-эталон, процесс прогрева и уноса массы которого имеет ярко выраженную тепловую природу и не нарушается при вариации других параметров, а также рассмотреть основные процессы поглощения тепла, протекающие при его разрушении.

4.1. Выбор эталонного материала для экспериментального исследования закономерностей теплового разрушения

Из результатов исследований, приведенных в третьей главе, следует, что на скорость разрушения ТЗМ оказывает влияние много различных факторов. Однако можно выбрать материал, разрушение поверхности которого в рассматриваемом диапазоне условий нагрева в основном имеет тепловую природу. В частности, на скорость уноса стеклопластиков на основе кремнеземной ткани КТ-11 с массовой долей связующего до 2/3 состава материала слабо влияют окислительное и термомеханическое воздействия газового потока (см. рис. 3.1 – 3.4).

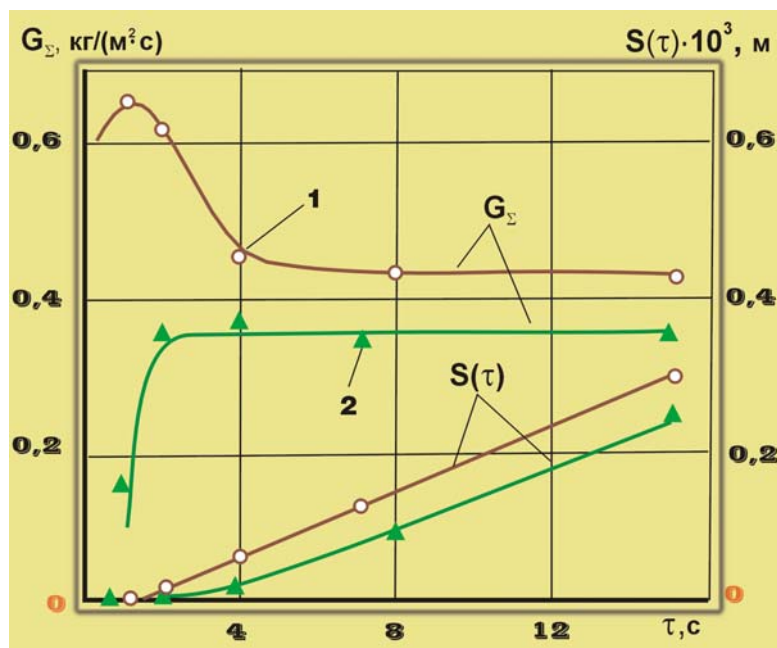


Рис. 4.1. Зависимость скорости уноса массы и линейного уноса стеклопластика ТЗМКТ-8 и легированной кварцевой стеклокерамики от времени нагрева при одинаковой линейной скорости ($\bar{V}_{\infty} = 0,21 \cdot 10^{-3}$ м/с): 1 – стеклопластик ТЗМКТ-8, 2 – кварцевая стеклокерамика, точки – эксперимент

В отличие от стеклопластиков, в кварцевой стеклокерамике (КСК), как и в кварцевом стекле, отсутствует связующее. Это значительно упрощает анализ прогрева материала и обеспечивает пропорциональную зависимость между линейной и массовой скоростями разрушения во всем периоде нагрева (рис. 4.1).

Согласно работе [2] суммарный тепловой эффект поверхностных процессов для материалов на основе кварцевого стекла (без связующего) изменяется сравнительно мало и может быть принят ~ 11000 кДж/кг. Высокая вязкость расплава кварцевого стекла и КСК позволяет определить долю испарения [124] (см. раздел 4.5), а скорость уноса массы практически не зависит от количества кислорода в набегающем газовом потоке и плотности материала (см. рис. 3.11).

Однако чистая кварцевая стеклокерамика, особенно при температурах, превышающих температуру плавления, обладает частичной прозрачностью. Следовательно, ее оптические свойства зависят от величины прогретого объема. К сожалению, в настоящее время практически отсутствуют данные по коэффициентам поглощения выше температуры размягчения не только для кварцевой стеклокерамики, но и для кварцевого стекла. Например, температурная зависимость оптических свойств кварцевой керамики, приведенная в работе [125], получена на беспористых образцах (0,1%) и ограничена температурой 1600 К. Это не позволяет рассчитать излучательную способность при разрушении поверхности материала и оценить погрешность показаний термопары при более высоких температурах.

Измерения оптических свойств КСК на основе кварцевого стекла марки КИ в спектральном диапазоне $(0,4-50) \cdot 10^{-6}$ м при температурах 293–1573 К показали, что кварцевая стеклокерамика полупрозрачна в области длин волн $(0,4-5,0) \cdot 10^{-6}$ м, соответствующих максимуму планковского распределения при температурах 579–1244 К, и непрозрачна в диапазоне $(7,14-50) \cdot 10^{-6}$ м.

Таким образом, перечисленные выше преимущества кварцевой стеклокерамики осложняются серьезным недостатком – ее частичной прозрачностью при высоких температурах.

В то же время при исследованиях влияния различных добавок (BN, Si_3N_4 , Co, Cr_2O_3 и др.) на параметры разрушения стеклокерамики оказалось, что ее легирование окисью хрома (до 1%) позволяет практически полностью исключить лучистую составляющую теплопереноса в условиях конвективного нагрева. На рис. 4.2, а показаны результаты измерений пропускания образцов КСК при комнатной температуре. Измерения проводились на спектрофотометре СФ-14 для образцов толщиной $(1-6) \cdot 10^{-3}$ м, пористостью 10%. На рисунке видно, что из-за сильного рассеяния пропускание образца чистой КСК даже толщиной $1 \cdot 10^{-3}$ м в диапазоне длин волн $(0,4-0,75) \cdot 10^{-6}$ м не превысило 7%. Только при повышении температуры выше 1600 К ее светопропускание возрастает (рис. 4.2, б) [126].

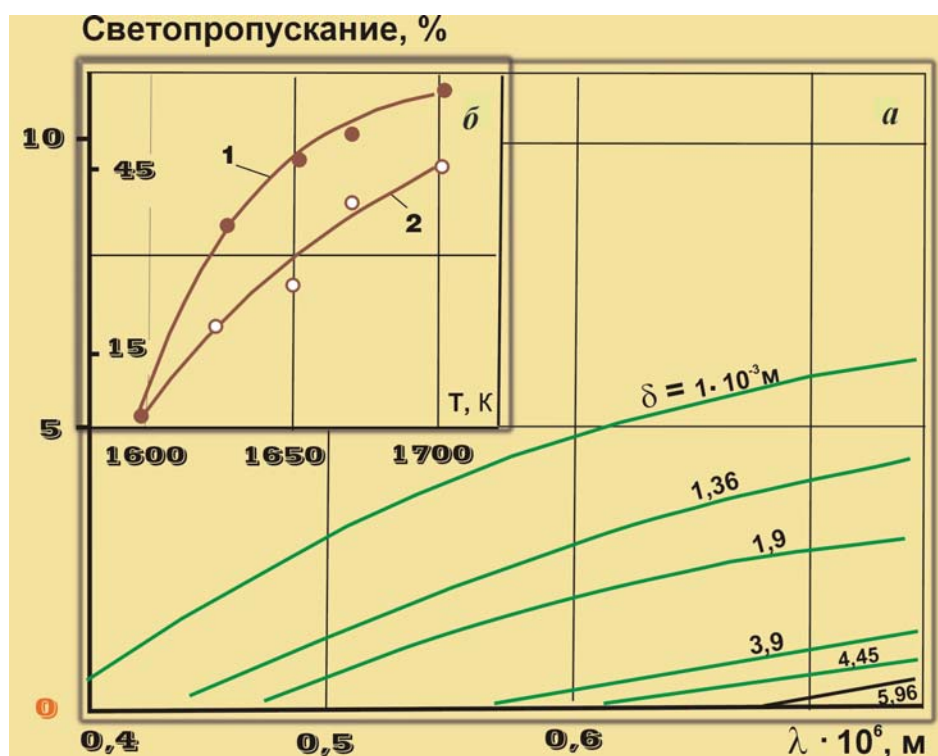


Рис. 4.2. Зависимость светопропускания чистой кварцевой стеклокерамики от длины волны (а) и температуры (б): а – пористость образцов 10% (δ – толщина образца); б – 1 – тонкодисперсный состав, 2 – среднedisперсный состав (пористость до 0,8%), данные [126]

Для легированной КСК светопропускание составило всего ~0,05%. Кроме того, при высоких температурах в легированной окисью хрома КСК, в отличие от чистой керамики, образуется четкая граница между прогретым и исходным материалом (рис. 4.3, в), которая практически полностью исключает ее прозрачность. Определение температуры этой границы позволило экспериментально исследовать закономерность перемещения изотермы с температурой, превышающей диапазон термодинамических измерений.

Исследования проводились на образцах чистой и легированной окисью хрома (0,5–1%) кварцевой стеклокерамики, изготовленных из шликера прозрачного кварцевого стекла по технологии [126], а также на образцах кварцевого стекла марки КВ. Пористость образцов керамики находилась в пределах 10–12%. Нагрев осуществляли в дозвуковой воздушной струе ЭДП (плазмотрон установки РПУ-1) и в сверхзвуковой струе газогенератора, работающего на топливе керосин-кислород (стенд ЖРД-2М). Время нагрева задавалось с помощью реле времени и изменялось от 0,3 до 60 с, в зависимости от режима испытаний и цели эксперимента. Яркостная температура поверхности измерялась в видимой области спектра $0,65 \cdot 10^{-6}$ м фотоэлектрическим пирометром. Внешний вид образцов после испытаний приведен на рис. 4.3.

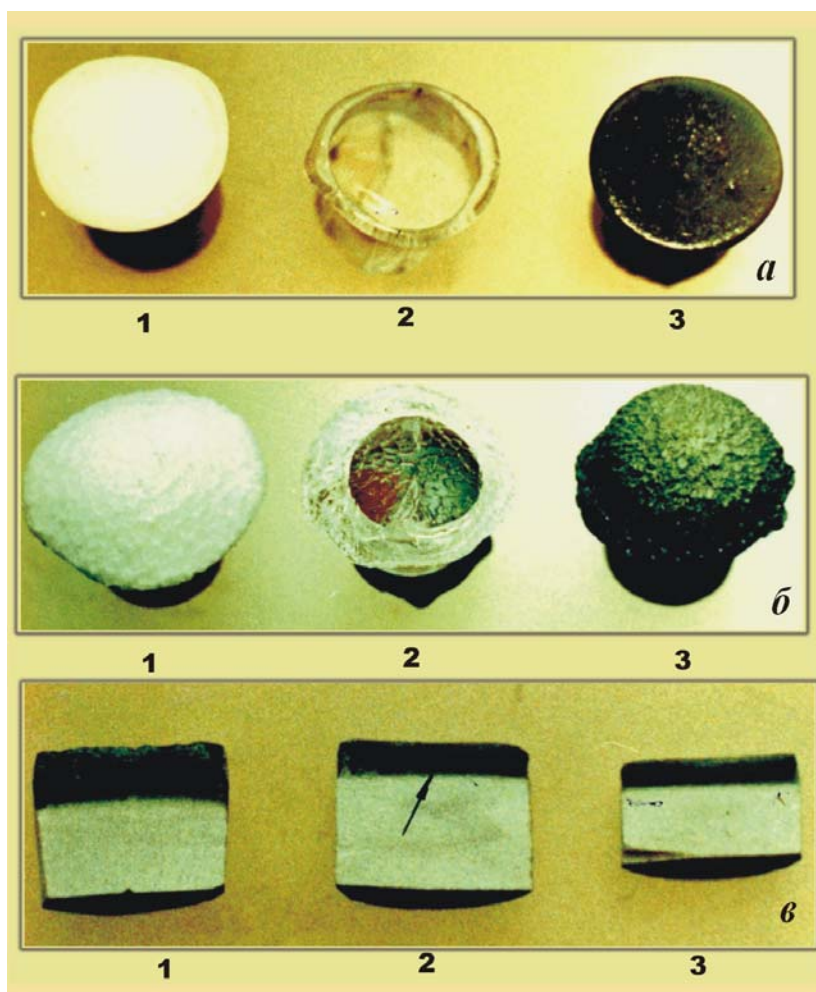


Рис. 4.3. Внешний вид поверхности (а, б) и зоны расплава (в) образцов после испытаний:

а – образцы, испытанные в струе ЭДП (1 – чистая КСК, $T_w = 2610$ К; 2 – кварцевое стекло, $T_w = 2590$ К; 3 – легированная КСК

(0,5–1% Cr_2O_3), $T_w = 2620$ К);

б – образцы, испытанные в струе стенда ЖРД-2М (1 – чистая КСК, $T_w = 2450$ К; 2 – кварцевое стекло, $T_w = 2360$ К; 3 – легированная КСК, $T_w = 2600$ К);

в – зона расплава (1–3 – легированная КСК, $T_w = 2490, 2620, 2800$ К)

В первой серии экспериментов ставилась задача оценить влияние степени прозрачности материала на его скорость разрушения. Поскольку в случае прозрачного материала член, учитывающий излучение, не должен входить в баланс тепла на внешней поверхности [2] сравнение расчетных и экспериментальных данных для рассматриваемых материалов может служить косвенным доказательством их прозрачности. Выражение для расчета скорости уноса, полученное в [2], можно записать в виде

$$G_{\Sigma} = \rho \bar{V}_{\infty} = \frac{(\alpha / c_p)_0 (I_e - I_w) + n \varepsilon \sigma T_w^4}{\Gamma [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)] + H(T_w)}, \quad (4.1)$$

4.1. Выбор эталонного материала для экспериментального исследования закономерностей теплового разрушения

где ρ, c_p – плотность и теплоемкость материала; G_Σ – скорость уноса массы; $\bar{V}_\infty$ – квазистационарное значение линейной скорости уноса массы; $(\alpha/c_p)_0$ – коэффициент теплообмена; γ – коэффициент вдува; I_e – энтальпия торможения; I_w – энтальпия газа при температуре нагретой поверхности T_w ; T_0 – температура непрогретого материала; ε – степень черноты поверхности; σ – постоянная Стефана-Больцмана; Γ – коэффициент газификации; ΔQ_w – тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности; $H(T_w) = c_p(T_w - T_0)$ – теплосодержание материала при T_w .

При расчете по формуле (4.1) коэффициент n для кварцевого стекла принимался равным 0, для чистой стеклокерамики – 1/2, а для легированной – 1. Таким образом, допускалось, что кварцевое стекло является прозрачным, чистая стеклокерамика – полупрозрачным, а легированная – непрозрачным материалами. Интегральная степень черноты чистой и легированной керамики определялась по данным [127]. Плотность кварцевого стекла принималась равной 2200 кг/м³. Среднеинтегральная теплоемкость – 1,3 кДж/(кг·К) [128]. Доля испарения находилась по методике [124] (см. раздел 4.5) Погрешность определения скорости линейного уноса в этих экспериментах не превысила 15%.

Полученные результаты подтвердили экспериментальные данные работы [129], где на электродуговой установке испытывались образцы прозрачного и непрозрачного кварцевого стекла со степенью черноты 0,5. Испытания проводились в сверхзвуковом потоке при давлении торможения $0,13 \cdot 10^3$ Па и энтальпии торможения 18 820 кДж/кг. В этой работе отмечено, что изменение оптических свойств кварцевого стекла может привести к двукратному изменению скорости его разрушения. В работе [107] указывается, что влияние оптических свойств покрытия на его характеристики уноса массы при конвективном нагреве тем сильнее, чем ближе величина лучистого теплового потока, испускаемого покрытием в окружающую среду, к величине теплового потока, подводимого к поверхности. Известно, что это реализуется при достаточно малых значениях энтальпии торможения. Такой же вывод следует из данных, приведенных в табл. 4.1.

Таблица 4.1 – Скорость уноса кварцевого стекла, чистой и легированной кварцевой стеклокерамики (1 – эксперимент, 2 – расчет по (4.1))

Материал	q_k , кВт/м ²	I_e , кДж/кг	T_w , К	Γ	$\bar{V}_\infty \cdot 10^{-3}$, м/с	
					1	2
Легированная стеклокерамика (0,5–1,0% Cr ₂ O ₃)	7650	8600	2620	0,57	0,1	0,12
	11 500	12 300	2800	0,82	0,18	0,17
	14 700	4700	2600	0,1	0,18	0,17
Чистая стеклокерамика (100% SiO ₂)	7650	8600	2610	0,61	0,17	0,19
	11 500	12 300	2710	0,83	0,28	0,24
	14 700	4700	2450	<0,1	0,29	-
Кварцевое стекло	7650	8600	2590	0,58	0,22	0,21
	11 500	12 300	2660	0,8	0,29	0,24

Из табл. 4.1 видно, что при одних и тех же условиях нагрева скорость уноса кварцевого стекла в два раза превышает скорость разрушения легированной керамики, что вполне удовлетворительно согласуется с расчетными данными. Хотя такие расчеты являются приближенными, они дают качественную оценку влияния степени прозрачности материала на скорость его разрушения и подтверждают вывод о том, что в первом приближении легированную окисью хрома кварцевую керамику в условиях конвективного нагрева можно считать непрозрачным материалом.

Во второй серии экспериментов было необходимо оценить характерные температуры превращений и определить, в том числе, температуру изменения окраски в чистой, и особенно в легированной кварцевой стеклокерамике.

Кварцевая керамика является аморфным материалом, поэтому четко выраженной температуры плавления не имеет. За температуру изменения состояния кварцевой керамики, как и кварцевого

стекла, принимается температура перехода из твердого состояния (когда вязкость выше 10^{14} – 10^{15} П) в размягченное. По данным разных авторов, она изменяется от 1410 до 1640 К.

Предварительные сведения о значениях температур, соответствующих структурным изменениям в кварцевой стеклокерамике, можно получить из диаграммы состояния чистого кремнезема по Прянишникову [130]. Из этой диаграммы следует, что, начиная с температуры 1700 К, α -кварц испытывает одновременно два превращения: α -кристобалит и расплав переменной плотности, который при температуре 2000 К переходит в расплав. При высоких темпах и коротких временах нагрева (~ 60 с) КСК можно пренебречь образованием кристобалита и считать, что материал при температуре выше 1700 К представляет собой только аморфную фазу переменной плотности, которая при достижении температуры 2000 К полностью переходит в расплав. Кварцевая стеклокерамика представляет собой пористый материал белого цвета. При нагревании выше 1800 К одновременно с увеличением плотности повышается его прозрачность и цвет от белого переходит к матовому [126]. Изменение окраски при высоких температурах еще более присуще легированной КСК. Добавка всего лишь 0,5–1% окиси хрома дает возможность получить четкую границу раздела, по-видимому, соответствующую началу плавления материала (рис. 4.3, в).

Чтобы определить температуру структурных превращений, соответствующую изменению окраски образца, и ее зависимость от условий и режима нагрева, проводился визуальный осмотр поверхности образцов, испытанных при временах нагрева от 0,3 до 1 с при конвективном и до 60 с при радиационном нагреве. Для расчета температуры в момент появления интенсивного зеленого цвета для легированной кварцевой стеклокерамики и повышения прозрачности вследствие оплавления поверхности образцов чистой керамики использовались зависимости яркостной температуры от времени нагрева и значения спектральных степеней черноты, приведенные в табл. 4.2.

Таблица 4.2 – Значения степеней черноты для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м, принятые при расчете температуры поверхности кварцевого стекла, чистой и легированной КСК

Материал	T_w , К	$\varepsilon(\lambda)$	
		ЭДП	ЖРД-2М
Чистая КСК (100% SiO ₂)	1500–2000	0,4	0,4
	2000– T_w	0,64	0,4
Легированная КСК (0,5 – 1,0% Cr ₂ O ₃)	1500–2000	0,65	0,65
	2000– T_w	0,83	0,7
Кварцевое стекло	1700– T_w	0,25	0,25

Степень черноты КСК взята из работы [127], а также определялась по методике, описанной в разд. 4.6, и приведена в работах [119, 131].

Было установлено, что во всех рассмотренных условиях нагрева в диапазоне тепловых потоков 6000–14 700 кВт/м² эта температура равна ~ 1800 К.

С помощью петрографического анализа образцов было показано, что структурные изменения в момент достижения температуры 1800 К соответствуют началу плавления кварцевой стеклокерамики. При этой температуре происходит сближение частиц со значительной потерей формы и уменьшается пористость материала. Окись хрома в стекле растворяется частично [132] и в основном находится в виде неравномерно распределенных включений. Модификационные превращения, в том числе и кристобалит, ни в одном из трех материалов вообще не обнаружены. Такой вывод также подтвержден результатами измерений диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь в КСК. При температурах ~ 1800 К происходит резкое изменение этих параметров, очевидно, связанное с повышением плотности материала вследствие его плавления [126].

Металлографический анализ показал, что зону материала, отличающуюся от исходной, можно разделить на две: расплав и зону размягчения. В зоне размягчения пористость материала уменьшается от 2 до 10 раз только за счет сближения частиц (форма пор такая же, как в исходном материале). Толщина зоны размягчения составляет $(0,3–0,5) \cdot 10^{-3}$ м и не зависит от условий нагрева. Пористость

зоны расплава обусловлена наличием пузырей. Как пористость, так и толщина зоны расплава зависят от величины теплового потока и вида нагрева. С увеличением теплового потока пористость расплава существенно возрастает. Особенно высокая пористость расплава (до 40%) характерна для образцов легированной стеклокерамики, испытанных в струе ЖРД-2М, и связана с вспениванием его газовым потоком. Наличие окиси хрома повышает вязкость расплава и несколько снижает унос материала в жидком виде. В то же время пористость поверхностного слоя образцов чистой стеклокерамики, испытанных в таких условиях, примерно в 10 раз ниже. По-видимому, в этом случае практически вся вспененная пленка расплава стекает с поверхности образца.

Высокая энтальпия и небольшой динамический напор, характерные для дозвуковой струи электродугового подогревателя газа, качественно меняют картину разрушения КСК. Различие в вязкости расплава здесь уже становится несущественным, поэтому толщины и пористость слоев легированной и чистой стеклокерамики в этих условиях практически совпадают. Резкое отличие характера разрушения чистой стеклокерамики приводит к тому, что эффективная степень черноты этого материала в условиях струи газогенератора в 1,5 раза ниже, чем в струе подогревателя газа [131].

Повышенная плотность слоя, непосредственно прилегающего к зоне расплавления, связана с резкой интенсификацией процессов спекания по механизму вязкого течения, обусловленной уменьшением вязкости стеклоподобного вещества и повышением температуры по экспоненциальному закону. В общем случае такое размягчение (повышение текучести стеклоподобных веществ) наблюдается в интервале температур 0,7–0,8 от абсолютной температуры плавления [133]. Таким образом, граница между зоной размягчения и исходным материалом соответствует температуре 0,75 от 2000 К, т. е. 1500 К.

Окись хрома вводится в керамику в виде высокодисперсного порошка с размером частиц порядка единиц микрон. Растворимость Cr_2O_3 в SiO_2 пренебрежимо мала при температурах спекания и экспоненциально возрастает с повышением температуры. Высокая температура зоны расплава приводит к повышению растворимости окиси хрома и возрастанию подвижности ионов хрома. Вследствие выше сказанного повышается интенсивность окраски этой зоны и уменьшается степень ее прозрачности.

Температура начала уноса материала с поверхности образцов кварцевой стеклокерамики, как правило, значительно ниже температуры поверхности в квазистационарном режиме разрушения и в основном определяется параметрами набегающего потока газа. Оценка значения этой температуры проводилась по зависимостям температуры поверхности и линейного уноса материала от времени нагрева (рис. 4.4).

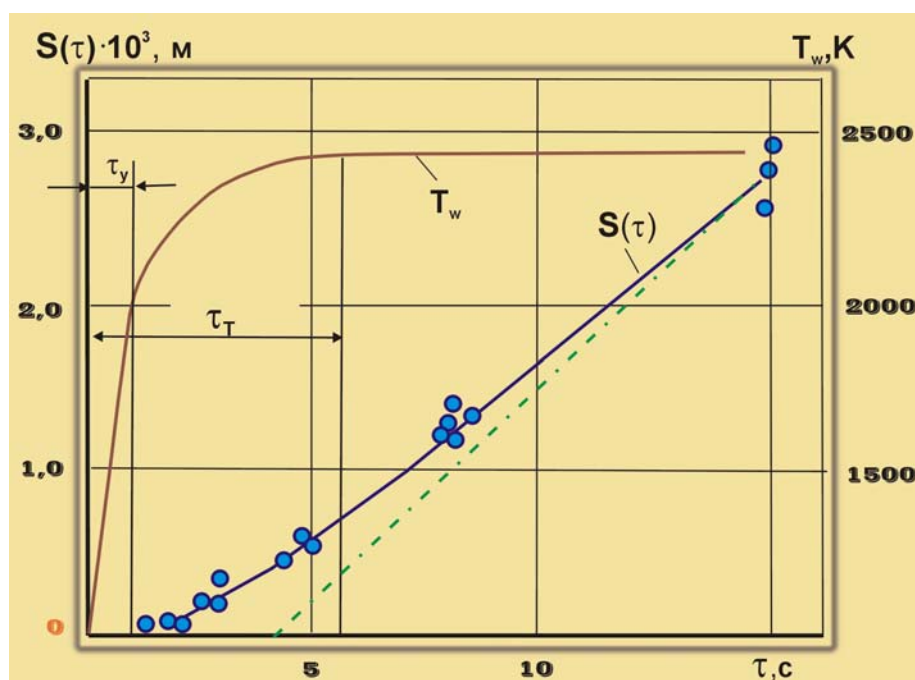


Рис. 4.4. Зависимость температуры поверхности T_w и линейного уноса $S(\tau)$ чистой КСК от времени нагрева: 1 — температура поверхности; 2 — линейный унос; точки — эксперимент

Для образцов КСК, испытанных в струе ЖРД-2М, температура начала уноса массы с поверхности практически совпала с температурой плавления кристаллического кварца (доля испарения $\Gamma \sim 0,1$). В режиме испарения ($\Gamma > 0,5$; $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па) в первом приближении можно считать, что значение этой температуры равно 2250 ± 100 К.

Следовательно, наряду с температурой начала уноса массы и температурной поверхности, соответствующей квазистационарному режиму, при исследовании процесса разрушения КСК целесообразно рассматривать также температуру начала плавления (~ 1800 К) и температуру образования расплава (~ 2000 К). При этом под температурой начала плавления следует понимать температуру, при которой происходит сближение частиц со значительной потерей их первоначальной формы. При температуре образования расплава форма пор приобретает пузырьковый характер.

В отличие от температуры начала уноса массы и температуры поверхности в квазистационарном режиме разрушения, температуры начала плавления и образования расплава не зависят от вида и режима нагрева. Температура начала плавления соответствует увеличению прозрачности чистой стеклокерамики и значительному повышению интенсивной окраски керамики, легированной окисью хрома.

Таким образом, легированная окисью хрома стеклокерамика является наилучшим материалом для исследования закономерностей теплового разрушения и позволяет принять ее в качестве эталона. Основными процессами поглощения и рассеивания теплового потока, подводимого извне к поверхности такого материала, следует считать: отвод тепла на прогрев внутренних слоев, излучение с поверхности, тепловой эффект поверхностных превращений, а также эффект вдува.

4.2. Отвод тепла на прогрев внутренних слоев. Нестационарный режим прогрева и разрушения ТЗМ

Для расчета теплового потока, идущего на прогрев внутренних слоев материала, обычно используют нестационарное уравнение теплопроводности в виде

$$(\rho c)_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial \tau} + (\rho c)_{\Sigma} V_{\infty} \frac{\partial T}{\partial y} + c_g G_g \frac{\partial T}{\partial y} + \Delta Q^* = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4.2)$$

с граничными и начальными условиями:

$$1) \text{ при } \tau = 0 \quad T(y) = T_0 = \text{const}, \quad V_{\infty} = 0;$$

$$2) \text{ при } \tau > 0 \text{ и } y = 0$$

$$q_0 + q_{\text{л}} = \varepsilon \sigma T_w^4 + \Gamma G_{\Sigma} \Delta Q_w + q_{\text{вд}} - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w; \quad (4.3)$$

$$3) \text{ при } \tau > 0 \text{ и } y \rightarrow \infty \quad T \rightarrow T_0;$$

Здесь ρ, c, λ – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала; c_g, G_g – теплоемкость и скорость выхода газообразных продуктов разложения связующего; τ – время нагрева; $V_{\infty}, \bar{V}_{\infty}$ – линейная скорость уноса массы и ее квазистационарное значение; q_0 – конвективный тепловой поток к поверхности с температурой T_w ; $q_{\text{вд}}$ – тепловой эффект вдува.

В общем случае уравнение (4.2) должно учитывать перенос тепла со скоростью, равной скорости разрушения поверхности $V_{\infty}(\partial T / \partial y)$, поглощение тепла фильтрующимися газообразными продуктами разложения связующего $G_g(\partial T / \partial y)$, а также объемный сток тепла, обусловленный тепловым эффектом физико-химических превращений ΔQ^* . (Индекс Σ означает, что теплофизические свойства в данном случае соответствует совокупной системе: пористая среда плюс газообразные продукты физико-химических превращений).

Задачами нестационарного прогрева композиционных теплозащитных материалов занималось большое число отечественных и зарубежных ученых, например [2, 71, 107, 134–143].

В первых работах развивались методы, основанные на использовании эффективных теплофизических свойств, зависящих от физико-химических процессов, происходящих внутри материала, и темпа нагрева [2, 107]. Попытки избавиться от этих недостатков привели к методикам, использующим методы теории фазовых переходов первого рода [139].

Главной особенностью таких моделей является предположение о том, что зона физико-химических превращений в материале (зона пиролиза связующего) характеризуется начальной и конечной температурами, а также степенью завершенности процессов, равной нулю на внешней границе зоны. При этом температура начала физико-химических превращений может предполагаться функцией от темпа нагрева. Этот прием применяется для того, чтобы согласовать модель с фактом изменения температурного диапазона физико-химических превращений в зависимости от темпа нагрева, не привлекая какой-либо информации о кинетике происходящих в материале физико-химических процессов. Однако в этом случае было неясно, насколько вносимая из эксперимента в модель информация о зависимости температуры начала фазовых превращений от темпа нагрева является характеристикой материала, а не единичного эксперимента. По-прежнему никак не учитывалась зависимость теплофизических характеристик (ТФХ) от всей предыстории нагрева.

Следующим шагом в совершенствовании математических моделей явился учет зависимости ТФХ от степени завершенности основных физико-химических процессов, происходящих при прогреве материала [2, 137]. В таких моделях уравнение теплопроводности дополняется уравнением химической кинетики арениусовского типа, в котором параметры (энергия активации, предэкспонентный множитель, порядок реакции) являются эффективными величинами, т. е. предпринимается попытка описать кинетику всех физико-химических процессов одним уравнением химической кинетики. Использование уравнения химической кинетики позволяет учесть необратимый характер физико-химических процессов, а также сдвиг температурного интервала при изменении темпа нагрева. Однако и в этом случае осталась необходимость учета температурной зависимости кинетических характеристик, по-видимому, вызванная их существенным различием на разных стадиях физико-химических процессов.

В работе [141] отмечается, что энергия активации, предэкспонентный множитель и порядок реакции также зависят от скорости нагрева, т. е. они не дают возможности экстраполировать полученные результаты на другие условия. Дальнейшее развитие работ в этом направлении было связано с выделением основных стадий, учетом влияния многостадийности процессов на теплоперенос в материале.

Таким образом, возникает более общий вопрос: а можно ли вообще разработать для композиционных ТЗМ математические модели, учитывающие все происходящие в материале процессы и использующие такие ТФХ, которые являются характеристиками вещества и не зависят от предыстории нагрева? Ясно одно, что даже при положительном ответе на этот вопрос, такие математические модели потребуют десятки новых констант. Например, до сих пор не затрагивался вопрос о лучистой составляющей теплопереноса, которая в пористом прококсованном слое [2] или полупрозрачном материале может достигать значительных величин [144]. Определение оптических констант также представляет очень сложную проблему [145].

При использовании в качестве материала-эталоны легированной кварцевой стеклокерамики задача сразу упрощается, так как двумя последними членами в левой части уравнения (4.2) можно пренебречь, и многие указанные выше проблемы исчезают.

Граничным условием при расчете прогрева материала по уравнению (4.2) является уравнение баланса тепла (4.3), которое включает следующие факторы поглощения и рассеивания теплового потока, подводимого извне к поверхности материала (q_0): отвод тепла на прогрев внутренних слоев (q_λ), излучение с поверхности ($\varepsilon \sigma T_w^4$), тепловой эффект поверхностных превращений (ΔQ_w) и эффект вдува ($q_{вд}$) [2].

Следовательно, для расчета скорости разрушения поверхности $\bar{V}_\infty$, входящей в это уравнение, необходимо определить все составляющие теплового баланса. При этом определение коэффициента теплопроводности λ вблизи разрушающейся поверхности ТЗМ во многих случаях вообще представляет неразрешимую задачу.

Отсутствие таких важнейших характеристик теплозащитного материала как теплопроводность, тепловые эффекты физико-химических превращений, коэффициент газификации (Γ) вынуждают исследователей либо оценивать скорость и линейный унос $S(\tau)$ в нестационарном режиме через эф-

эффективную энтальпию $I_{\text{эфф}}$, либо вообще пренебрегать нестационарным периодом разрушения и рассчитывать унос по формуле:

$$S(\tau) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{\rho I_{\text{эфф}}} d\tau. \quad (4.4)$$

Здесь интервал времени $(\tau_2 - \tau_1)$ отличается от полного времени нагрева (если пренебречь периодом остывания, когда теплового воздействия недостаточно для уноса) на время τ_v , необходимое для установления квазистационарной скорости уноса $\bar{V}_\infty$.

Вопросы, связанные с нестационарным разрушением ТЗМ при уносе массы с поверхности, рассматривались в работах [2, 52, 71, 107, 134, 146–148] и др. Если тепловой поток, как и другие внешние параметры, непрерывно меняется во времени, то возможна замена реальной кривой $q_0(\tau)$ аппроксимирующей ступенчатой зависимостью [2], для каждой ступени которой, используя эффективную энтальпию и установившееся значение температуры поверхности, можно рассчитать квазистационарную скорость уноса. Поэтому многие экспериментальные работы, например [148], по исследованию нестационарных процессов прогрева и разрушения ТЗМ сводились к моделированию переменных внешних условий и оценке возможностей использования закономерностей квазистационарного режима разрушения для расчета прогретого и унесенного слоев материала.

В одном из подходов предлагается проводить анализ преимущественного влияния прогрева и уноса массы на основе уравнения для скорости перемещения изотермы

$$\frac{dy_T}{d\tau} = V_\infty + \frac{\partial y_T}{\partial \tau}.$$

Если $V_\infty \gg \partial y_T / \partial \tau$, то преобладающее влияние на разрушение материала оказывает унос. В этом случае механизм разрушения ТЗМ подчиняется закону изменения теплового потока на траектории. При $V_\infty \ll \partial y_T / \partial \tau$ разрушение материала определяется его прогревом, который, в свою очередь, сильно зависит от закона изменения внешних параметров. Механизм разрушения материала в этом случае сугубо нестационарный. Для оценки режима разрушения предложена формула:

$$G_\Sigma = V_\infty \rho_0 + G_g.$$

При $V_\infty \rho_0 \gg G_g$ режим разрушения квазистационарный даже при переменном тепловом воздействии. При $V_\infty \rho_0 \ll G_g$ режим разрушения нестационарный и формула (4.4) не применима.

В другом подходе влияние параметров потока на скорость уноса массы определяется отношением характерного времени процесса τ_p , ответственного за разрушение, к характерному времени изменения параметров потока τ_n : $\bar{\tau} = \tau_p / \tau_n$. Если $\bar{\tau} \approx 0$, то скорость разрушения в любой момент времени равна квазистационарной величине при мгновенных значениях параметров потока на поверхности, а при $\bar{\tau} \rightarrow \infty$ она не зависит от условий обтекания.

В работе [147] отмечается, что для типичных условий разрушения стеклопластика различие в толщинах унесенного слоя в условиях нестационарного и квазистационарного нагрева составляет около 30%.

Экспериментальные исследования ТЗМ в Институте тепло-массообмена АН Беларуси, например [148], проводились при переменной внешней нагрузке, которая регулировалась либо путем подачи холодного газа в смесительную камеру ЭДП, либо путем изменения расстояния от среза сопла подогревателя до образца. При этом отмечено три стадии разрушения ТЗМ. Первая стадия связана со временем установления квазистационарных значений скорости уноса и температуры поверхности. На этой стадии за счет выброса газообразных продуктов скорость уноса массы может намного превышать свое квазистационарное значение [2, 146 и др.]. Вторая стадия характеризуется воздействием на материал изменяющейся тепловой нагрузки и, наконец, на третьей стадии происходит квазистационарный нагрев с уровнем теплового потока, соответствующим конечному значению на нестационарном участке. Эксперименты показали, что в рассмотренном диапазоне изменения внешних условий эффект нестационарности проявляется не очень сильно и зависит от свойств прококсованного слоя.

При исследованиях образцов углепластика, стеклопластика, органо-волоконита и фторопласта в струе ЭДП в квазистационарных и нестационарных условиях обтекания были получены следующие результаты. Для стеклопластика ТЗМКТ-8 при скорости нарастания теплового потока $dq/d\tau = 1200$ кВт/(м²·с) и давлении, близком к атмосферному, безразмерная скорость уноса массы $\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha / c_p)_0$ в нестационарных и квазистационарных условиях одинакова, а при $dq/d\tau = 4200$ кВт/(м²·с) унос в нестационарном режиме при возрастании тепловой нагрузки меньше (до 23%), чем в квазистационарном режиме, и больше квазистационарного уноса (до 30%) при ее убывании. Для органо-6ТЗ отличие в уносах массы достигает 85%, а для углепластика эта величина составляет 50%. Для фторопласта при всех исследованных скоростях изменения теплового потока квазистационарные характеристики уноса совпадают с нестационарными.

Обнаруженный эффект авторы работы объясняют инерционностью процессов прогрева и разрушения ТЗМ. Степень инерционности зависит от типа материала и связана с толщиной прококсованного слоя. Учет зоны разложения (т. е. включение ее в унесенный материал) приводит к сближению характеристик. Это дает основание полагать, что с ростом коэффициента теплообмена (ростом давления торможения) нестационарные эффекты будут уменьшаться.

Таким образом, приведенные результаты показывают, что одновременное влияние нестационарности внешних условий и процессов, протекающих внутри материала, на толщины прогретого и унесенного слоев еще более усложняет картину разрушения ТЗМ. Имеющиеся экспериментальные данные, в силу указанных выше причин, не могут быть экстраполированы на другие условия нагрева и в целом не дают информации для разработки расчетных методов учета нестационарных эффектов.

До последнего времени даже оценка длительности нестационарного периода разрушения ТЗМ при постоянном тепловом воздействии делалась достаточно условно, хотя она очень важна как при экспериментальном определении характеристик теплозащитного материала (эффективной энтальпии, теплофизических свойств, скорости уноса и др.), так и для изучения динамики протекания нестационарных процессов.

В принципе все методы расчета нестационарных тепловых процессов основаны на решении уравнения теплопроводности и не требуют специального выделения нестационарного периода разрушения, так как согласно, например [2], температура поверхности, скорость уноса и толщина прогретого слоя приближаются к своим стационарным значениям асимптотически (рис. 4.5).

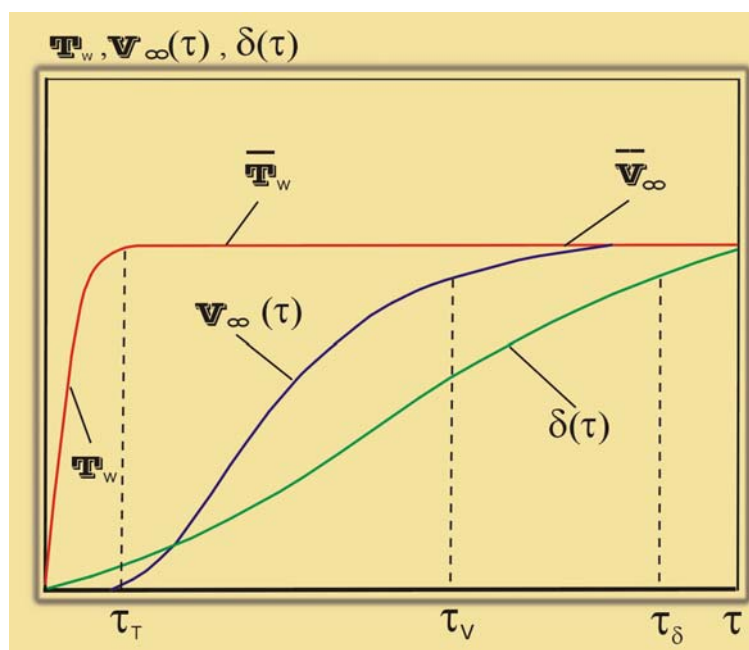


Рис. 4.5. Характер установления стационарных значений температуры поверхности T_w , скорости уноса $\bar{V}_\infty$ и глубины прогрева δ_τ [2]

В то же время это очень затрудняет выбор расчетных формул для оценки длительности нестационарного периода, так как необходимо задавать степень приближения к асимптоте $\Delta\epsilon$. Например, точность определения времени установления квазистационарной скорости уноса массы τ_v задается значением $\Delta\epsilon > 0$, при котором будет выполняться соотношение $|\bar{V}_\infty - V_\infty(\tau)| / \bar{V}_\infty < \Delta\epsilon$.

В работе [2] указывается, что зависимость τ_v от $\Delta\varepsilon$ достаточно сильная (увеличение степени приближения к асимптоте с 0,1 до 0,05 требует увеличения времени нагрева τ_v почти вдвое). Аналогичный подход применяется и при определении времен установления квазистационарных значений температуры поверхности τ_T и толщины прогретого слоя τ_δ .

В отличие от нестационарного, в стационарном режиме разрушения определение основных теплозащитных характеристик материала значительно упрощается. Важнейшей особенностью стационарного режима является то, что тепловой поток q_λ , идущий на прогрев внутренних слоев, уже не зависит от коэффициента теплопроводности вблизи поверхности и равен теплосодержанию прогретого слоя:

$$\text{при } \tau \rightarrow \infty \quad -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = \rho \bar{V}_\infty c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_\infty H(T_w). \quad (4.5)$$

Тем самым исключается необходимость решения уравнения сохранения энергии в конденсированной фазе, и все можно свести к расчету баланса тепла (4.3). Однако несмотря на то, что исследованию основных факторов поглощения и рассеивания тепла, входящих в это уравнение, посвящено большое количество работ, многие вопросы длительное время были нерешенными.

4.3. Суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности

Отвод тепла от нагретой поверхности и накопление его в прогретом слое позволяет реализовать не более ~20% термодинамической энтальпии материала, представляющей собой сумму предельных значений теплосодержания конденсированной фазы и суммарного теплового эффекта фазовых и физико-химических превращений на поверхности.

$$H^* = H(T_{\text{кип}}) + (\Delta Q_w)_{\text{max}}, \quad (4.6)$$

где $T_{\text{кип}}$ – температура фазового перехода (кипения, сублимации или разложения).

Суммарный тепловой эффект поверхностных процессов ΔQ_w включает, собственно, теплоту испарения (сублимации) и теплоты химических превращений, которые зависят от состава материала и внешних условий нагрева. (Теплота плавления в 10–20 раз меньше теплоты испарения и обычно при рассмотрении поверхностных процессов не учитывается).

Если реакции диссоциации, протекающие на поверхности кварцевого стекла, вызывают незначительное возрастание суммарного теплового эффекта ΔQ_w , по сравнению с его теплотой испарения, то для стеклопластиков экзотермические и эндотермические реакции, протекающие на поверхности, приводят к сложной зависимости ΔQ_w от коэффициента теплообмена, скорости уноса и состава набегающего газового потока.

В работе [2] описаны методы расчета и выполнен анализ тепловых эффектов суммарных поверхностных процессов основных классов теплозащитных материалов. На рис. 4.6 видно, что ΔQ_w кварцевого стекла изменяется сравнительно мало (~3%), и при расчетах во всех случаях можно использовать некоторое среднее значение $\Delta Q_w \sim 11\,000$ кДж/кг.

Кроме того, сопоставляя температурные зависимости для кварцевого стекла, полученные при различных давлениях в работе [2], с зависимостями для ΔQ_w , можно сделать вывод о том, что в рассмотренном диапазоне ΔQ_w практически не зависит от давления торможения набегающего газового потока и при температуре кипения достигает предельного значения ~12 000 кДж/кг. В результате рассмотрения химических реакций на поверхности в [2] получена формула, позволяющая рассчитать ΔQ_w кварцевого стекла:

$$\Delta Q_w = \Delta Q_{\text{и}} + \frac{G_w + (\alpha/c_p)_w}{G_w} c_{\text{SiO}_2} \left[\Delta Q_{\text{SiO}_2} + \frac{\chi}{2 + \chi} \frac{M_{\text{O}}}{M_{\text{SiO}_2}} \Delta Q_{\text{O}_2} \right], \quad (4.7)$$

4.3. Суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности

где χ – отношение парциальных давлений атомов и молекул (p_O / p_{O_2}).

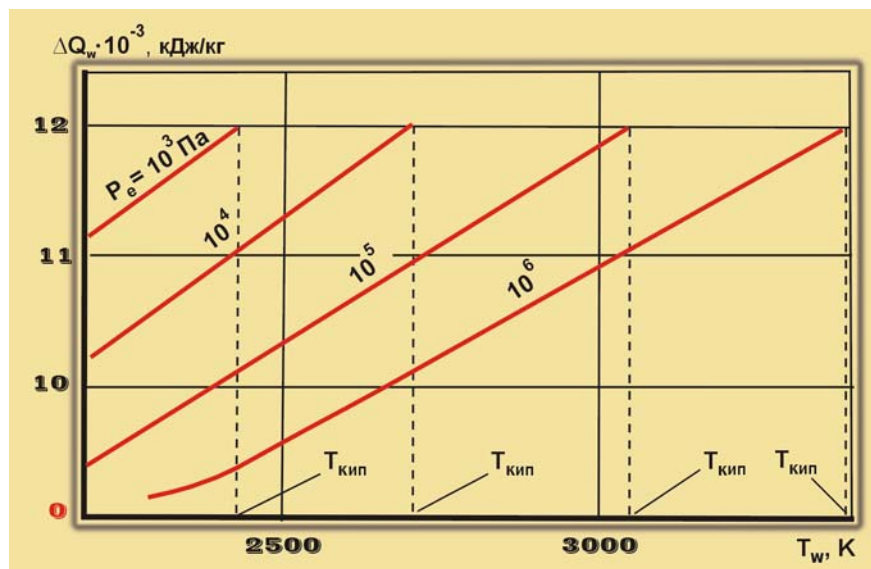


Рис. 4.6. Зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов кварцевого стекла от температуры поверхности и давления торможения [2]

Однако это единственный случай, когда задачу определения ΔQ_w удастся довести до аналитической формулы. Как правило, при определении суммарного теплового эффекта ΔQ_w приходится рассматривать многочисленные химические реакции на разрушающейся поверхности материала, и конечный результат может быть получен в основном численными методами. Например, на рис. 4.7 показана зависимость ΔQ_w от безразмерной скорости уноса $\bar{G}_\Sigma$ для стеклопластика с содержанием стекла $\varphi_{SiO_2} = 0,7$ в газовых потоках различного химического состава. В этом случае для расчета ΔQ_w пришлось рассматривать около 20 основных химических реакций [2].

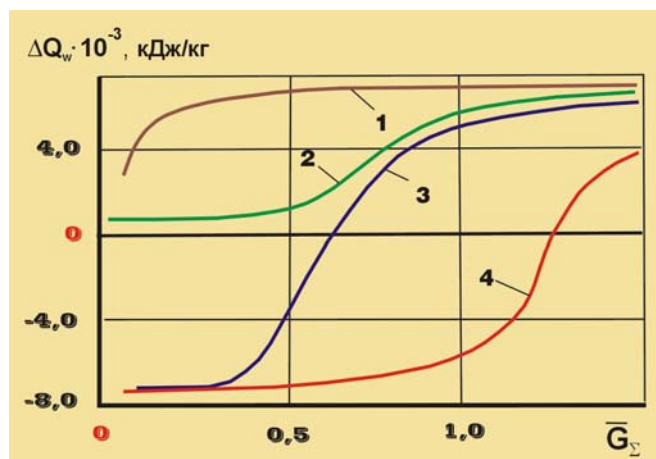


Рис. 4.7. Зависимость суммарного теплового эффекта поверхностных процессов стеклопластика от безразмерной скорости разрушения: 1 – азот; 2 – углекислый газ; 3 – воздух; 4 – кислород [2]

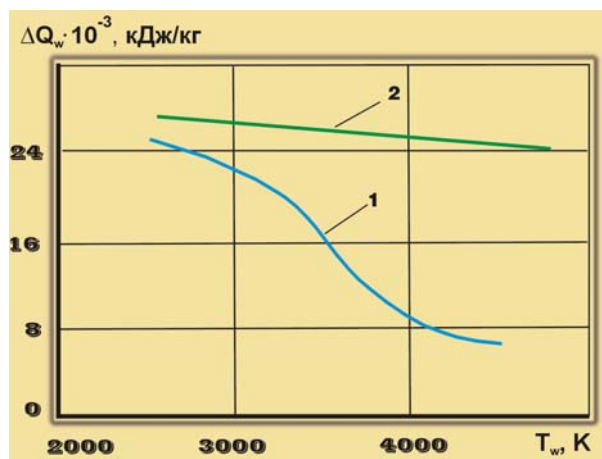


Рис. 4.8. Зависимость суммарного теплового эффекта сублимации углерода от температуры поверхности: 1 – данные работы [149]; 2 – таблица JANAF

На рисунке видно, что, несмотря на значительное отличие характера зависимостей ΔQ_w от $\bar{G}_\Sigma$ в различных газовых средах, суммарный тепловой эффект стремится к своему предельному значению ~ 7500 кДж/кг. Интересно отметить, что эта величина почти совпадает с произведением среднего значения ΔQ_w кварцевого стекла на массовую долю содержания стекла в стеклопластике φ_{SiO_2} .

Наиболее полная из существующих методик расчета сублимации графита приводится в работе [149]. Однако согласно последующим термодинамическим расчетам в ней не учтено поведение ряда важных компонент.

На рис. 4.8 представлены зависимости теплоты сублимации графита от температуры поверхности по данным работы [150] и таблицам JANAF. Сравнительно разноречивые значения ΔQ_w при повышенных температурах объясняются неопределенностью термодинамических свойств паров при температурах выше 3000 К.

В работе [151] отмечается, что обычно используемая теплота испарения графита, порядка 26 кДж/г [152], значительно ниже энтальпии равновесного превращения графита в одноатомный углерод (59 кДж/г), т. е с поверхности испаряются не только атомы, но и молекулы углерода C_3 и C_5 .

В работе [153] сравниваются результаты определения теплозащитных характеристик графита, рассчитанные с использованием данных JANAF и Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) (табл. 4.3).

Таблица 4.3 – Удельное теплосодержание, теплота сублимации и теплота абляции твердого углерода по JANAF и LLNL таблицам (кДж/г)

T, К	JANAF, модель			LLNL, модель		
	$H_T - H_{298}$	ΔQ_w	H^*	$H_T - H_{298}$	ΔQ_w	H^*
3000	5,114	26,752	33,368	5,091	28,254	31,843
3200	5,559	27,536	33,095	5,527	26,009	31,536
3400	6,009	26,979	32,988	5,964	25,319	31,283
3600	6,462	26,536	32,998	6,403	24,680	31,083
3800	6,919	26,191	33,110	6,845	24,091	30,936
4000	7,380	25,897	33,277	7,290	23,552	30,842

Теплота сублимации политетрафторэтилена зависит от температуры и давления. При атмосферном давлении и температуре разложения $T_p = 1000$ К, согласно [154], она равна 1740 кДж/кг.

Поскольку при расчете суммарного теплового эффекта ΔQ_w , кроме концентраций отдельных веществ, необходимо знать тепловые эффекты химических реакций и теплоты испарения (см. формулу (4.7)), кратко рассмотрим существующие способы их определения.

Для исследований тепловых эффектов при термодеструкции теплозащитных материалов наиболее широкое применение получил метод дифференциально-термического анализа [155, 156], при котором образец теплозащитного материала и эталонный инертный материал помещают в печь рядом друг с другом и измеряют возникающие различия в их температурах при повышении температуры в печи с постоянной скоростью. При наличии в образце эндотермических реакций его температура становится меньше температуры эталонного образца и на кривой появляется впадина, и, напротив, при протекании экзотермических реакций на кривой появляется пик. Тепловые эффекты определяются в результате измерения площадей под пиками и впадинами. К сожалению, данный метод не позволяет найти тепловые эффекты, протекающие при температурах разрушающейся поверхности большинства ТЗМ, которые могут достигать 3500 К и выше. Кроме того, полученные данные сильно зависят от особенностей эксперимента. Например, физическая форма образца (монолит или порошок) может существенно повлиять на результаты определения теплового эффекта.

Методы определения теплоты испарения получили значительно большее развитие. Эти методы можно разбить на три основные группы. При этом к первой группе следует отнести методы, в которых теплота, требуемая для испарения, измеряется непосредственно; ко второй – методы конденсации пара в калориметре и, наконец, к третьей группе относятся косвенные методы, основанные на использовании уравнения Клапейрона-Клаузиуса для зависимости давления пара от температуры

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta Q_{и}}{T_w(v_2 - v_1)}, \quad (4.8)$$

где v_1, v_2 – удельные объемы конденсированной фазы и пара.

Поскольку удельный объем v_1 пренебрежимо мал по сравнению с v_2 к пару применимы законы идеального газа и уравнение (4.8) можно проинтегрировать. Тогда получим

$$\Delta Q_{\text{и}} = \frac{R}{M} T_w^2 \frac{d \ln P(T)}{dT}. \quad (4.9)$$

Это уравнение широко применяется при определении теплот испарения высокотемпературных веществ, а также тепловых эффектов химических реакций. Подробно указанные методы рассмотрены в работах [157, 158].

Важным выводом, касающимся теплоты испарения, является правило Трутона, утверждающее, что отношение молярной теплоты испарения к температуре кипения есть величина постоянная для всех веществ. Для атмосферного давления это правило можно записать в виде

$$\Delta Q_{\text{и}} = 90 T_{\text{кип}}, \text{ кДж/моль}. \quad (4.10)$$

Однако анализ существующих экспериментальных данных по теплотам испарения большинства простых веществ [159–166] показывает, что правило Трутона удовлетворительно выполняется для веществ, температура плавления которых не превышает 1000 К. Для тугоплавких металлов и соединений (например, SiO_2) расхождение между экспериментальными данными и расчетом по (4.10) более 50%.

Так как коэффициент в формуле (4.10) имеет размерность теплоемкости, которая достаточно сильно зависит от температуры [166], то было бы целесообразно исследовать возможную связь между теплосодержанием вещества в конденсированной фазе и его теплотой испарения.

Кроме приведенной выше оценки предельных значений суммарного теплового эффекта поверхностных процессов основных классов теплозащитных материалов, литературные данные позволяют также сделать следующие выводы:

1. Расчет теплового эффекта ΔQ_w представляет собой очень сложную задачу и может быть выполнен только для хорошо изученных теплозащитных материалов при известных кинетических параметрах и тепловых эффектах многочисленных химических реакций, протекающих на разрушающейся поверхности.

2. Существующий в настоящее время экспериментальный метод термического анализа дает возможность определять тепловые эффекты разложения при температурах, которые, как правило, значительно ниже температур разрушения поверхности ТЗМ.

3. Основной составляющей предельного значения $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ является теплота испарения или сублимации материала.

4. Практически отсутствуют какие-либо сведения о возможной взаимосвязи суммарного теплового эффекта ΔQ_w или теплоты испарения с теплосодержанием материала в конденсированном состоянии.

4.4. Эффект вдува и его влияние на снижение конвективного теплового потока к поверхности ТЗМ

Самым энергоемким процессом поглощения тепла при тепловом разрушении материала следует считать эффект вдува. Количество тепла, которое может быть поглощено за счет эффекта вдува, также как и тепло, затраченное на прогрев внутренних слоев и физико-химические превращения, зависит от скорости разрушения материала. Однако, в отличие от других факторов поглощения тепла, эффект вдува возрастает при увеличении энтальпии заторможенного потока, величина которой практически ничем не ограничена. Уже при 30 000 кДж/кг и ламинарном пограничном слое он превосходит все остальные затраты тепла на разрушающейся поверхности [2].

Исследованию физических процессов, сопровождающих вдув газа в пристенный слой, посвящено большое количество работ, например, [2, 167–169]. Достаточно хорошо изучены процессы экранирования газообразными продуктами разрушения внешнего излучения [26, 170]. Установлено принципиальное различие блокировки вдуваемым газом конвективного и лучистого тепловых потоков [27, 171]. Если коэффициенты поглощения вдуваемых паров и набегающего потока близки, то эффективность вдува весьма мала.

На рис. 4.9 видно, что влияние вдува на радиационный тепловой поток на порядок слабее, чем на конвективный [2], поэтому в дальнейшем будем рассматривать влияние вдува только на снижение конвективного теплового потока к поверхности тела.

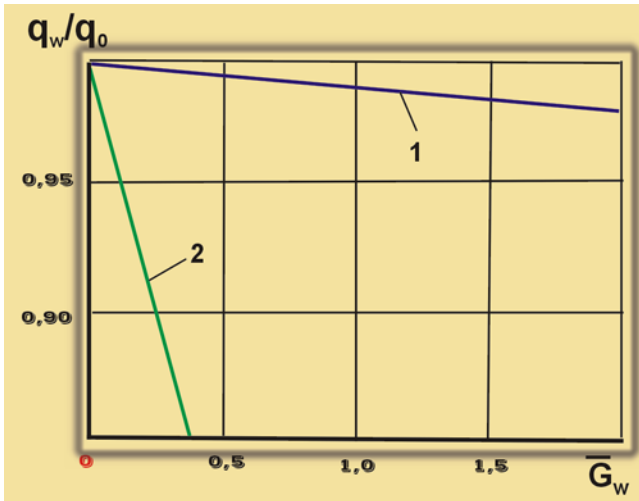


Рис. 4.9. Тепловой эффект вдува при радиационном (1) и конвективном (2) нагревах и равных скоростях уноса массы [2]

Теоретическое исследование влияния вдува газа на теплообмен достаточно полно проведено для случая многокомпонентного ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки осесимметричного затупленного тела в работах [167, 168, 172, 173]. Анализ процессов трения и теплообмена в бинарном пограничном слое на проницаемой поверхности дан в [174]. Математическое описание в такой постановке отличается от подобных процессов при отсутствии вдува ($(\rho V)_w \rightarrow 0$) лишь граничными условиями. Здесь единственным дополнительным параметром, учитывающим влияние потока массы у поверхности на коэффициент тепломассообмена и трения, становится безразмерная скорость вдува:

$$\bar{G}_w = (\rho V)_w / (\alpha / c_p)_0.$$

В относительной форме теплообмен на проницаемой поверхности описывается выражением

$$\psi = St / St_0 = F(\bar{G}_w). \quad (4.11)$$

В качестве конкретных функциональных зависимостей $F(\bar{G}_w)$ могут быть использованы соотношения, следующие из предельных законов трения и теплообмена [175].

В общем случае при анализе процессов тепломассообмена и трения на проницаемой поверхности необходимо учитывать неоднородности пограничного слоя, наличие градиента давления, отличие чисел Pr , Pr_B и Le от 1, оценивать эффекты термо-и бародиффузии. При вдуве в ламинарный пограничный слой учет этих факторов можно проводить на основе работы [176].

В работах [2, 167, 168, 172] получены результаты и обобщены численные решения для ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки осесимметричного тела при вдуве индивидуальных газов в однородный внешний поток. При этом пограничный слой рассматривался как бинарная смесь внешнего и вдуваемого газов, которые по своим свойствам могут отличаться друг от друга. Было установлено, что если за параметр вдува принимается величина G_w [167], то изменение теплового потока от интенсивности подачи охладителя не зависит от температурного фактора. При этом полученное выражение свидетельствует о нелинейном характере связи теплообмена с параметрами вдува.

Однако в определенном диапазоне оно может быть аппроксимировано линейной функцией

$$\psi = q_w / q_0 = 1 - \gamma \bar{G}_w. \quad (4.12)$$

При этом параметр вдува γ характеризует способность охладителя снижать тепловой поток к поверхности и может быть представлен через отношение молекулярных масс вдуваемого и набегающего газов:

$$\gamma = 0,56 (M_e / M_w)^{0,29}. \quad (4.13)$$

4.4. Эффект вдува и его влияние на снижение конвективного теплового потока к поверхности ТЗМ

Зависимость (4.12) получена в результате обработки численных расчетов работы [167] для ламинарного пограничного слоя в области точки торможения осесимметричного тела.

Линейный характер зависимости (4.12) подтвержден также в работах [167, 172, 173]. Однако формула (4.12) справедлива только при $q_w/q_0 > 0,5$. Даже при высоких скоростях вдува газа тепловой поток на стенке не обращается в нуль.

Однако, как на участке линейного изменения q_w/q_0 , так и в области, где кривая асимптотически стремится к нулю, можно использовать в качестве аргумента произведение $\gamma \bar{G}_w$ и на основании исследований, приведенных в работах [2, 167, 168, 172–175, 178], представить отношение q_w/q_0 едиными для всех газов простыми аналитическими выражениями [179]:

$$q_w/q_0 = \frac{(\alpha/c_p)_w}{(\alpha/c_p)_0} = \begin{cases} 1 - \gamma \bar{G}_w, & \text{если } \gamma \bar{G}_w \\ 1,012 - 1,16(\gamma \bar{G}_w) + 0,325(\gamma \bar{G}_w)^2, & \\ \text{если } 0,4 < \gamma \bar{G}_w < 1,2 \end{cases} \quad (4.14)$$

Как показано в работе [2], при вдуве газа в ламинарный пограничный слой для оценочных расчетов достаточно принять что

$$\psi = 1/[3(\gamma \bar{G}_w)^2 + \gamma \bar{G}_w + 1]. \quad (4.15)$$

Теоретическое решение задачи при вдуве газа в турбулентный пограничный слой в настоящее время отсутствует. Проведенные эксперименты в работе [180] при $0 < M_e < 3,7$; $10^5 < Re < 10^7$ показывают, что деформации профилей скорости, температуры и концентрации при вдуве не влияют на зависимости $q_w/q_0 = F(\bar{G}_w)$. В этой работе для параметра вдува предложена формула:

$$\gamma_T = 0,19(M_e/M_w)^b.$$

Здесь показатель степени b не является постоянным и при $0 < M_e/M_w < 1$ равен 0,35, а при $1 < M_e/M_w < 8$ возрастает до 0,7. Если вдуваемый газ тяжелее набегающего потока, то в первом приближении можно считать, что $\gamma_T \approx 1/3\gamma$.

В работе [181] проведены многочисленные эксперименты по исследованию влияния вдува на теплообмен. Установлено, что при $\bar{G}_w < 2$, по-видимому, превалирует охлаждение за счет внутреннего теплообмена (газ отбирает тепло пористой стенки при фильтрации к поверхности). При $\bar{G}_w < 1,5$, полученные результаты хорошо согласуются с данными [178]. При малых скоростях вдува происходит снижение теплового потока в соответствии с теплозащитным эффектом вдува [181–183], рассчитанным согласно теории ламинарного пограничного слоя [184].

Однако, как только скорость вдува превысит некоторую величину, тепловой поток при дальнейшем возрастании скорости вдува остается постоянным. По мнению авторов указанных работ, в этих условиях теплозащита вдувом становится неэффективной.

В работе [181] высказано предположение о том, что увеличение интенсивности подачи охладителя через пористую поверхность приводит к смене режима течения таким образом, что при $\bar{G}_w < 1,5$ режим течения в окрестности точки ламинарный, при $1,5 < \bar{G}_w < 4,5$ – переходной, а при $\bar{G}_w > 4,5$ – турбулентный. В связи с этим, по данным работ [2, 167, 182, 175], для расчета теплообмена в окрестности критической точки при вдуве воздуха и азота рекомендована трехступенчатая аппроксимация

$$q_w/q_0 = \begin{cases} 1 - 0,56(M_e/M_w)^{0,29} \bar{G}_w & \text{при } 0 < \bar{G}_w < 1,5; \\ 0,283 - 0,045(M_e/M_w)^{0,29} \bar{G}_w + 0,002[(M_e/M_w)^{0,29} \bar{G}_w]^2 & \\ \text{при } 1,5 < \bar{G}_w < 4,5; \\ \exp[-0,37(M_e/M_w)^{0,7}] \bar{G}_w & \text{при } \bar{G}_w > 4,5, \end{cases} \quad (4.16)$$

$$(4.17)$$

$$(4.18)$$

где каждая из формул характеризует определенный режим течения около пористой вставки. В этой же работе исследовано влияние степени перфорации ϕ , равной отношению суммарной площади отверстий к площади проницаемого участка поверхности, на зависимость функции теплообмена (рис.4.10).

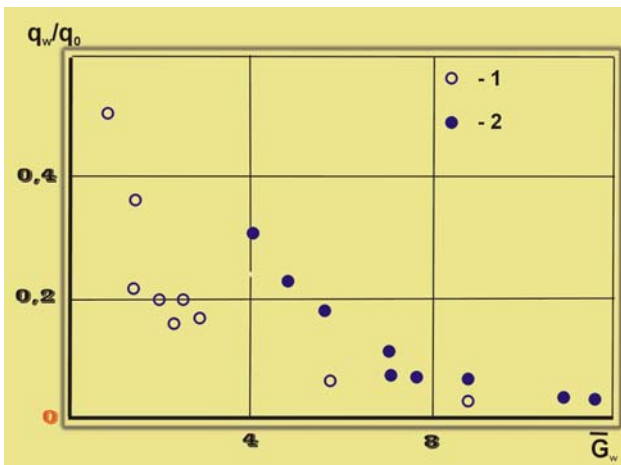


Рис. 4.10. Сравнение опытных данных по теплообмену при пористом и перфорированном вдуве [181]: 1 – пористый вдув, $\Pi = 0,36$; 2 – перфорированный вдув $\phi = 0,36$

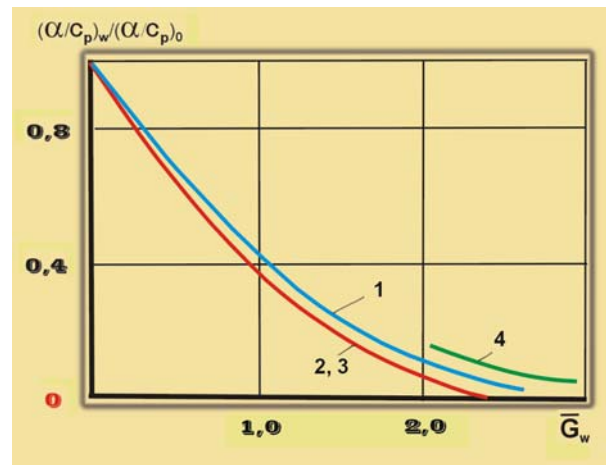


Рис. 4.11. Зависимость коэффициента теплообмена от безразмерной скорости вдува при разрушении теплозащитных материалов: 1 – графит; 2 – фенольный нейлон; 3 – теплозащитный материал космического корабля "Аполлон"; 4 – политетрафторэтилен [185]

Из рисунка следует, что «пористый» вдув, а, следовательно, и вдув газообразных продуктов разрушения теплозащитного материала обеспечивает наибольшее снижение теплового потока к поверхности. При этом вдув продуктов разрушения ТЗМ никоим образом не меняет вид закономерностей, установленных при исследовании теплового эффекта вдува индивидуальных газов [168].

Расчеты в работе [185] выполнены для графита, фенольного нейлона, политетрафторэтилена и композиционного теплозащитного материала, использованного на космическом аппарате "Аполлон" в диапазоне энтальпии торможения $(5-15) \cdot 10^5$ кДж/кг и давления торможения $(0,2-1,0) \cdot 10^5$ Па. У всех материалов, за исключением фторопласта, кривые изменения коэффициента теплообмена достаточно близки и угол наклона на линейном участке соответствует $\gamma = 0,6$ (рис. 4.11).

Следует отметить некоторые особенности теплообмена, возникающие при вдуве газообразных продуктов разрушения ТЗМ в набегающий газовый поток в условиях радиационно-конвективного нагрева. В этом случае существуют, по крайней мере, три режима течения, которые можно характеризовать отношением лучистого q_l и конвективного q_k тепловых потоков. Если отношение $q_l/q_k < 1$, то, кроме лучистой составляющей, разрушение ТЗМ определяется также всеми параметрами, присущими конвективному нагреву (динамическим воздействием, градиентом давления dP_e/dx , силой трения и т. д.). Когда $q_l \geq q_k$ коэффициент трения и $(\alpha/c_p)_0 \rightarrow 0$.

Однако при малом скоростном напоре полного оттеснения пограничного слоя еще не происходит. Наконец, если при $q_l > q_k$ скоростные напоры вдуваемого газа и внешнего потока соизмеримы, то, как показано в работе [186], интенсивность вдува станет настолько большой, что вязкий слой будет оттесняться от стенки. Конвективный тепловой поток и напряжение трения, которое связано с ним через аналогию Рейнольдса, практически сведутся к нулю, и поверхность будет нагреваться только излучением. Градиент давления также определяет величину теплового потока, но только для непроницаемых поверхностей, и при наличии вдува он практически не изменяется.

Связь между указанными режимами устанавливается с помощью скорости вдуваемого газа $\bar{G}_w$, которая в последнем случае существенно больше значения допускаемого в теории пограничного слоя $\bar{G}_w/U_e \gg 1/Re$. Режим блокировки конвективного теплового потока достигается при скоростях входа ~ 15 км/с [2, 186].

4.4. Эффект вдува и его влияние на снижение конвективного теплового потока к поверхности ТЗМ

Таким образом, в настоящее время существует большое количество работ по исследованию влияния вдува газообразного охладителя на теплообмен в различных условиях нагрева. Некоторые результаты из этих работ приведены на рис. 4.12.

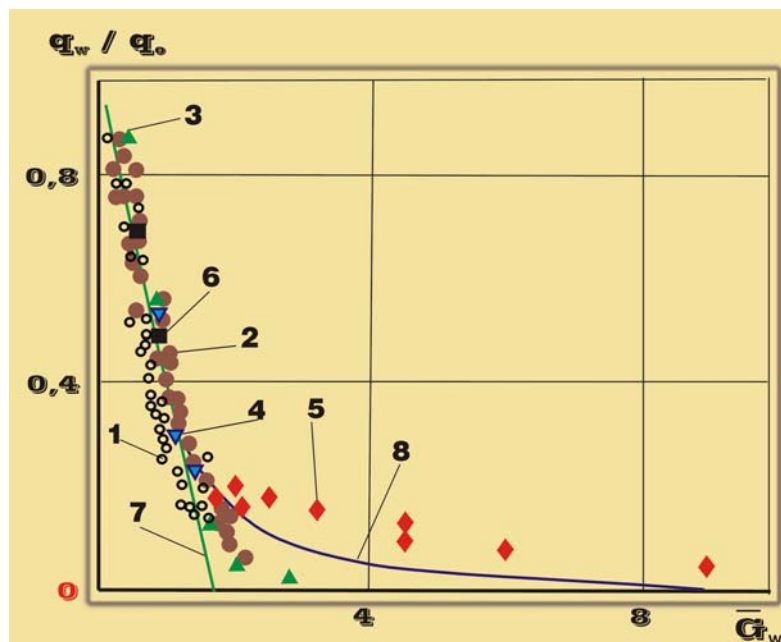


Рис. 4.12. Влияние параметра вдува $\bar{G}_w$ на безразмерную функцию теплообмена $\psi = q_w / q_0$: 1 – данные [177], 2 – [172], 3 – [168], 4 – [167], 5 – [181], 6 – [178]; 7 – аппроксимация (4.12), 8 – (4.15)

Если при $\bar{G}_w < 1,5$ данные, полученные различными авторами, удовлетворительно описываются линейной зависимостью (4.12), то при более высоких значениях расхода охладителя наблюдается очень большой разброс данных и описать полученные результаты единой зависимостью не удастся. Часто это объясняется различными режимами обтекания. Определение эффекта вдува в случае применения аблирующих теплозащитных покрытий затруднено еще и по той причине, что все расчетные и экспериментальные методы его нахождения основываются на известной величине безразмерной скорости вдува $\bar{G}_w$, определение которой возможно только при известном коэффициенте газификации материала. Однако экспериментальные результаты в литературе об этом параметре практически отсутствуют.

4.5. Коэффициент газификации и методы определения энтальпии торможения и лучистой составляющей теплового потока

Количество тепла, поглощаемое за счет тепловых эффектов поверхностных превращений и вдува, в значительной степени зависит от коэффициента газификации материала Γ , который представляет собой долю газообразных продуктов разрушения в общей унесенной массе вещества:

$$\Gamma = G_w / G_\Sigma, \quad (4.19)$$

где G_w – скорость испарения материала, G_Σ – скорость массового уноса.

Как расчетное, так и экспериментальное определение коэффициента Γ связано с большими трудностями, так как унос массы ТЗМ может происходить одновременно в твердом, жидком и газообразном состояниях. Поэтому до настоящего времени коэффициент газификации экспериментально практически не определялся. Имеется ограниченное количество работ, например [109, 111, 112], в которых унос материала в твердом состоянии находился в основном путем улавливания твердых частиц с помощью фильтра или анализа результатов киносъемки [187]. В связи с этим экспериментальное определение коэффициента газификации и оценка влияния на него различных факторов, особенно для эталонного материала – кварцевой стеклокерамики, представляет несомненный интерес.

С целью экспериментального определения коэффициента газификации Γ исследовались образцы кварцевого стекла, чистой и легированной окисью хрома кварцевой керамики на установках РПУ-1, ПД-4М и стендах ВПС-1000Л/В и ЖРД-2М.

При нагреве пленка расплава, стекая с торцевой поверхности, застывала на краях образца (см. рис. 4.3). Взвешивание образцов с пленкой расплава и без нее дало возможность определить скорость испарения и коэффициент газификации, который рассчитывался по формуле:

$$\Gamma = \frac{G_n - G_{\text{бп}}}{G_n - G_{\text{п}}}, \quad (4.20)$$

где G_n – начальный вес образца, $G_{\text{п}}$ – вес образца с пленкой расплава, $G_{\text{бп}}$ – вес образца без пленки расплава.

Точность определения коэффициента газификации в значительной степени зависит от количества материала, унесенного потоком газа в жидком или твердом состояниях. Однако результаты нагрева образцов в струе ЖРД-2М ($I_e = 4700$ кДж/кг, $P_e = 3,5 \cdot 10^5$ Па) показывают, что, даже если предположить в этих условиях $\Gamma = 0$, то и в этом случае, унос массы потоком газа не превышает 10%. В дозвуковой струе электродугового подогревателя динамическое давление было почти на два порядка меньше, чем в струе ЖРД-2М. Следовательно, можно считать, что высокая вязкость пленки расплава кварцевого стекла и кварцевой стеклокерамики в таких условиях нагрева практически исключает срыв пленки с боковой поверхности образца.

Определение коэффициента газификации в струе ЖРД-2М проводилось в диапазоне времени нагрева 4–30 с. Наблюдение процесса оплавления, осмотр поверхности образцов после испытаний и их взвешивание с пленкой расплава и без нее позволили сделать вывод о том, что на образцах чистой кварцевой стеклокерамики до 15 с нагрева уноса материала потоком газа не происходит. На образцах легированной керамики срыва пленки с боковой поверхности не наблюдалось до 30 с нагрева. Отсюда следует, что при повышенных давлениях газового потока для определения коэффициента газификации следует использовать легированную керамику и сокращать время эксперимента.

На рис. 4.13 показана зависимость коэффициента газификации кварцевого стекла (точки 3), легированной и чистой керамики (точки 1, 2) от энтальпии заторможенного потока в диапазоне давления торможения $(1-3,5) \cdot 10^5$ Па. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются уравнением

$$\Gamma = 7,38 \cdot 10^{-9} I_e^2 - 2,177 \cdot 10^{-4} I_e - 0,735, \quad (4.21)$$

где I_e – энтальпия заторможенного потока, кДж/кг.

На рисунке видно, что коэффициент газификации монотонно возрастает при увеличении энтальпии торможения и в пределах погрешности эксперимента не зависит от плотности и степени прозрачности материала (легированную окисью хрома кварцевую керамику в условиях конвективного нагрева можно считать непрозрачной [131]). Пористость образцов КСК, изготовленных из шликера прозрачного кварцевого стекла по технологии [126], находилась в пределах 10–12%.

Из табл. 4.4 следует, что коэффициент газификации при постоянном значении энтальпии торможения не меняется, даже если при этом изменяется температура поверхности и тепловой поток [124]. Численные расчеты, выполненные в работе [2] для кварцевого стекла, показали, что изменение давления торможения в 1000 раз (от 10^3 до 10^6 Па) приводит к изменению коэффициента газификации не более чем на 20%, поэтому влиянием давления в исследуемом диапазоне можно пренебречь. Эти же расчеты дают значение максимального коэффициента газификации $\sim 0,9$. Сильное изменение коэффициента газификации происходит в диапазоне энтальпии торможения от 4000 до 15 000 кДж/кг. При этом коэффициент газификации возрастает от $\sim 0,1$ до 0,87 (рис. 4.13), и в дальнейшем практически не меняется. Учитывая это обстоятельство, а также расчеты [2], максимальное значение коэффициента Γ можно принять равным 0,9. Тогда уравнение для расчета энтальпии торможения, аппроксимирующее экспериментальные данные, приведенные на рис. 4.13, можно записать в виде

$$I_e = 15\,000 - 12\,000 \sqrt{0,9 - \Gamma}. \quad (4.22)$$

Интересно отметить, что коэффициент перед радикалом равен максимальному тепловому эффекту поверхностных превращений кварцевого стекла (рис. 4.6).

Полученные результаты позволили предложить способ определения энтальпии заторможенного потока [188]. Преимущество этого способа состоит в простоте и повышении точности определения энтальпии торможения при взаимодействии газового потока с твердым телом.

В разделе 2.4 было показано, что при определении зависимости коэффициента газификации от лучистой составляющей теплового потока на установке раздельного моделирования радиационно-

4.5. Коэффициент газификации и методы определения энтальпии торможения и лучистой составляющей теплового потока

конвективного нагрева можно задавать суммарные тепловые потоки, используя результаты отдельного калориметрирования лучистых и конвективных тепловых потоков. Однако во многих работах, например, [189, 190] показано, что излучение оказывает заметное влияние на параметры сжатого слоя, течение вблизи тела, конвективную составляющую нагрева. Тем более следует ожидать существенной зависимости коэффициента газификации от лучистой составляющей теплового потока.

Для определения зависимости коэффициента Γ от доли лучистой составляющей теплового потока образцы стеклокерамики испытывались при постоянном значении энтальпии торможения ($I_e = 12\,300$ кДж/кг) и следующих комбинациях конвективного и лучистого тепловых потоков ($q_k + q_l$): (10 500 + 5200), (10 500 + 10 500), (12 600 + 8400) кВт/м². Результаты экспериментов приведены на рис. 4.14.

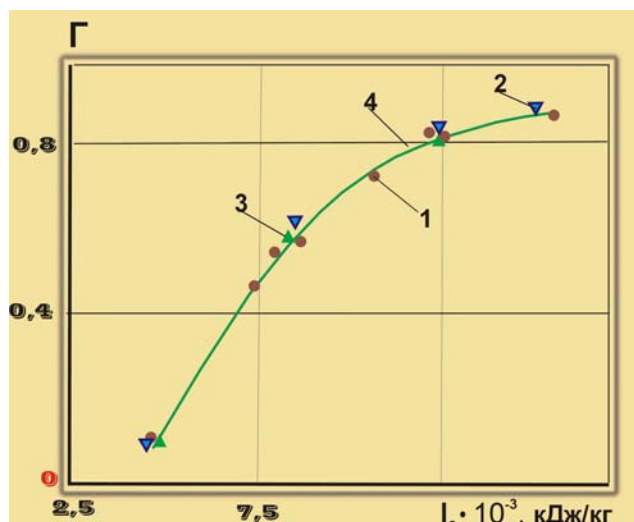


Рис. 4.13. Зависимость коэффициента газификации материалов на основе кварцевого стекла от энтальпии торможения: 1 – легированная КСК; 2 – чистая КСК; 3 – кварцевое стекло; 4 – аппроксимация (4.21)

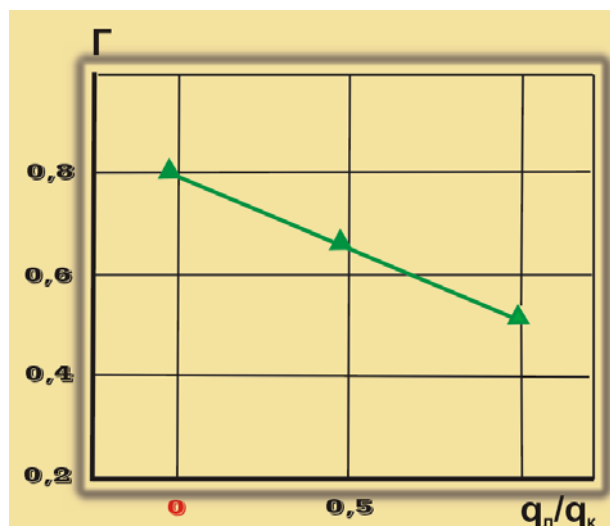


Рис. 4.14. Зависимость коэффициента газификации от лучистой составляющей теплового потока для легированной КСК: точки – эксперимент (каждая точка – среднее значение по 6-ти образцам), линия – аппроксимация

На этом рисунке видно, что коэффициент газификации уменьшается прямо пропорционально увеличению доли лучистой составляющей теплового потока. По-видимому, это происходит за счет уменьшения градиента температуры у поверхности при увеличении доли лучистой составляющей, а, следовательно, уноса большей части материала с пленкой расплава. Обработка результатов, представленных на рис. 4.14, по методу наименьших квадратов дает для расчета лучистой составляющей формулу в виде

$$q_l = 1,42q_\Sigma(\Gamma - \Gamma_\Sigma), \quad (4.23)$$

где q_Σ и Γ_Σ – суммарный тепловой поток и коэффициент газификации при совместном воздействии конвективного и лучистого тепловых потоков, а Γ – коэффициент газификации при конвективном нагреве.

На основе этой формулы был предложен способ выделения лучистой составляющей в радиационно-конвективном тепловом потоке [191], который был апробирован при определении лучистой составляющей в суммарном потоке установки ПД-4М. В качестве датчиков использовались образцы чистой и легированной КСК диаметром $14 \cdot 10^{-3}$ м. Измерения проводились на расстоянии $10 \cdot 10^{-3}$ м от выходного сопла ЭДП, где суммарный тепловой поток составлял 52 000 кВт/м².

Результаты экспериментов приведены в табл. 4.5. Из таблицы видно, что доля лучистой составляющей в суммарном тепловом потоке равна 20%, что составляет 10 700 кВт/м². Измерения на этой установке с помощью способа [82] дали значение лучистой составляющей 10 500 кВт/м².

Из выше изложенного видно, что предлагаемый метод прост. Единственным измерительным инструментом являются аналитические весы, поэтому погрешность метода в основном определяется

точностью измерения тепловых потоков, которая при доверительной вероятности 0,95 составляет 10–15%.

Таблица 4.4 – Результаты определения коэффициента газификации при конвективном нагреве на установках РПУ-1 и ЖРД-2М

Материал	q_k , кВт/м ²	T_w , К	I_e , кДж/кг	Γ
Легированная КСК	14 700	2600	4700	0,1
Чистая КСК	14 700	2450	4700	<0,1
Кварцевое стекло	14 700	2360	4700	<0,1
Легированная КСК	5850	2490	7200	0,46
Чистая КСК	5850	2480	7200	0,48
Кварцевое стекло	5850	2370	7200	0,45
Легированная КСК	6000	2650	7400	0,49
Легированная КСК	7650	2620	8600	0,57
Чистая КСК	7650	2620	8600	0,61
Кварцевое стекло	7650	2620	8600	0,58
Легированная КСК	10 500	2710	10 600	0,72
Легированная КСК	14 000	2820	12 300	0,81
Легированная КСК	10 500	2840	12 300	0,83
Легированная КСК	11 500	2800	12 300	0,82
Чистая КСК	11 500	2710	12 300	0,83
Кварцевое стекло	11 500	26 600	12 300	0,8
Чистая КСК	12 600	2840	15 000	0,88
Легированная КСК	19 500	2900	15 400	0,87

Таблица 4.5 – Результаты выделения лучистого теплового потока на установке ПД-4М
($\Gamma = 0,9$; $q_\Sigma = 52\,000$ кВт/м²)

№ дат-чика	Материал датчика	$G_n \cdot 10^3$, кг	$G_n \cdot 10^3$, кг	$G_{\text{бп}} \cdot 10^3$, кг	Γ_Σ	(0,9 – Γ_Σ) среднее	q_l , кВт/м ²
1	Чистая КСК	7,2427	6,8142	6,6464	0,72	0,145	10 700 ±5%
2		7,3274	6,7799	6,6353	0,79		
3		7,0581	6,5010	6,3433	0,78		
4	Легирован-ная КСК (0,5% Cr ₂ O ₃)	7,4529	7,1721	7,0858	0,76		
5		7,5947	6,9302	6,7025	0,74		
6		7,1900	5,4128	4,7150	0,72		
7		7,6839	5,4569	5,0885	0,77		

Численные расчеты [2] указывают на существенную зависимость коэффициента газификации от теплопроводности материала, химического состава набегающего газового потока и вязкости расплава. Зависимость (4.21) справедлива только в том случае, если до и после испытаний образцы имеют плоский торец. В то же время результаты предыдущих исследований показали, что коэффициент газификации в режиме квазистационарного разрушения поверхности практически не зависит от ее температуры и теплового потока и определяется в основном энтальпией торможения (табл. 4.4). Поэтому необходимо провести оценку влияния различных факторов на коэффициент Γ [192].

Влияние диаметра образца и формы торцевой поверхности. Все приведенные выше значения коэффициента газификации получены при одном важном условии – после испытаний форма торцевой поверхности образцов оставалась плоской. Поскольку коэффициент Γ определялся путем взвешивания образцов до и после их нагрева с пленкой расплава и без нее, то на его величину может также оказать влияние диаметр образца и форма его торцевой нагреваемой поверхности. Площадь этой поверхности при уменьшении радиуса затупления возрастает. Кроме того, изменение формы торца и диаметра модели приводит к значительному отличию в условиях нагрева даже при равномерном распределении термогазодинамических параметров по сечению газового потока, что не характерно для высокотемпературных потоков, получаемых в электродуговых подогревателях газа (рис. 2.21, а).

Для проверки влияния размера торцевой (нагреваемой) поверхности образца на его коэффициент испарения были изготовлены образцы из кварцевого стекла диаметром $(10, 14 \text{ и } 20) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и испытаны в дозвуковой воздушной струе стенда ВПС-1000Л/В с диаметром выходного сечения сопла $26 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Испытания проводились при тепловом потоке $\sim 7000 \text{ кВт/м}^2$. Для обеспечения плоской формы нагреваемой поверхности образец выступал из водоохлаждаемой державки не более $1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и подавался по мере его уноса с помощью специальной системы подачи.

Из табл. 4.6 следует, что коэффициент газификации почти не зависит от диаметра нагреваемой поверхности, если в процессе эксперимента сохраняется форма торцевой поверхности образца. В данном случае небольшое повышение доли испарения при уменьшении диаметра может быть в первую очередь вызвано увеличением энтальпии торможения на оси струи.

Таблица 4.6 – Влияние диаметра и исходной формы торцевой поверхности модели на коэффициент газификации

Влияние диаметра			Влияние исходной формы		
Режим испытаний	$d_m \cdot 10^{-3}, \text{ м}$	Γ	Режим испытаний	Исходный торец	Γ
$q_k = 7000 \text{ кВт/м}^2$, $I_e = 12\,000 \text{ кДж/кг}$, $P_e = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (дозвуковой поток)	10	$0,81 \pm 0,01$	$q_k = 10\,800 \text{ кВт/м}^2$, $I_e = 18\,000 \text{ кДж/кг}$, $P_e = 0,3 \cdot 10^5 \text{ Па}$ (сверхзвуковой поток)	плоский	$0,49 \pm 0,02$
	14	$0,77 \pm 0,02$		затупленный $R_N = 10,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$	$0,56 \pm 0,05$
	20	$0,76 \pm 0,02$			

В процессе теплового разрушения ТЗМ в высокотемпературном потоке, как правило, (если не принять специальных мер) происходит изменение формы обтекаемой поверхности, которая зависит от свойств материала, параметров газового потока и соотношения диаметров образца и выходного сопла ЭДП. При отношении $d_m / D_c < 1$ (где d_m – диаметр модели, а D_c – диаметр сопла) образец обычно принимает затупленную форму, что приводит к увеличению площади обтекаемой поверхности и возрастанию градиента скорости.

Исследование влияния формы торца образца проводилось в дозвуковом и сверхзвуковом воздушном потоке на образцах кварцевого стекла, чистой и легированной КСК диаметром $(14 \text{ и } 20) \cdot 10^{-3} \text{ м}$. При этом исходная форма торца выбиралась как плоской, так и затупленной ($R_N = (10 \text{ и } 15) \cdot 10^{-3} \text{ м}$), причем затупленную форму получали путем предварительного нагрева образца с плоским торцом в

газовом потоке. Радиус затупления торца после испытаний как в первом, так и во втором случаях практически не отличался и был равен $\sim 10 \cdot 10^{-3}$ м. Результаты испытаний приведены в табл. 4.6.

Из табл. 4.6 следует, что радиус затупления исходной поверхности образца оказывает влияние на значение коэффициента газификации, определяемое по формуле (4.20), за счет его изменения в процессе испытаний. Однако это влияние незначительно. Даже при переходе от плоского торца (крайний случай) к затупленному за время нагрева меньше 5 с отличие в значении коэффициента Γ не превышает 15%. В то же время, если различие в форме торцевой поверхности сохраняется постоянным в течение всего эксперимента (например, плоская и затупленная), отличие в значениях коэффициента газификации в одних и тех же условиях нагрева может достигать 25–30% (табл. 4.7). При этом уменьшение коэффициента газификации приводит к соответствующему увеличению скорости уноса материала. Так, уменьшение коэффициента Γ от 0,77 до 0,6 в рассмотренных условиях нагрева привело к увеличению скорости уноса кварцевого стекла от $(0,18 \text{ до } 0,28) \cdot 10^{-3}$ м/с.

Таблица 4.7 – Сравнение коэффициентов газификации, определенных для плоской и затупленной торцевой поверхности образцов (параметры потока $q_k = 7000$ кВт/м², $I_e = 12\,000$ кДж/кг)

Материал	Кварцевое стекло		Чистая КСК		Легированная КСК	
$d_m \cdot 10^3$, м	14	14	20	20	20	20
Форма торца	плоский	$R_N = 10 \cdot 10^{-3}$, м	Плоский	$R_N = 14 \cdot 10^{-3}$, м	плоский	$R_N = 15 \cdot 10^{-3}$, м
Γ	$0,77 \pm 0,02$	$0,6 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,01$	$0,76 \pm 0,03$	$0,6 \pm 0,01$

Поскольку при расчете коэффициента Γ по формуле (4.20) рассматривается унесенная масса материала со всей торцевой поверхности образца, которая зависит от напряжения трения, пропорционального градиенту скорости, то важно, чтобы градиент скорости сохранялся постоянным по образующей торцевой поверхности модели. Сравнительно просто это достигается в дозвуковых потоках при плоской форме торцевой поверхности образца (см. разд. 2.4, рис. 2.22). Переменная величина градиента скорости на затупленной поверхности, а также ее большая площадь при одинаковом диаметре модели, приводит к отличию значений коэффициента Γ для плоской и затупленной поверхностей (табл. 4.7). При этом влияния величины градиента скорости в передней критической точке на коэффициент газификации в рассмотренных условиях не обнаружено (табл. 4.8).

Таблица 4.8 – Влияние теплового потока в передней критической точке модели с плоским торцом на коэффициент газификации

q_k , кВт/м ²	I_e , кДж/кг	U_c , м/с	$dU_c / dx \cdot 10^{-4}$, с ⁻¹	Γ
7000	12 000	240	1,63	$0,81 \pm 0,01$
10 500	12 300	330	5,59	$0,83 \pm 0,02$
11 500	12 300	340	5,80	$0,82 \pm 0,03$
14 000	12 300	460	7,79	$0,81 \pm 0,03$
12 600	15 000	460	7,82	$0,88 \pm 0,03$
19 500	15 400	530	9,01	$0,87 \pm 0,02$

В экспериментах градиент скорости в передней критической точке модели изменялся на порядок (до $20 \cdot 10^4$ с⁻¹). Однако, учитывая сильную зависимость коэффициента Γ от энтальпии потока, в табл. 4.8 приведены результаты, полученные при двух одинаковых значениях энтальпии торможения ($\sim 12\,000$ кДж/кг и $\sim 15\,000$ кДж/кг). При расчете градиента скорости использовались данные работ [2, 193, 194]. Экспериментальные данные показывают, что при дозвуковом обтекании модели с плоским

4.5. Коэффициент газификации и методы определения энтальпии торможения и лучистой составляющей теплового потока

торцом оптимальным можно считать отношение $d_m / D_c = 0,9 - 1,2$, а оценку градиента скорости проводить по формуле $dU_c / dx = (1,7 \pm 0,2)U_c / d_m$ [193].

Следует отметить, что при одинаковой величине энтальпии торможения экспериментальные значения коэффициента Γ , приведенные на рис. 4.13 для плоской поверхности, выше расчетных данных работы [2], определенных для затупленного тела с радиусом кривизны $R_N = 7 \cdot 10^{-3}$ м. Тогда как для затупленного тела эксперимент и расчет хорошо согласуются.

Влияние химического состава набегающего газового потока и эффективной теплопроводности материала. Исследование влияния химического состава газового потока на коэффициент газификации проводилось на образцах кварцевого стекла $10 \cdot 10^{-3}$ м в потоках воздуха, азота и углекислого газа. Для того, чтобы исключить подмешивание воздуха при испытаниях в потоках азота и углекислого газа расстояние от среза сопла ЭДП до нагреваемой поверхности не превышало 2 калибра. Энтальпия торможения составляла $\sim 12\,000$ кДж/кг.

Из табл. 4.9, в которой приведены результаты испытаний, видно, что при увеличении количества кислорода, в высокотемпературном потоке газа, коэффициент газификации несколько снижается и достигает минимальной величины в потоке CO_2 , что согласуется с расчетами работы [2].

Численные расчеты работы [2] показывают, что доля испарения материала в значительной степени зависит от коэффициента теплопроводности λ . Так, согласно этим расчетам, увеличение λ в 6 раз приводит к уменьшению коэффициента газификации более чем в 2 раза. Экспериментальная проверка влияния теплопроводности на коэффициент Γ осуществлялась на образцах кварцевого стекла, чистой и легированной кварцевой стеклокерамики. При этом эффективная теплопроводность за счет роста лучистой составляющей при увеличении прозрачности материала изменялась от 1,8 Вт/(м·К) для легированной керамики, которую в условиях конвективного нагрева можно считать непрозрачной, до ~ 10 Вт/(м·К) для кварцевого стекла.

Основные результаты этих экспериментов при обтекании плоского торца образцов, диаметр которых, как правило, составлял $10 \cdot 10^{-3}$ м, приведены в табл. 4.4. В табл. 4.9 показаны дополнительные данные, полученные на образцах диаметром $20 \cdot 10^{-3}$ м при тепловом потоке ~ 7000 кВт/м² на стенде ВПС-1000Л/В. Из табл. 4.4 и 4.9 следует, что в рассмотренных условиях нагрева эффективный коэффициент теплопроводности не влияет на долю испарения материала.

Таблица 4.9 – Влияние химического состава газового потока и эффективной теплопроводности материала при температуре поверхности на коэффициент газификации

Влияние химического состава			Влияние эффективной теплопроводности		
q_k , кВт/м ²	Род газа	Γ	Режим испытаний	Материал	Γ
11 000	Азот	$0,85 \pm 0,02$	$q_k = 7000$ кВт/м ² $I_e = 12\,000$ кДж/кг	Легированная КСК $\lambda \cong 1,8$ Вт/(м·К)	$0,76 \pm 0,03$
13 000	Воздух	$0,78 \pm 0,02$		Чистая КСК $\lambda \cong 5$ Вт/(м·К)	$0,76 \pm 0,02$
10 500	Углекислый газ	$0,72 \pm 0,04$		Кварцевое стекло $\lambda > 10$ Вт/(м·К)	$0,76 \pm 0,02$

Для объяснения данного вывода воспользуемся результатами работы [131]. Там показано, что в одних и тех же условиях нагрева скорость уноса кварцевого стекла может превышать скорость уноса непрозрачной керамики более чем в 2 раза (см. разд. 4.1). Причиной этого в первую очередь являются различные значения эффективной степени черноты, что приводит в случае кварцевого стекла к уменьшению излучения с поверхности, а, следовательно, к росту теплового потока, входящего в материал. Согласно расчетам, увеличение коэффициента теплопроводности должно приводить к уменьшению коэффициента Γ . В то же время для рассмотренных материалов $\varepsilon_{\text{эфф}} \sim 1/\lambda_{\text{эфф}}$. По-видимому, повышение теплового потока, входящего в тело, при увеличении прозрачности материала

вызывает рост суммарной скорости уноса G_{Σ} , прямо пропорционально которой возрастает скорость испарения G_w . В результате коэффициент газификации, представляющий собой отношение $\Gamma = G_w / G_{\Sigma}$, остается практически постоянным.

Оценка влияния вязкости расплава. Одной из основных характеристик материала, оказывающих значительное влияние на его долю испарения, является вязкость пленки расплава. В работе [2] выполнены расчеты для двух законов изменения вязкости от температуры (см. разд. 6.3), охватывающих верхнюю и нижнюю границу экспериментальных данных по вязкости расплава кварцевого стекла. Эти расчеты показывают, что изменение вязкости на порядок приводит к изменению коэффициента Γ в два раза. К сожалению, сложность и низкая точность определения вязкости расплава, особенно при высоких температурах, позволяет провести только качественную оценку ее влияния на долю испарения материала.

Для испытаний были изготовлены образцы легированной КСК по двум технологиям. В первом случае окись хрома добавлялась в материал в мелкодисперсном виде и перемешивалась в процессе изготовления материала. Во втором случае производилась пропитка образцов ангидридом хрома с последующей термообработкой при более низкой температуре, что приводило к образованию низко-температурных силикатных систем и значительно снижало вязкость расплава. Эксперименты проводились на образцах двух диаметров $(14 \text{ и } 20) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ в сверхзвуковом и дозвуковом потоках воздушной плазмы. Время эксперимента подбиралось таким образом, чтобы исключить срыв пленки с боковой поверхности образца. Внешний вид образцов после испытаний показан на рис. 4.15.

Из таблицы 4.10 следует, что при выборе материала для определения энтальпии торможения или выделения лучистой составляющей теплового потока по способам [188, 191] надо обращать серьезное внимание на технологию изготовления материала, от которой может в значительной степени зависеть вязкость расплава, а, следовательно, и доля его испарения.

Таблица 4.10 – Оценка влияния вязкости на коэффициент газификации

Технология легирования КСК	$d_m, R_N \cdot 10^3, \text{ м}$	Режим испытаний	$\bar{V}_{\infty} \cdot 10^3, \text{ м/с}$	Γ
Добавка Cr_2O_3 в мелкодисперсном виде	$d_m = 14$	$q_k = 10\,080$ кВт/м ²	$0,21 \pm 0,011$	$0,49 \pm 0,02$
Пропитка ангидридом хрома	$R_N = 11$ $d_m = 14$ $R_N = 10$	$I_e = 18\,000$ кДж/кг	$0,4 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,04$
Добавка Cr_2O_3 в мелкодисперсном виде	$d_m = 20$ плоский торец	$q_k = 7000$ кВт/м ²	–	$0,76 \pm 0,03$
Пропитка ангидридом хрома	$d_m = 20$ плоский торец	$I_e = 12\,000$ кДж/кг	–	$0,37 \pm 0,03$

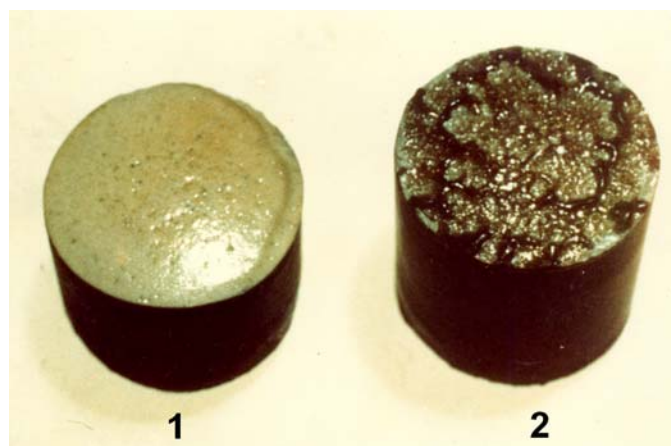


Рис. 4.15. Внешний вид образцов легированной КСК с различной вязкостью расплава после испытаний в дозвуковой струе ЭДП: 1 – Cr_2O_3 добавлен в мелкодисперсном виде; 2 – пропитка ангидридом хрома

4.6. Излучение с поверхности и метод определения степени черноты в условиях радиационно-конвективного нагрева

Одной из основных составляющих в тепловом балансе тепла на разрушающейся поверхности материала является излучение. Максимальный тепловой поток, который возможно отвести от поверхности за счет излучения, можно оценить по температуре графита в тройной точке (~ 4200 К) $\varepsilon \sigma T_w^4 \approx 18\,000$ кВт/м² [2]. Этот фактор отвода тепла является основным для теплозащитных покрытий космических систем многократного использования.

Кроме температуры поверхности, интенсивность радиационного охлаждения определяется интегральной степенью черноты, которая, в свою очередь, зависит от многих параметров, таких как свойства материала, структура и температура поверхности, направление, в котором распространяется излучение, и др. [195, 196]. В отличие от интегральной, спектральная степень черноты $\varepsilon(\lambda)$ сравнительно слабо зависит от температуры излучающей поверхности, но сильно меняется с длиной волны λ .

Экспериментальные методы исследования излучательной и отражательной способностей материалов достаточно подробно описаны в работах [195, 197–199]. В виду большой практической и теоретической значимости для многих ТЗМ наиболее часто определяется направленная (нормальная), а не полусферическая излучательная способность [195].

Большое значение имеет степень черноты для определения температуры твердых тел бесконтактным методом. Соответствующие этим методам приборы показывают яркостную, цветовую или радиационную температуру, которая при известной степени черноты позволяет рассчитать истинную температуру тела. Однако применить результаты предварительного определения излучательных или отражательных свойств при расчете истинной температуры удастся далеко не всегда, особенно для аблирующих материалов. Например, в работе [200] показано, что коэффициенты отражения и поглощения ТЗМ на основе плавящихся стеклопластиков существенно зависят от времени нагрева и его вида (радиационный или конвективный), рис. 4.16). Так как коэффициент поглощения зависит от химического состава и морфологии поверхностных слоев, то следует ожидать также зависимости коэффициента излучения от давления и энтальпии набегающего газового потока даже при одной и той же температуре поверхности, но в различных условиях нагрева.

В связи с этим рассмотрим методы, которые позволяют практически одновременно проводить измерения излучательной способности и температуры поверхности в условиях радиационного и конвективного нагрева, моделирующих работу теплозащитных покрытий. При проведении таких экспериментов необходимо иметь данные о спектре источника нагрева, а также о спектре излучения паров материала в пограничном слое. Это позволяет найти окна прозрачности, т. е. спектральные интервалы, где интенсивности излучения и поглощения пограничного слоя и источника нагрева малы, и где можно надежно измерять температуру поверхности модели.

Газы обладают линейчатым спектром излучения и поглощения, поэтому найти "окна прозрачности" для измерения температуры поверхности при нагреве в газовой струе не представляет особого труда.

Наибольшее распространение в этом случае получили пирометры с полосой пропускания в видимой области спектра [195]. Однако применение таких пирометров в условиях радиационного нагрева уже наталкивается на серьезные трудности. При радиационном нагреве часть падающей радиации источника излучения отражается от поверхности материала, что приводит к невозможности прямого измерения яркостной температуры [201]. В этом случае суммарная яркость излучения нагретого образца и отраженной им радиации источника нагрева определится выражением

$$\beta_{\Sigma}(\lambda, T) = \beta_{\text{яр}}(\lambda, T) + \beta_{\text{отр}}(\lambda, T), \quad (4.24)$$

где $\beta_{\text{яр}}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(c_2 / \lambda T_w) - 1}$; $\beta_{\text{отр}}(\lambda, T) = \rho(\lambda, T) \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(c_2 / \lambda T_{0\text{яр}}) - 1}$; $\beta_{\text{яр}}(\lambda, T)$ – яркость излучения нагретого образца; $\beta_{\text{отр}}(\lambda, T)$ – яркость отраженного излучения с поверхности; $T_{0\text{яр}}$ – яркостная температура источника излучения; c_1, c_2 – пирометрические константы.

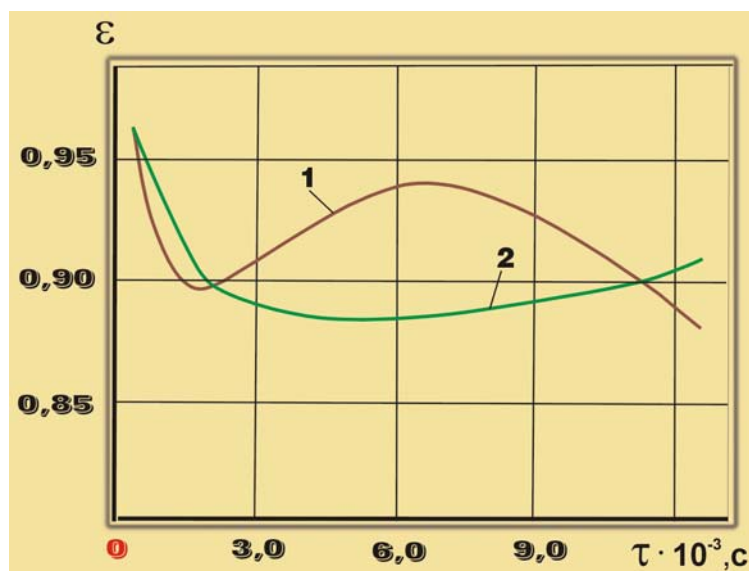


Рис. 4.16. Изменение коэффициента поглощения стеклопластика при конвективном (1) и радиационном (2) нагревах [200]

На рис. 4.17, на котором приведено распределение интенсивности излучения Солнца [24], видно, что его характер, как и спектр излучения ксеноновой лампы (рис. 4.18) [25], близок к спектру излучения абсолютно черного тела, т. е. в нем практически отсутствуют провалы (окна прозрачности).

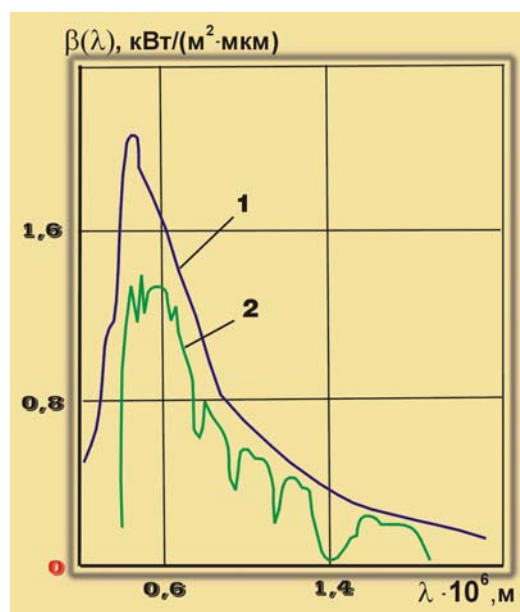


Рис. 4.17. Спектральное распределение интенсивности солнечного излучения: 1 — за пределами земной атмосферы; 2 — на поверхности Земли [24]

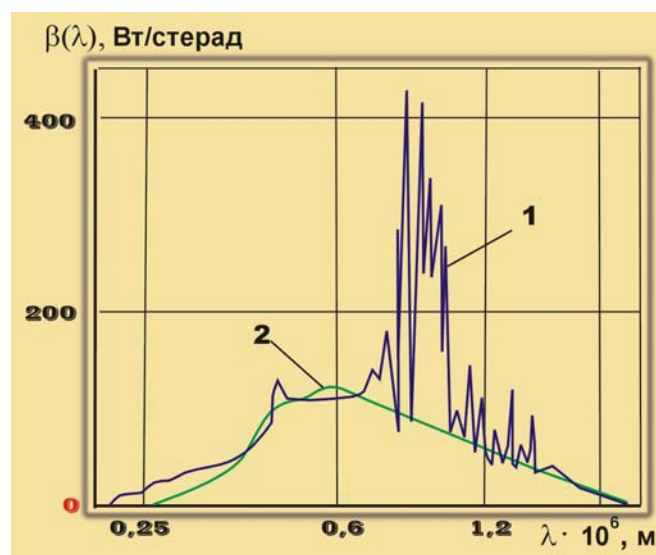


Рис. 4.18. Спектральное распределение энергии излучения [25]: 1 — ксеноновая лампа ДКСР-6000 при мощности 4,8 кВт; 2 — излучение Солнца на краю земной атмосферы

Широкое применение при радиационном нагреве получил метод, описанный в работе [201], позволяющий разделить собственное и отраженное излучения с поверхности материала с помощью обтюрационного устройства. Измерение $\beta_{\text{яр}}(\lambda, T)$ производится в момент перекрытия падающей радиации источника нагрева. Преимущество этого метода заключается в том, что практически одновременное измерение фотоэлектрическим пирометром суммарной и яркостной температур, соответствующих $\beta_{\Sigma}(\lambda, T)$ и $\beta_{\text{яр}}(\lambda, T)$, позволяет определить из баланса тепла (4.19), используя закон Кирхгофа, $\varepsilon(\lambda, T)$ и температуру поверхности:

$$\rho(\lambda, T) = 1 - \varepsilon(\lambda, T) = \frac{\beta_{\Sigma}(\lambda, T) - \beta_{\text{яп}}(\lambda, T)}{\beta_0(\lambda, T)}. \quad (4.25)$$

Истинная температура поверхности находится по формуле, вытекающей из закона Вина:

$$T_w^{-1} = T^{-1}(\lambda) + \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon. \quad (4.26)$$

В работе [202] исследовалось влияние скорости вращения обтюрационного устройства на величину остывания поверхности образца. Было установлено, что оптимальное число оборотов обтюра- ра должно быть не менее 1000 оборотов в минуту. Такая скорость вращения приводит к необходимости ограничения размеров и веса перекрывающей заслонки обтюра- ра, поэтому для полного пере- крытия падающего теплового потока, например, от параболического зеркала с углом раскрытия 120° обтюра- тор требуется располагать на расстоянии $\sim 10^{-2}$ м от поверхности образца. Было установлено, что движение среды, возникающее при вращении обтюра- ра, расположенного на близком рассто- янии, оказывает значительное влияние на скорость разрушения материала. Измерения показали, что вращение обтюра- ра создает разряжение вокруг образца в среднем на 10 Па. Вследствие этого про- исходит подсос воздуха в зону горения и увеличение скорости разрушения образцов ТЗМ.

Указанный недостаток можно исключить, если использовать искусственные источники нагрева с биэллипсоидной оптической схемой [28, 203].

Сильно осложняется применение обтюрационных устройств в условиях совместного радиаци- онно-конвективного нагрева. Если проводить измерение яркостной температуры поверхности после полной отсечки нагрева, например, каким-либо специальным быстродействующим фотоэлектриче- ским пирометром, то необходимо знание характеристик остывания каждого типа исследуемых ТЗМ. К тому же такой метод значительно уменьшает количество получаемой информации и не дает дина- мики изменения температуры материала в процессе испытаний.

Полностью исключить применение обтюрационных систем при радиационном нагреве удастся в том случае, если источником нагрева является энергия Солнца. Сведения о таких системах даны в работе [204]. На рис. 4.17 видно, что распределение спектральной плотности энергетической яркости прямого солнечного излучения на поверхности Земли имеет провалы для длин волн $(1,4 \text{ и } 1,9) \cdot 10^{-6}$ м, связанные с поглощением солнечного излучения парами воды и углекислым газом атмосферы. Исхо- дя из этого в работе [205] была предложена оптико-электронная система измерения температур (ОЭСИТ), которая обеспечивает регистрацию яркостных температур в двух соседних длинах волн инфракрасной области спектра. В этой системе основная эффективная длина волны $\lambda = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м находится в провале солнечного спектра. Вспомогательная длина волны $\lambda = 1,61 \cdot 10^{-6}$ м выбрана вне провала, вблизи основной эффективной длины волны λ . В интервале длин волн $\lambda = (1,39 - 1,61) \cdot 10^{-6}$ м излучательная способность многих веществ изменяется незначительно [195] и спектральные плот- ности энергетических яркостей для этих длин волн также близки по величине, что позволяет, измеряя в провале спектра ($\lambda = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м) собственное излучение поверхности образца $\beta_{\text{яп}}(\lambda, T)$, суммарное излучение для длины волны $\lambda = 1,61 \cdot 10^{-6}$ м $\beta_{\Sigma}(\lambda, T)$ и яркость излучения, падающего на поверхность $\beta_0(\lambda, T)$, рассчитать спектральную степень черноты и определить температуру поверхности иссле- дуемого материала.

Допускаемые погрешности ОЭСИТ зависят от предела измерений температур. Относительная методическая погрешность измерения нормальной спектральной излучательной способности не пре- вышает $\sim 12\%$, а погрешность измерения температуры поверхности непрозрачных материалов – 5% .

В работе [125] был предложен способ определения излучательной способности ТЗМ, основан- ный на особенностях изменения температуры поверхности теплозащитных материалов в условиях совместного радиационно-конвективного нагрева. Этот способ базируется на методе отражения, при котором нагреваемая поверхность образца дополнительно освещается каким-либо источником света [195]. Обычно для этой цели используются модулированные источники, мощность которых несоиз- меримо мала по сравнению с энергией нагревающего устройства и не вносит изменения в тепловой баланс на поверхности исследуемого материала. Однако при нагреве образца в условиях совместного радиационно-конвективного нагрева выделить из мощного отраженного излучения с поверхности даже модулированный сигнал практически невозможно.

Предлагаемый метод основывается на экспериментально установленной зависимости температуры поверхности ТЗМ от соотношения лучистой и конвективной составляющих теплового потока (рис. 3.7, 3.8). Эта зависимость показывает, что, если температура поверхности, полученная при конвективном нагреве, превышает ее равновесное значение в условиях радиационного нагрева, то в условиях совместного нагрева, при таких же значениях лучистого и конвективного тепловых потоков, она будет равна T_w при конвективном нагреве. Данный вывод позволяет в качестве источника дополнительного света применить непосредственно радиационную составляющую нагрева, предварительно оценив ее вклад в тепловой баланс, температуру поверхности и скорость разрушения материала.

Рассмотрим, при каких условиях возможно совпадение T_w и $\varepsilon(\lambda)$, приведенных в разд. 3.2 вариантах нагрева. Если поверхность материала нагревается до заданного значения температуры с помощью конвективного или радиационного тепловых потоков, то для многих материалов, особенно для стеклопластиков, структура поверхности будет значительно отличаться, а, следовательно, и иметь различную отражательную способность. В рассматриваемом случае, при конвективном и совместном радиационно-конвективном нагреве, обдув поверхности газовым потоком одинаковой интенсивности приводит к тому, что внешний вид поверхности исследуемых образцов практически не отличается. Однако из уравнения баланса тепла для поверхности разрушающегося материала

$$\frac{q_0 + \varepsilon(q_{\text{л}} - \sigma T_w^4)}{G_{\Sigma}} = \Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w) \quad (4.27)$$

видно, что в условиях совместного нагрева температура поверхности при увеличении подводимого теплового потока на лучистую составляющую может остаться без изменения лишь в том случае, если пропорционально возрастет скорость разрушения материала.

Для проверки этого условия на установке РПУ-1 [119] были выполнены эксперименты по исследованию образцов КСК. Чтобы можно было рассчитать $\varepsilon(\lambda)$ по формуле (4.25), эксперимент проводился в следующей последовательности. Образец материала вначале испытывали при совместном нагреве, соблюдая условия, чтобы лучистая составляющая теплового потока была меньше конвективной. В процессе эксперимента измерялась $\beta_{\Sigma}(\lambda, T)$, затем лучистый нагрев отключали и при конвективном нагреве определяли $\beta_{\text{пр}}(\lambda, T)$. Яркость излучения источника лучистого нагрева $\beta_0(\lambda, T)$ находилась предварительно в этих же условиях путем измерения отраженной радиации от эталонного покрытия. В качестве эталонного покрытия использовалась поверхность водоохлаждаемого калориметра, покрытая слоем окиси магния.

Полученные результаты дали возможность рассчитать суммарный унос материала при конвективном и совместном нагреве (табл. 4.11) по формуле, вытекающей из уравнения баланса тепла (4.27).

Таблица 4.11 – Результаты сравнения расчета и эксперимента по определению характеристик разрушения кварцевой стеклокерамики

Материал	q_0 , кВт/м ²	$q_{\text{л}}$, кВт/м ²	I_e , кДж/кг	Γ	$\varepsilon(\lambda)$	T_w , К	G_{Σ} , кг/(м ² ·с)	$G_{\Sigma}^{\text{р}}$, кг/(м ² ·с)
КСК	10600	10000	12500	0,67	0,64	2830	0,91	1,03
(100% SiO ₂)	10600	—	12500	0,88	0,64	2830	0,51	0,47
КСК	10350	10000	12500	0,59	0,83	2900	1,221	1,18
(0,5% Cr ₂ O ₃)	10350	—	12500	0,9	0,83	2900	0,42	0,39

Эксперимент и расчет показали, что увеличение подводимого теплового потока за счет лучистой составляющей приводит к пропорциональному увеличению скорости уноса материала [119]. Коэффициент газификации находился по методике [124]. Погрешность определения G_{Σ} составила 12%, $\varepsilon(\lambda)$ – 12% и T_w – 6%. При расчете систематической ошибки измерений $\varepsilon(\lambda)$ и T_w дифференцировались уравнения (4.25) и (4.26). Так как яркость излучения измерялась с помощью пирометра по температурной шкале, то для расчета ее относительной ошибки применяли формулу:

$$\frac{\delta\beta(\lambda)}{\beta(\lambda)} = \frac{c_2 \exp[c_2 / \lambda T(\lambda)]}{\lambda T^2(\lambda) \{ \exp[c_2 / \lambda T(\lambda)] - 1 \}} \delta T(\lambda),$$

где $\delta T(\lambda)$ – систематическая погрешность, обусловленная классом точности пирометра.

Следует отметить, что удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных значений скоростей разрушения материалов свидетельствует о достаточной точности определения $\varepsilon(\lambda)$ и T_w по предлагаемому способу.

Хорошим доказательством удовлетворительной точности данного метода явились экспериментальные результаты, приведенные в табл. 4.12. В таблице указаны калориметрические тепловые потоки, поэтому при $q_k = 4200$ кВт/м² требование превышения конвективного теплового потока над лучистым ($q_{\text{л}} = 5000$ кВт/м²) все равно выполняется, так как воспринимаемый поверхностью лучистый поток за счет отражения будет значительно меньше конвективного. В сравнительно узком диапазоне температур поверхности (2600–2800 К) степень черноты не должна существенно изменяться. Расчет ее значений по формуле (4.25) дал практически одинаковые результаты, несмотря на то, что входящие в формулу величины значительно отличались, включая и падающую на образец радиацию источника лучистого нагрева. Отличие значений температуры поверхности образцов в условиях конвективного и совместного нагрева находится в пределах погрешности эксперимента. Следует отметить, что поскольку пленка расплава КСК является полупрозрачной для лучистого теплового потока, то в нашем случае можно говорить лишь о некоторой эффективной степени черноты, присущей толщине всей расплавленной пленки. В таблице приведены значения $\varepsilon(\lambda)$, полученные по результатам испытаний трех–четырёх образцов на каждом режиме нагрева.

Таблица 4.12 – Результаты определения $\varepsilon(\lambda)$ для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м и T_w образцов чистой кварцевой стеклокерамики

q_k , кВт/м ²	$q_{\text{л}}$, кВт/м ²	$\beta_0(\lambda) \cdot 10^{-12}$, Вт/м ³	T_w^k , К	T_w^Σ , К	$\varepsilon(\lambda)$
14 300	10 000	3,02	2800	2800	0,64
9200	5000	1,62	2765	2750	0,64
14 300	5000	1,62	2850	2900	0,62
4200	5000	1,62	2620	2620	0,64

На рис. 4.19 в качестве примера показано изменение яркости излучения поверхности по шкале температур пирометра в процессе квазистационарного разрушения образцов асботекстолита и КСК. В самом начале эксперимента, когда материал еще не прогрет и на поверхности не образовалась пленка расплава, отражательная способность образцов чистой КСК значительно выше ее значения при квазистационарном разрушении (диаграмма 1). Пульсации температуры (диаграмма 3) вызваны отрывом твердых частиц с поверхности асботекстолита.

В табл. 4.13 показаны значения $\varepsilon(\lambda)$ для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м некоторых теплозащитных материалов. На всех материалах, кроме кварцевой стеклокерамики и фторопласта, на поверхности в процессе нагрева образовывался коксовый слой. Этим и объясняются высокие значения степени черноты. Для ТЗМ на фенольном и эпоксидном связующих полученные данные удовлетворительно согласуются с результатами [206]. Для стеклопластиков на фенольном и кремнийорганическом связующих – с данными [207].

Как уже указывалось, степень черноты поверхности ТЗМ зависит от многих факторов, исследованию влияния которых посвящено большое количество специальной литературы. Поэтому остановимся только на материалах, рассмотренных в настоящей книге.

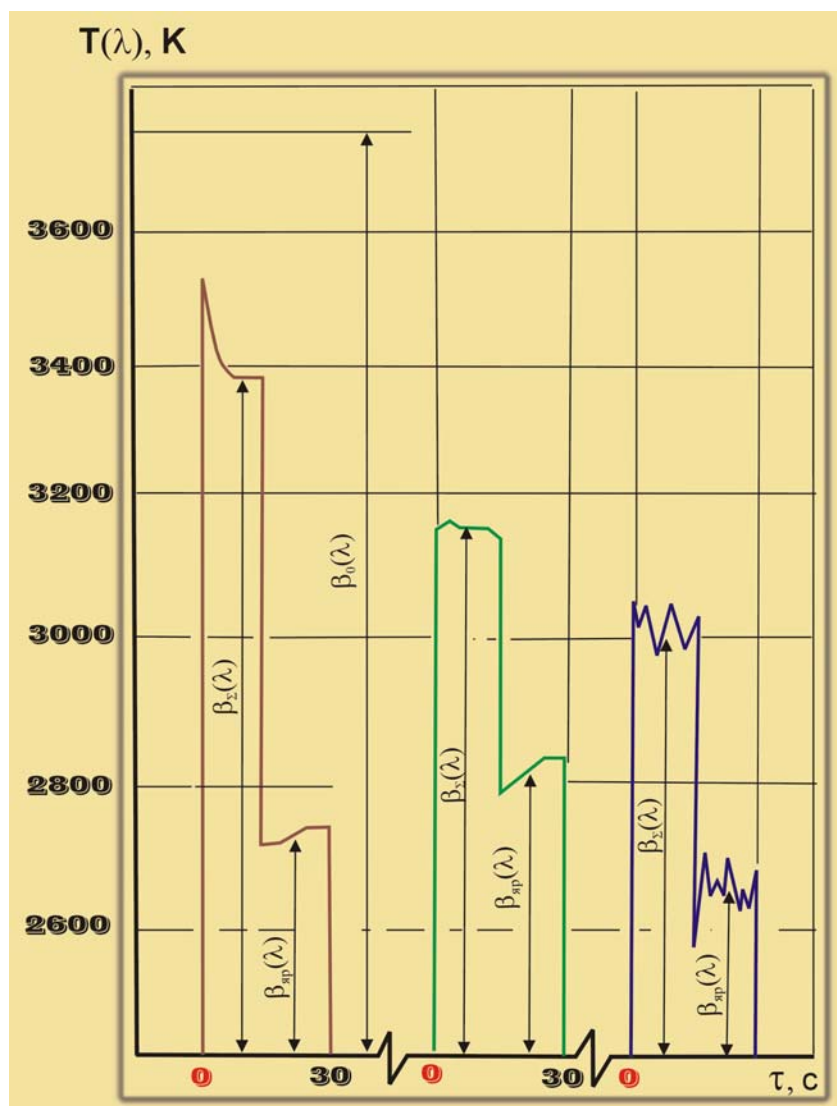


Рис. 4.19. Зависимость яркости (по температурной шкале пирометра) излучения образцов ТЗМ в процессе разрушения их поверхности от времени нагрева: 1 – чистая КСК, 2 – легированная КСК, 3 – асботекстолит АП

Политетрафторэтилен (тефлон, фторопласт-4). Этот материал является наиболее изученным и имеет стабильные физико-химические свойства. В работе [208] показано, что максимальная яркостная температура тефлона составляет ~ 1000 К при длине волны $9,5 \cdot 10^{-6}$ м. Он является полупрозрачным материалом, поэтому его отражательная способность зависит от толщины образца и подложки. Высокая отражательная способность политетрафторэтилена в сочетании с низкой температурой разрушения позволяет пренебречь долей излучения в тепловом балансе аблирующей поверхности.

Коксующиеся композиционные теплозащитные материалы. Наиболее полное исследование спектральных отражательных и излучательных способностей материалов этого класса выполнено в работах Уилсона и Спицера [206, 209–211].

Эксперименты проводились в области спектра $(0,4-2,4) \cdot 10^{-6}$ м при температурах 2200–3500 К. Спектральная отражательная способность измерялась с помощью рефлектометра с двумя эллиптическими зеркалами, в котором угольная дуга одновременно служила и источником тепла, и источником падающего на образец зондирующего излучения. Спектральная степень черноты вычислялась по закону Кирхгофа. Измерения осуществлялись в воздухе, в результате чего нагреваемая поверхность подвергалась окислению. В качестве источника нагрева также применялся поток азота, нагретый в электродуговой установке. Были исследованы коксы смесей фенольной смолы и нейлона высокой и низкой плотности, кокс фенольной смолы, армированный угольными волокнами, кокс эпоксидной смолы, армированный сотовой структурой. В последнем случае из-за образования в результате нагрева стекловидных компонентов излучательная способность была самой низкой и наиболее сильно зависела от длины волны (рис. 4.20).

4.6. Излучение с поверхности и метод определения степени черноты в условиях радиационно-конвективного нагрева

Таблица 4.13 – Результаты определения $\varepsilon(\lambda)$ для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м и T_w некоторых ТЗМ при $q_k = 12\,600$ кВт/м² и $q_n = 5000$ кВт/м² ($\beta_0(\lambda) = 1,56 \cdot 10^{12}$ Вт/м³)

Материал	$\beta_{\Sigma}(\lambda) \cdot 10^{-12}$, Вт/м ³	$\beta_{\text{яp}}(\lambda) \cdot 10^{-12}$, Вт/м ³	$\varepsilon(\lambda)$	T_w , К
Стеклопластик на фенольном связующем	0,327	0,132	0,88	2500
Углепластик	1,84	1,59	0,86	3500
Бакелит	1,44	1,30	0,9	3350
Легированная КСК (0,5%Cr ₂ O ₃)	0,551	0,282	0,83	2750
Асботекстолит	0,673	0,38	0,8	2860
Фторопласт	0,04	$8,25 \cdot 10^{-8}$	0,33	1000
Стеклопластик на кремнийорганическом связующем	0,435	0,187	0,84	2610

На этом рисунке видно, что диапазон изменения $\varepsilon(\lambda)$ рассмотренных материалов в основном не превышает ~15% и слабо зависит от длины волны, в которой проводятся измерения. Также не обнаружено существенного влияния состава кокса на $\varepsilon(\lambda)$. Следует отметить, что значительное влияние состава коксующегося ТЗМ на излучательные свойства, как правило, проявляется только при температурах поверхности ниже 2000 К [212].

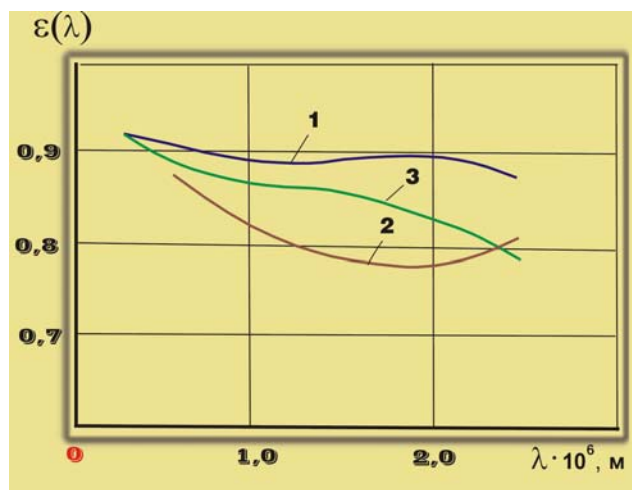


Рис. 4.20. Излучательная способность коксов аблирующих материалов. Кокс смесей фенольной смолы и нейлона: 1 – высокой плотности (3000 К), 2 – низкой плотности (2900 К), 3 – кокс фенольной смолы, армированной сотовой структурой (2950 К) [206]

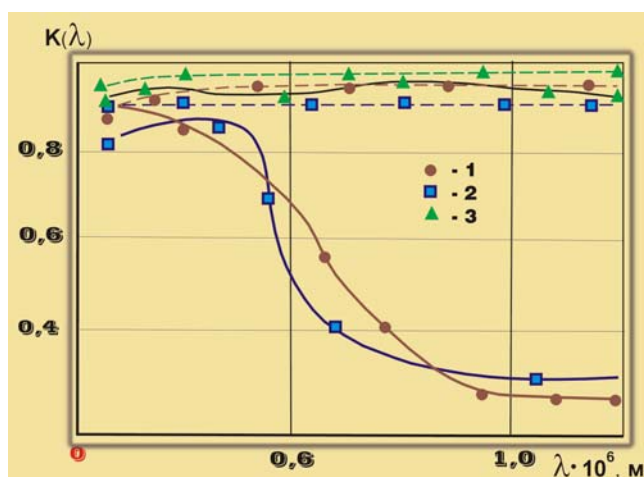


Рис. 4.21. Спектральный коэффициент поглощения поверхности: сплошные кривые – до испытания, штриховые – после испытания, 1 – стеклофенольный пластик, 2 – стеклопластик на кремнийорганическом связующем, 3 – углефенольный пластик [207]

В работе [213] исследованы излучательные свойства матричного композиционного материала на основе графита и окиси бария. В качестве связующего использована фенолформальдегидная смола. Отмечено уменьшение излучательной способности при нагреве свыше 1300 К за счет появления на поверхности материалов окисной пленки (окиси бария). Однако при увеличении температуры поверхности до 2100 К окисный слой исчезал полностью и степень черноты возрастала до прежних значений (выше 0,9). Эти результаты подтверждаются экспериментальными исследованиями спектральной степени черноты модельных образцов высоконаполненных каучуко-смоляных материалов с различным содержанием мелкодисперсной двуокиси кремния (белой сажи) по методу работы [205]. Установлено, что при температурах поверхности 2200–2350 К увеличение содержания SiO_2 от 10 до 50% приводит к снижению степени черноты поверхности не более чем на 5%, которая изменялась в диапазоне 0,92–0,98. Высокая степень черноты коксов резиноподобных ТЗМ получена также в работе [206].

На установке РПУ-1 по описанному выше методу была исследована спектральная степень черноты для $\lambda = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м асбо-, угле-, стеклопластиков, органо-волоконитов и высоконаполненных материалов на каучуковой основе. Одновременно определялась излучательная способность для $\lambda = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м при радиационном нагреве на гелиоустановке СГУ-4 (см. табл. 2.1). Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в процессе разрушения коксующихся ТЗМ степень черноты находится в пределах 0,75–0,95 и для рассмотренного диапазона слабо зависит от длины волны. Эти результаты хорошо подтверждаются данными работы [207] (рис. 4.21). Из рисунка следует, что сильная зависимость коэффициента поглощения ТЗМ от длины волны наблюдается только до испытаний. После испытаний эта зависимость практически пропадает.

Приведенные данные позволяют сделать вывод о том, что с достаточной для практики точностью при расчетах отвода тепла за счет излучения при температурах поверхности коксующихся ТЗМ выше 2000 К можно использовать значения спектральной степени черноты, полученные по методам [119, 205] непосредственно в процессе испытаний материалов при конвективном и радиационном видах нагрева.

Чистая и легированная кварцевая стеклокерамика. Большинство материалов на основе кварцевого стекла являются частично прозрачными. При расчете теплообмена излучением и при измерении температуры в таких материалах необходимо рассматривать собственное излучение, отражение и пропускание постороннего излучения. Эти составляющие можно рассчитать, если определить показатели преломления, поглощения и их зависимость от длины волны. В отличие от КСК коэффициенты поглощения кварцевого стекла до температур плавления изучены достаточно подробно, например, [214–217]. При возрастании температуры происходит уменьшение пропускательной способности кремнезема [217], в то время как при комнатной температуре для длин волн $(0,2–1,0) \cdot 10^{-6}$ м и выше она находится на уровне 0,9.

В работах [218–220] исследовались излучательные свойства кварцевых стекол при температурах, превышающих 2000–3000 К. В работе [218] установлено, что при интенсивном кипении кварц начинает поглощать ультрафиолетовое излучение $(0,22–0,3) \cdot 10^{-6}$ м, причем поглощение происходит в толще самого материала. После остывания кварца его прозрачность восстанавливается. В работе [219] показано, что ультрафиолетовое излучение поглощается в слое толщиной менее $0,1 \cdot 10^{-3}$ м, разогретом до интенсивного испарения. Существенное снижение прозрачности кварцевого стекла при температурах, превышающих температуру плавления, отмечается в работах [220, 221]. Тем не менее, имеющиеся экспериментальные данные показывают, что излучательная способность кварцевого стекла, как правило, не превышает 0,1.

Поскольку спектр и энергия электромагнитных колебаний, излучаемых нагретым телом, зависят прежде всего от атомарного состава, структуры вещества и температуры, то спектры излучения и поглощения кварцевой стеклокерамики должны иметь одинаковую природу. Однако пористость и зернистая структура кварцевой керамики приводит к значительному снижению коэффициента пропускания по сравнению с кварцевым стеклом, который может быть еще уменьшен за счет введения некоторых легирующих добавок. Например, легирование КСК всего лишь 0,5–1% Cr_2O_3 позволяет повысить степень черноты поверхности при 1800 К до 0,8 и выше [127].

Характерной особенностью полупрозрачных материалов является то, что их оптические свойства зависят от величины нагретого объема. Степень черноты таких материалов тем больше, чем большая его часть находится в зоне максимальных температур. Этот факт хорошо подтверждается диаграммой записи яркости излучения (рис. 4.19), полученной при испытаниях образцов чистой стеклокерамики в струе электродугового подогревателя газа. Если по этим данным рассчитать степень черноты, то для чистой стеклокерамики по мере увеличения расплавленного слоя она возрастает от 0,35 до 0,64. Кроме того, в работе [222] показано, что при заданной температуре поверхности, тело, разрушающееся с большей скоростью, должно излучать слабее, чем тело, имеющее меньшую скорость оплавления, т. е. степень черноты полупрозрачных материалов зависит от условий разрушения. Следовательно, для полупрозрачных материалов, к которым относится также чистая КСК, можно говорить лишь об эффективной степени черноты, присущей толщине всего расплавленного слоя.

Учитывая, что в настоящее время весьма мало данных по коэффициентам поглощения выше температуры размягчения не только кварцевой стеклокерамики, но и кварцевого стекла, в работе [131] степень черноты оценивалась по методам [119, 205]. Исследования проводились на образцах чистой и легированной окисью хрома (0,5–1%) КСК, изготовленных из шликера прозрачного кварцевого стекла по технологии [126]. Пористость образцов керамики находилась в пределах 10–12%. Нагрев осуществлялся в дозвуковой воздушной струе ЭДП, в сверхзвуковой струе стенда ЖРД-2М, работающего на топливе керосин-кислород и на установке лучистого нагрева СГУ-4. Степень черноты образцов, испытанных в струе ЖРД-2М, оценивалась сравнением термпарных измерений и показаний фотоэлектрического пирометра для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м. Температура измерялась с помощью вольфрам-рениевых термпар ВР 5/20 с диаметром термоэлектродов $0,1 \cdot 10^{-3}$ м. Термпары сваривались встык и размещались на глубине $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ м таким образом, что длина изотермического участка l/d была равна ~ 50 . По мере уноса образца термпара выходила на поверхность и сгорала. Запись этого процесса позволяла достаточно надежно установить момент выхода термпары на поверхность, а следовательно, и ее температуру даже в случае полупрозрачного материала, так как излучением от струи газогенератора можно пренебречь. Изменение яркостной температуры поверхности образцов во всех экспериментах записывалось на шлейфовом осциллографе.

На рис. 4.22 (кривые 1 и 2) показано, что, по данным [127], интегральная степень черноты легированной кварцевой стеклокерамики (1,0–2,5% окиси хрома) монотонно возрастает, в то же время плавление приводит к резкому изменению степени черноты чистой кварцевой стеклокерамики. На этом рисунке так же приведены результаты измерений спектральной степени черноты легированной и чистой кварцевой стеклокерамики для видимой ($0,65 \cdot 10^{-6}$ м) и ближней инфракрасной ($1,39 \cdot 10^{-6}$ м) областей спектра. Несмотря на различные условия нагрева и методы измерений, степень черноты легированной КСК в этих областях спектра при температурах выше 2000 К равна $0,83 \pm 15\%$. В некоторой мере данный разброс можно объяснить колебанием содержания окиси хрома в образцах.

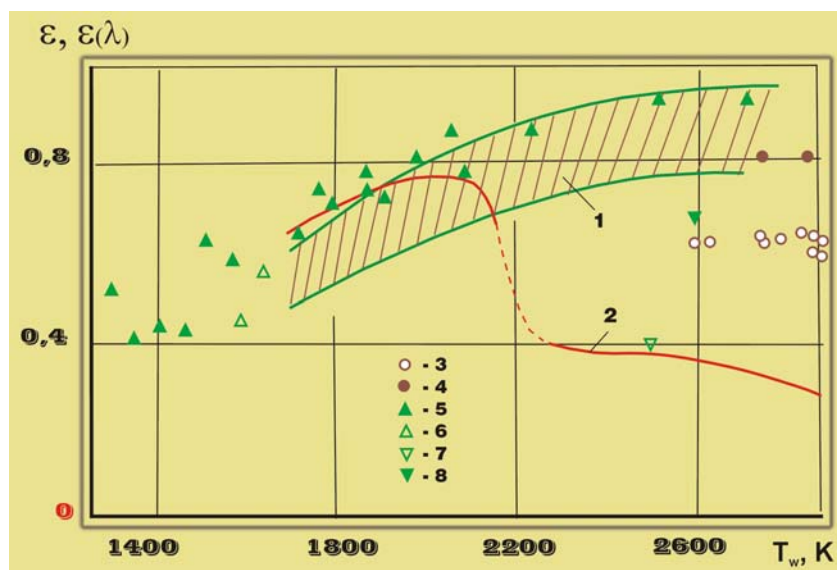


Рис. 4.22. Интегральная и спектральная степени черноты кварцевой стеклокерамики: 1, 4, 5, 8 — легированная КСК (до 2,5% Cr_2O_3); 2, 3, 6, 7 — чистая КСК; 1, 2 — интегральная степень черноты, данные [127]; 3, 4, 7, 8 — спектральная степень черноты, $\lambda = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м; 3, 4 — ЭДП; 7, 8 — ЖРД-2М; 5, 6 — спектральная степень черноты, $\lambda = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м

Так как степень черноты легированной керамики меняется незначительно, слабо зависит от условий нагрева и близка к единице, то в первом приближении в этой области спектра ее можно считать непрозрачным материалом. Из рис. 4.22 (точки 3, 7) видно, что эффективная степень черноты чистой КСК в струе электродугового подогревателя газа в 1,5 раза выше, чем в струе газогенератора, что объясняется большей толщиной слоя, прогретого выше 2000 К, и меньшими скоростями уноса образцов керамики, испытанных в воздушной струе подогревателя газа. При отсутствии данных по коэффициентам поглощения выше температуры размягчения для чистой стеклокерамики, по видимому, целесообразно рассматривать эффективную степень черноты и считать, что для образцов, разрушающихся в основном за счет оплавления (ЖРД-2М, $I_e \sim 5000$ кДж/кг) для длины волны $0,65 \cdot 10^{-6}$ м ее значение равно 0,35–0,4. В условиях нагрева, когда энтальпия торможения газового потока превышает 8000–10 000 кДж/кг (электродуговой подогреватель газа), для этой длины волны значение эффективной степени черноты можно принять 0,6–0,65 (рис. 4.22).

Таким образом, анализ литературных данных и проведенные исследования позволяют сделать следующие рекомендации:

1. При расчетах баланса тепла на аблирующей поверхности политетрафторэтилена и кварцевого стекла можно пренебречь излучением с поверхности и считать, что вся подводимая к телу энергия высокотемпературного потока расходуется на нагрев и испарение материала.

2. Наиболее значительное изменение коэффициентов пропускания кварцевого стекла, и особенно материалов на его основе, происходит выше температуры размягчения. При этом в зависимости от условий нагрева эффективная степень черноты чистой кварцевой стеклокерамики может изменяться в весьма широких пределах, что требует применения методов, позволяющих определять степень черноты и температуру поверхности одновременно с другими характеристиками ТЗМ.

3. Степень черноты в видимой и ближней инфракрасной областях спектра коксующихся ТЗМ, а также легированной окисью хрома кварцевой стеклокерамики при $T_w > 2000$ К слабо зависит от длины волны и, как правило, превышает 0,8. Значительное изменение спектральной степени черноты, происходящее преимущественно при $\lambda > 2 \cdot 10^{-6}$ м, приводит к изменению интегральной степени черноты в основном не более чем на 10%.

4. Предложенные в работах [119, 205] методы определения спектральной степени черноты и температуры поверхности при радиационном и конвективном видах нагрева не требуют организации специальных экспериментов и позволяют находить излучательные свойства ТЗМ практически одновременно с другими их характеристиками.

4.7. Эффективная энтальпия и безразмерная скорость уноса массы ТЗМ

Для определения скорости уноса массы теплозащитного материала необходимо найти все составляющие теплового баланса на разрушающейся поверхности материала (4.3). В то же время анализ основных факторов поглощения тепла при разрушении материала показывает, что даже для материалов, унос массы которых имеет четко выраженную тепловую природу, это далеко не всегда удается сделать.

Эффективная энтальпия. Наиболее просто задача сравнения многочисленных теплозащитных материалов решается при квазистационарном режиме разрушения, когда скорости перемещения всех изотерм или фронтов разрушения внутри материала совпадают со скоростью перемещения внешней поверхности. Из уравнения баланса тепла (4.3) в квазистационарном режиме разрушения, при линейной аппроксимации вдува следует, что скорость линейного уноса можно найти по формуле:

$$\bar{V}_\infty = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{\rho \Gamma [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)] + \rho c (T_w - T_0)}. \quad (4.28)$$

Однако, расчет скорости уноса по уравнению (4.28) крайне затруднен, так как для новых материалов практически никогда не известны значения параметров, входящих в его знаменатель. Поэтому знаменатель уравнения (4.28) называют эффективной энтальпией материала, т. е.

$$I_{\text{эфф}} = \rho\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + \rho c(T_w - T_0), \quad (4.29)$$

которую при наличии лучистой составляющей теплового потока q_l рассчитывают по формуле:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{q_0 + \varepsilon(q_l - \sigma T_w^4)}{\rho \bar{V}_\infty}, \quad (4.30)$$

используя экспериментальные данные. Полученные результаты обычно представляют в виде, например, линейной зависимости $I_{\text{эфф}}$ от энтальпии торможения набегающего газового потока:

$$I_{\text{эфф}} = a + bI_e. \quad (4.31)$$

При определении эффективной энтальпии и дальнейшем ее использовании в расчетах ТЗП необходимо всегда обращать внимание на следующие моменты.

1. Если известны параметры внешнего воздействия и эффективная энтальпия, то толщину унесенного слоя обычно определяют по формуле (4.4), не учитывающей период времени необходимый для установления квазистационарной скорости уноса, по значению которой рассчитывается $I_{\text{эфф}}$. Таким образом, вносится ошибка, величина которой в зависимости от условий нагрева может достигать десятков процентов.

2. Из уравнения (4.30) видно, что, в случае экзотермических реакций горения на поверхности и небольших подводимых тепловых потоков, излучение с поверхности $\varepsilon\sigma T_w^4$ может превысить подводимый тепловой поток и эффективная энтальпия примет отрицательное значение. Такое явление нередко наблюдается при испытаниях углеродных материалов.

Известно, что тепловой поток к поверхности обтекаемого тела можно представить выражением $q_0 = (\alpha/c_p)_0(I_e - I_w)$ (где $(\alpha/c_p)_0$ – коэффициент теплообмена, а I_e, I_w – энтальпия газа на внешней границе пограничного слоя и при температуре поверхности материала, соответственно). В зависимости от класса ТЗМ его эффективная энтальпия может в первую очередь зависеть либо от коэффициента теплообмена (окислительное и термомеханическое воздействие газового потока), либо от энтальпии торможения. Поэтому при экспериментальном определении эффективной энтальпии особое внимание надо обращать на условия проведения испытаний и класс исследуемых материалов. В табл. 4.14 для примера приведены параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асботекстолита, испытанных практически при одинаковых тепловых потоках $q_k \approx 15\,000$ кВт/м² в различных условиях нагрева. При этом динамическое давление изменялось от ~ 0 (при лучистом нагреве) до $2,5 \cdot 10^5$ Па – при испытаниях в струе продуктов сгорания газогенератора.

Таблица 4.14 – Параметры разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем и асботекстолита при $q_k \approx 15\,000$ кВт/м² в различных условиях нагрева

Характеристика нагрева	I_e , кДж/м ²	P_d , Па	Стеклопластик на эпоксидном связующем			Асботекстолит		
			T_w , К	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	$I_{\text{эфф}}$, кДж/кг	T_w , К	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	$I_{\text{эфф}}$, кДж/кг
Лучистый	–	~ 0	2860	0,45	11 000	3060	0,17	30 500
Дозвуковой поток воздуха	12 300	$5,4 \cdot 10^3$	2690	0,5	10 000	3060	0,33	11 200
Сверхзвуковой поток воздуха	13 000	$3,4 \cdot 10^4$	2550	0,56	10 500	2850	0,45	11 500
Сверхзвуковой поток продуктов сгорания (избыток кислорода 20%)	4700	$2,5 \cdot 10^5$	2380	0,45	4800	2380	0,6	3900

Как для стеклопластика, так и для асботекстолита эффективная энтальпия в условиях сверхзвукового потока продуктов сгорания, когда динамическое давление достигало $2,5 \cdot 10^5$ Па, значительно ниже. Поскольку повышение динамического давления приводит к росту коэффициента теплообмена, от которого в значительной степени зависит окислительное и термомеханическое воздействие набегающего газового потока, скорость разрушения асботекстолита возрастает в несколько раз и является причиной снижения $I_{\text{эфф}}$. Составляющие эффективной энтальпии коксующихся ТЗМ рассмотрены в [28, 116]. Скорость уноса массы стеклопластика изменяется незначительно, и определить сразу причину снижения его эффективной энтальпии затруднительно. Поэтому представляет интерес рассмотреть составляющие эффективной энтальпии, входящие в уравнение (4.29), хотя бы для материалов на основе кварцевого стекла.

С этой целью были проанализированы результаты, полученные при испытаниях чистой и легированной кварцевой стеклокерамики на установке РПУ-1 и стенде ЖРД-2М [124]. Эффективная энтальпия рассчитывалась как по формуле (4.29) (рис. 4.23, точки 3, 4), так и по формуле (4.30) (рис. 4.23, кривые 1, 2).

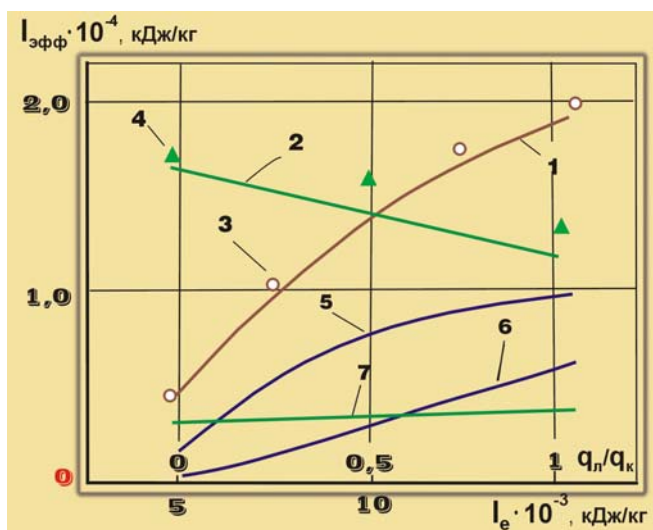


Рис. 4.23. Зависимость эффективной энтальпии легированной КСК и ее составляющих от энтальпии торможения и лучистой составляющей теплового потока: 1–4 – эффективная энтальпия; 5 – $\Gamma \Delta Q_w$; 6 – $\Gamma \gamma (I_e - I_w)$; 7 – $H(T_w)$; 1, 3, 5–7 – зависимость от энтальпии торможения; 2, 4 – от $q_{\text{л}} / q_{\text{к}}$; 1, 2 – расчет по (4.29); 3, 4 – по (4.30); точки – эксперимент

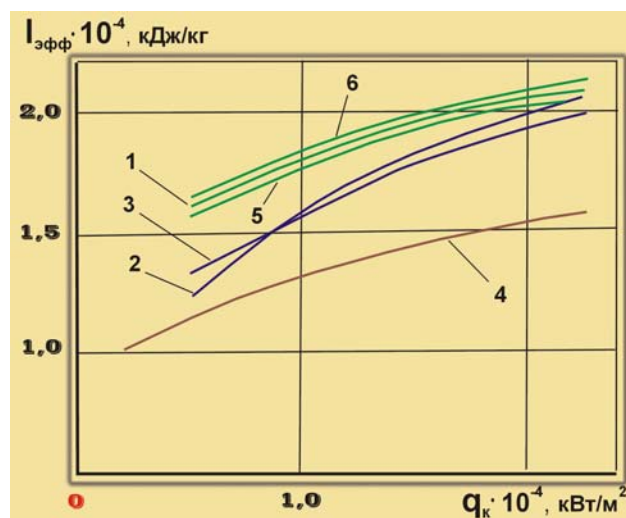


Рис. 4.24. Эффективная энтальпия коксующихся ТЗМ при совместном нагреве для постоянного лучистого потока 10500 кВт/м^2 : 1 – углеметаллопластик УМП-1; 2 – асботекстолит АП; 3 – стеклопластик "С"; 4 – стеклопластик ТЗМКТ-8; 5 – органит БТЗ; 6 – органофенолит на фенольном связующем

Эффективная энтальпия, как и коэффициент газификации (рис. 4.13), монотонно возрастает при увеличении энтальпии торможения и уменьшается при повышении лучистой составляющей теплового потока. При этом изменение теплового потока за счет коэффициента теплообмена не меняет характера этой зависимости. Одинаковый вид зависимости $I_{\text{эфф}}$ и коэффициента Γ можно объяснить, если рассмотреть вклад в нее теплосодержания, теплового эффекта поверхностных превращений и эффекта вдува. На рис. 4.30 видно, что теплосодержание остается практически постоянным во всем рассмотренном диапазоне энтальпии торможения (кривая 7). В то же время вклад теплоты фазовых превращений увеличивается с ростом коэффициента Γ (кривая 5), а доля эффекта вдува растет с повышением как коэффициента Γ , так и энтальпии торможения (кривая 6). Полученные результаты показывают, что при энтальпии торможения до 15000 кДж/кг вклад эффекта вдува не превышает 30%.

Так как скорость разрушения стеклопластика на эпоксидном связующем ТЗМКТ-8 слабо зависит от окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока, то основной причиной уменьшения его эффективной энтальпии также является снижение доли испарения при уменьшении величины энтальпии торможения.

По определению эффективной энтальпии ТЗМ различных классов при конвективном и радиационном нагреве имеется большое количество работ. В то же время поведение ТЗМ при совместном радиационно-конвективном нагреве исследовалась сравнительно мало [28, 224]. Некоторые результаты этих исследований приведены на рис. 4.24. Из рисунка видно, что увеличение конвективной составляющей при постоянной плотности лучистого теплового потока приводит к повышению эффективной энтальпии коксующихся ТЗМ. Основной причиной высокой эффективности органоволокон и углеметаллопластика УМП-1 (кривые 1, 5, 6) при совместном нагреве является высокая температура поверхности этих материалов (рис. 3.8), и связанная с этим значительная доля тепла, отводимого от поверхности за счет излучения.

Безразмерная скорость разрушения. При обработке расчетных и экспериментальных результатов часто используют безразмерную скорость разрушения: $\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha / c_p)_0$. Ее преимущество состоит в том, что зависимость $\bar{G}_\Sigma$ от I_e всегда положительна и, кроме того, для ее определения не требуется измерения температуры и оптических свойств поверхности, что существенно облегчает обработку экспериментальных данных, особенно при малых перепадах энтальпии в пограничном слое $I_e - I_w$.

В нашем случае, при изучении физических основ теплового разрушения материалов, безразмерная скорость уноса массы является наиболее подходящим параметром, характеризующим возможности поверхностных процессов поглощения тепла.

4.8. Выводы и направления дальнейших исследований

Результаты расчетно-экспериментальных исследований, приведенные в четырех предыдущих главах, анализ основных факторов поглощения тепла при взаимодействии ТЗМ с газовым потоком и методов их определения, позволяют сделать следующие выводы.

1. Одним из наиболее подходящих материалов для исследования закономерностей теплового разрушения ТЗМ является легированная окисью хрома кварцевая стеклокерамика, которая может быть принята в качестве материала-эталона и обладает следующими важными особенностями:

- практически полное отсутствие лучистой составляющей теплопереноса в условиях конвективного нагрева;
- наличие ярко выраженного прогретого слоя при температуре выше 1800 К, соответствующей изменению окраски исходного материала;
- очень слабая зависимость теплового эффекта поверхностных превращений от температуры;
- высокие значения степени черноты и вязкости расплава;
- широкое распространение двуокиси кремния в природе.

2. Методы расчета параметров разрушения композиционных ТЗМ в нестационарном режиме требуют определения десятков теплофизических и кинетических констант, зависящих от условий нагрева. В конечном счете, применение той или иной математической модели определяется именно наличием требуемых характеристик материала. Экспериментальные исследования нестационарного прогрева и уноса массы в основном направлены на оценку применимости закономерностей квазистационарного режима разрушения для расчета прогретого и унесенного слоев материала. При этом не решен вопрос об идентификации границы между нестационарным и квазистационарным режимами разрушения ТЗМ. Как правило, не известны значения коэффициента теплопроводности материала при температурах разрушающейся поверхности, без которых расчет нестационарного режима прогрева и уноса массы по существующим математическим моделям в принципе невозможен.

3. Отсутствуют методы экспериментального определения суммарного теплового эффекта фазовых и физико-химических превращений на поверхности ТЗМ. Применение расчетных методов возможно только для хорошо изученных материалов при известных кинетических параметрах и тепловых эффектах химических реакций, протекающих на разрушающейся поверхности материала.

4. Экспериментальные и расчетные результаты по определению эффекта вдува хорошо согласуются только при безразмерной скорости испарения меньше 1,5. При превышении этого значения наблюдается большой разброс имеющихся данных, и они не могут быть описаны единой зависимостью.

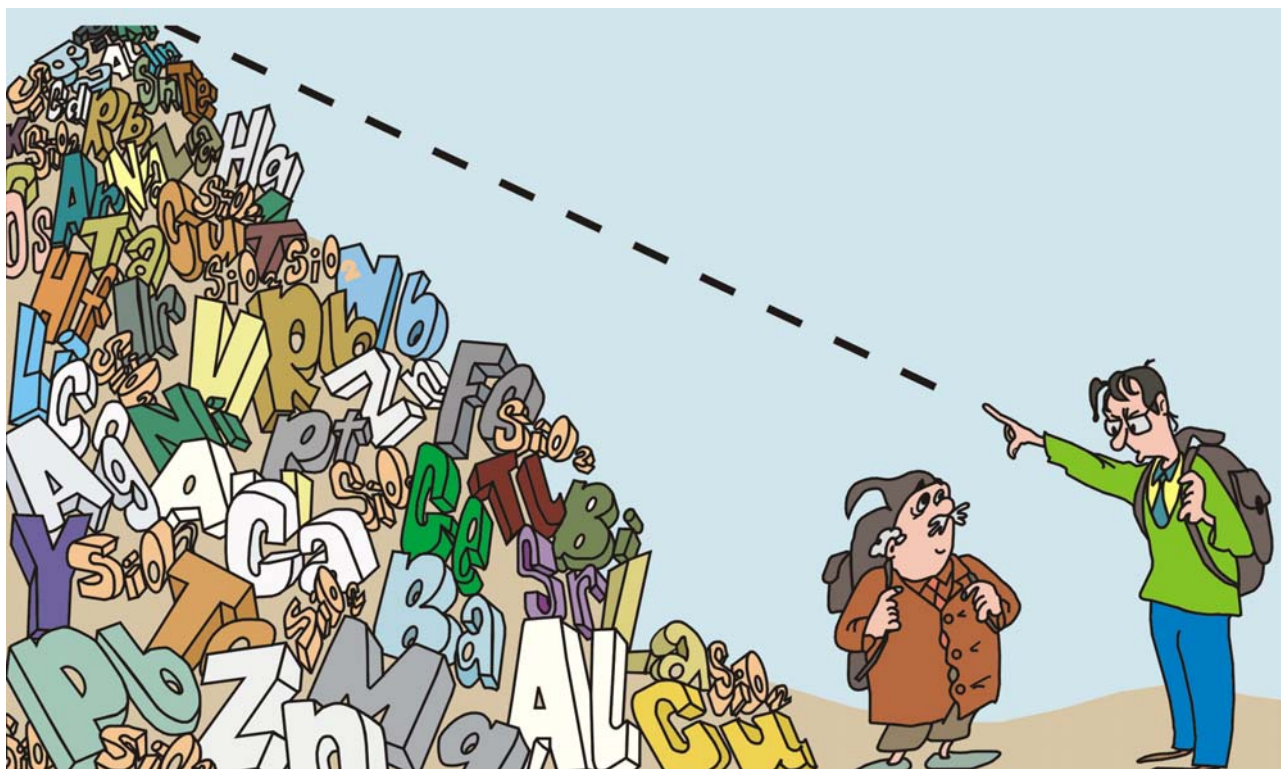
Вероятно, читатель уже успел заметить, что на протяжении всех расчетно-экспериментальных исследований наши ученые – «Косматый» и «Усатый», хотя и молча, принимали активное участие в проводимых экспериментах, изучили экспериментальную технику и более 200 литературных источников, касающихся рассматриваемой проблемы. Поэтому для выбора направления дальнейших исследований прислушаемся к их диалогу.

К. – Я считаю, что в лоб эту задачу не решить. Получается, что чем дальше в лес, тем больше дров. Конечно, космические аппараты уже давно путешествуют по Солнечной системе, и существующие теплозащитные покрытия обеспечивают надежную защиту при спуске на поверхность различных планет, в том числе и на Марс – планету, которую ты давно мечтаешь осчастливить своим присутствием. Однако я не вижу обобщающих результатов. Для каждой новой задачи, как правило, необходим свой огромный набор расчетно-экспериментальных исследований. Может, мы пойдем другим путем?

У. – Э. Мулдашев, известный профессор – офтальмолог, даже в такой сложной системе, которой является человек, обнаружил некую константу. Оказывается, что диаметр роговицы глаза у всех людей различных рас, не зависимо от возраста (ребенок или взрослый) является константой – $10 \pm 0,56$ мм. А ведь человеческая сущность – это «микрокосм макрокосмоса». («От кого мы произошли ?» М.: ООО «АиФ-Принт». М.: ОЛМА-ПРЕСС, 2002 г.)

К. – Ладно! Будем искать свою константу. Направление дальнейших исследований я бы сформулировал следующим образом: *«Выявление и экспериментально-теоретическое доказательство общих закономерностей процессов теплового разрушения твердого тела и разработка на их основе новых методов прогнозирования и определения теплозащитных характеристик материала при минимальных сведениях о его свойствах».*

У. – Вот именно! «Умный в гору не пойдет, умный гору обойдет». Но обходить то же, наверное, долго. Будем строить прямую канатную дорогу.



ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ УНОСЕ МАССЫ С ПОВЕРХНОСТИ

Применение вычислительной техники дает возможность проводить расчеты процессов абляции ТЗМ по математическим моделям практически любой сложности при условии, что известны все необходимые физические свойства материала. Многие из них, например, такие как кинетические коэффициенты скоростей реакций, тепло- и температуропроводность при высоких температурах не могут быть получены при прямых измерениях. Определение этих свойств приводит к резкому возрастанию сложности и стоимости проводимых работ. Особенно осторожно следует подходить к расчетам прогрева новых материалов, свойства которых недостаточно изучены, что может легко привести к искаженному результату. Поэтому разработка расчетно-экспериментальных методов, позволяющих прогнозировать скорость прогрева материала, не требующих многочисленных данных о его свойствах, была и остается актуальной проблемой.

5.1. Нестационарный режим прогрева коксующихся ТЗМ различных классов

Рассмотрим полуэмпирический метод, предложенный в работе [225], на основе идеализированной модели абляционного процесса. Путем упрощения аналитического решения уравнения теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)$$

со следующими начальными и граничными условиями:

$$T(y, 0) = T_w(0) = T_0; \quad T(0, \tau) = T_w;$$

$$-\lambda_1 \frac{\partial T(L, \tau)}{\partial y} = \rho_2 c_2 \delta \frac{\partial T_L}{\partial \tau}, \text{ где } \lambda_2 \rightarrow \infty;$$

получено полуэмпирическое соотношение для произвольной температуры тыльной поверхности T_L

$$\frac{G}{F} \left[\frac{0,473}{0,473 + \eta} \right]^{-1/2} \approx \frac{1}{R_c} Q^{1/8} \tau^{3/8}, \quad (5.1)$$

где $\eta = (\rho c \delta)_2 / (\rho c L)_1$; L – толщина теплозащитного слоя; δ – толщина подложки с беспрельной теплопроводностью, типизирующей тонкую металлическую пластину; "1" – теплозащитный слой; "2" – подложка; R_c – коэффициент общего термического сопротивления материала; G – вес теплозащитного слоя; F – площадь нагрева; Q – количество тепла, поглощенного теплозащитным слоем.

В работе показано, что логарифмическая корреляция данных, входящих в уравнение (5.1), хорошо согласуется с результатами исследований на плазменных установках, летными испытаниями и расчетами по усовершенствованной модели абляции.

Для толстых слоев теплозащиты уравнение (5.1) упрощается, и можно применять следующее отношение:

$$G / F \sim \frac{1}{R_c} Q^{1/8} \tau^{3/8}. \quad (5.2)$$

Разработанный метод рекомендуется использовать для коксующихся, неуносимых ТЗМ, для которых длительность нагрева оказывает большее влияние на требования веса, чем интенсивность теплового воздействия.

Количество поглощенного материалом тепла Q , входящего в уравнение (5.2), прямо пропорционально времени нагрева, поэтому его можно переписать в виде

$$G/F \sim R'_c \sqrt{\tau}, \quad (5.3)$$

где R'_c – коэффициент, включающий в себя все характеристики аблирующего ТЗМ, которые с момента установления температуры нагреваемой поверхности ($T_w = \text{const}$) можно считать практически постоянными.

Нетрудно заметить, что вид уравнения (5.3) соответствует автомодельному решению линейного уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (5.4)$$

когда единственной переменной, определяющей процесс распространения тепла, становится безразмерное число Фурье [226]. При $T_w = \text{const}$ это решение имеет вид

$$\theta^* = \frac{T^* - T_0}{T_w - T_0} = \text{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right) \quad (5.5)$$

и можно записать

$$y = K\sqrt{a\tau}. \quad (5.6)$$

Однако в классической теории теплопроводности считается, что для установления автомодельного режима необходимо, чтобы температура внешней, нагреваемой поверхности, сохранялась постоянной и отсутствовал поверхностный унос. В то же время в работе [227] было показано, что коксование материала протекает в устойчивом автомодельном режиме независимо от поверхностного уноса.

Были выполнены исследования широкого класса ТЗМ при конвективном, радиационном и совместном радиационно-конвективном видах нагрева в потоках азота и воздуха. Эксперименты проводились на установке РПУ-1 в диапазоне тепловых потоков $(0,2-2,5) \cdot 10^4$ кВт/м². Время нагрева изменялось от 1 до 60 с. Благодаря высокой энтальпии азотной и воздушной плазменных струй (~15 000 кДж/кг) температура поверхности при одинаковых тепловых потоках практически не отличалась от ее значения в условиях радиационного нагрева, хотя линейный унос за одно и то же время различался в несколько раз. Прежде всего было установлено, что во всем диапазоне температур нагреваемой поверхности (от 2000 до 3000 К) суммарная толщина унесенного и прококсованного слоев $\Delta^*(\tau) = S(\tau) + \delta_c(\tau)$, при одинаковых температурах поверхности и времени нагрева до ~30 с, оставалась приблизительно одинаковой (рис. 5.1). Совпадение суммарных толщин в условиях радиационного и конвективного видов нагрева наблюдалось до тех пор, пока не выравнивались скорости перемещения внешней поверхности и нижней границы прококсованного слоя (рис. 5.2).

При анализе полученных результатов нетрудно прийти к такому выводу: поскольку в рассмотренных условиях нагрева суммарные толщины совпали, то, по-видимому, изменение скорости перемещения изотермы коксования во всех случаях до установления ее квазистационарного значения было одинаковым. Так как установление квазистационарного режима прогрева происходит в тот момент времени, когда скорость перемещения изотермы коксования снижается до значения квазистационарной скорости уноса (рис. 5.2, б), то чем выше величина $\bar{V}_\infty$, тем раньше устанавливается квазистационарный режим прогрева и в меньшем интервале нагрева будет совпадение суммарных толщин.

Глубина прококсованного слоя в данных экспериментах измерялась на разрезанных образцах, испытанных при различных временах нагрева. При этом для прекращения коксования образцы сразу после отключения нагрева обдувались из специального вихревого холодильника.

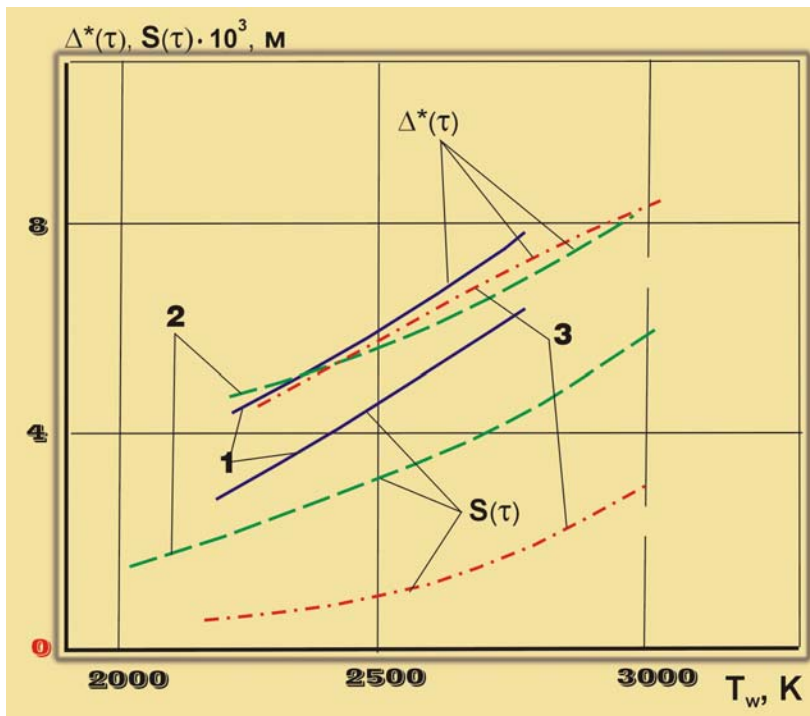


Рис. 5.1. Зависимость суммарной толщины прококсованного и унесенного слоев асботекстолита АП от температуры поверхности в нестационарном периоде прогрева (~30 с нагрева): 1 – конвективный нагрев в потоке воздуха; 2 – в потоке азота; 3 – радиационный нагрев

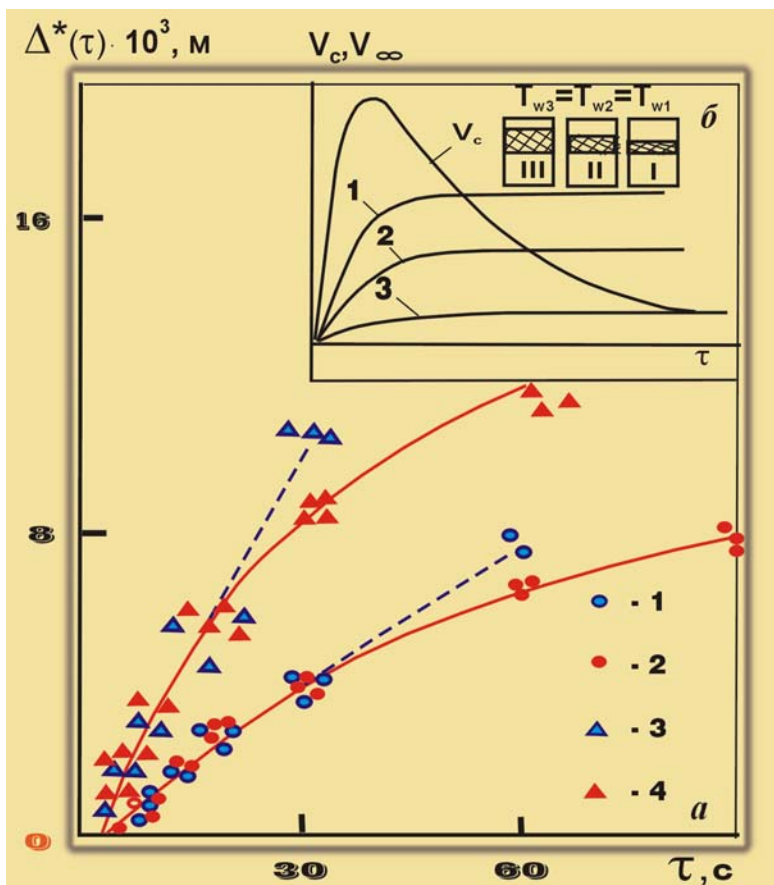


Рис. 5.2. Зависимость суммарной толщины прококсованного и унесенного слоев от времени нагрева (а) и схема изменения скоростей перемещения поверхности и фронта коксования в образцах материала (б): а – 1, 3 – конвективный нагрев в потоке воздуха; 2, 4 – радиационный нагрев; 1, 2 – тепловой поток 1600 кВт/м²; 3, 4 – 10 000 кВт/м²; б – 1, 2, 3 – скорость перемещения поверхности материала при нагреве в потоках воздуха, азота и радиационном нагреве; I – III – прококсованный (заштрихованный) и унесенный (светлый) слои в образцах асботекстолита после испытаний в потоках воздуха, азота и при радиационном нагреве; штриховые линии – квазистационарный режим коксования

Обработка экспериментальных результатов для асбо-, угле-, стеклопластиков, органо-волоконных, а также высоконаполненных материалов на каучуковой основе, показала, что независимо от вида нагрева нестационарное коксование ТЗМ проходит в автомодельном режиме. Суммарная толщина унесенного и прококсованного слоев удовлетворяет соотношению типа (5.6) (рис. 5.3) до момента

выравнивания скоростей перемещения внешней поверхности и зоны коксования, которое по аналогии с (5.6) может быть записано в виде

$$\Delta^* = K\sqrt{a}(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_\xi}), \quad (5.7)$$

где τ_ξ – отрезок, который отсекает прямая на оси абсцисс; a – эффективный коэффициент температуропроводности, включающий в себя все процессы внутри прококсованного материала.

Справедливость закономерности (5.7) подтверждается данными работы [228], в которой предложен импульсный рентгенографический метод, позволяющий измерять, кроме уноса, также положение поверхности раздела между обуглившимися и необуглившимися слоями абляционного материала в процессе эксперимента. В работе приведены зависимости линейного уноса и поверхности раздела от времени нагрева, построенные по рентгенограммам для фенольного нейлона низкой и высокой плотности и полимерного материала на эпоксидной основе. Испытания проводились в сверхзвуковом потоке, состоящем из 97% азота и 3% кислорода при тепловых потоках 1400, 700 и 450 кВт/м². Обработка результатов этих экспериментов, приведенная на рис. 5.4, показывает, что данные для фенольного нейлона низкой плотности ($\rho = 545$ кг/м³) и материала на эпоксидной основе в стеклопластиковых сотах хорошо удовлетворяют зависимости вида $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$.

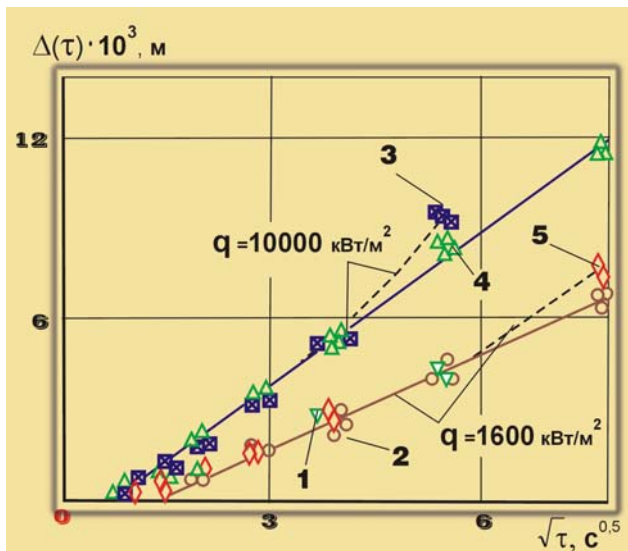


Рис. 5.3. Зависимость суммарной толщины прококсованного и унесенного слоев ТЗМ от корня квадратного из времени нагрева: 1–4 – асботекстолит АП; 5 – стеклопластик ТЗМКТ-8; 1, 3 – конвективный нагрев; 2, 4 – радиационный нагрев; штрих-пунктирная линия – квазистационарный режим

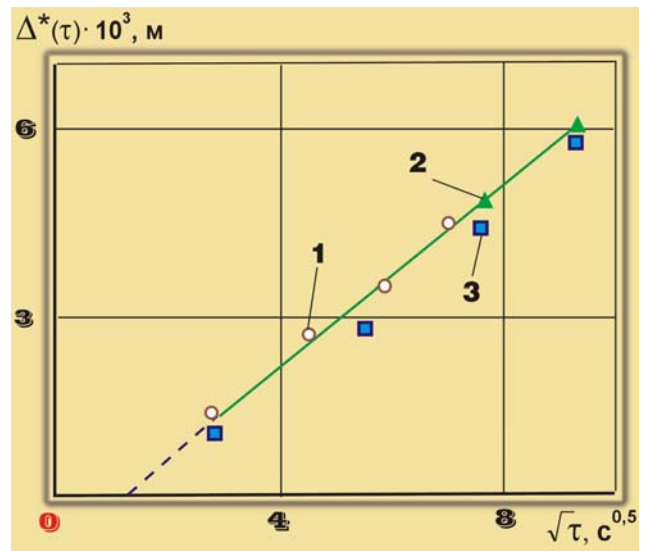


Рис. 5.4. Перемещение поверхности раздела с учетом унесенного слоя, установленное с помощью импульсного рентгенографического метода [228]: 1 – полимерный материал на эпоксидной основе в стеклопластиковых сотах, $q_k = 1400$ кВт/м²; 2 – фенольный нейлон $\rho = 550$ кг/м³, $q_k = 700$ кВт/м²; 3 – фенольный нейлон $\rho = 1200$ кг/м³, $q_k = 450$ кВт/м²

Отклонение данных для фенольного нейлона высокой плотности ($\rho = 1200$ кг/м³) от прямой линии достигает 15%, что, вероятно, связано с сильной усадкой кокса этого материала в потоках азота, отмеченной в работе [28]. Исключение представляют также некоторые марки органоволокнитов и высоконаполненных каучуко-смоляных материалов. Из-за сильного разбухания образцов этих материалов в начальный период нагрева наблюдается отклонение зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ от прямой линии. Установленная закономерность дает возможность объяснить результаты по исследованию ТЗМ в нестационарных условиях нагрева (см. разд. 4.2). Было отмечено, что учет зоны разложения (т. е. включение ее в унесенный материал) приводит к сближению нестационарных и квазистационарных характеристик разрушения материала. Особенно ярко этот эффект виден на рис. 5.1, где при постоянном тепловом воздействии в различных условиях нагрева суммарная толщина прококсованного и унесенного слоев оставалась постоянной, хотя скорость уноса изменялась в несколько раз [227].

5.2. Обоснование закономерности теплового режима в твердом теле на основе существующих моделей прогрева и уноса массы

С целью обобщения экспериментальных данных и распространения их на другие условия необходимо найти математическую модель, подтверждающую полученные результаты.

Например, в работе [229] для определения уноса массы за счет плавления поверхности твердого тела под действием мощного лазерного излучения с помощью метода интегрального баланса было получено решение уравнения теплопроводности (5.4) при соответствующих граничных условиях. Это решение, устанавливало непосредственную связь между скоростью уноса $V_\infty(\tau)$ и глубиной прогретого слоя $\delta(\tau)$. Однако такой подход не позволил определить профиль температур в установившемся режиме разрушения. Осталась неопределенность с выбором глубины проникновения тепла, которая была строго ограничена одним фиксированным значением изотермы $\theta^* = 0,05$, принятым в этой работе. Данным недостатком лишена модель, предложенная в работе [2].

Несмотря на идеализацию постановки, эта модель включает все основные черты нестационарного разрушения реальных теплозащитных покрытий. Достоинство модели обусловлено, прежде всего, малым числом определяющих параметров, позволяющих обойтись небольшим числом результирующих зависимостей, построенных на основании численных расчетов. Следует подчеркнуть при этом важность правильного выбора системы определяющих параметров для упрощения всех последующих расчетов.

Предположим, что тело разрушается при постоянной температуре T_p , причем каждый килограмм унесенной массы поглощает некоторое заданное количество тепла ΔQ . Физическим аналогом данной модели является процесс оплавления кристаллических веществ при интенсивном аэродинамическом нагреве (рис. 5.5).

В подвижной системе координат граничное условие, определяющее тепловой баланс на внешней поверхности тела, имеет вид

$$-\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=S(\tau)} = q - \rho \Delta Q_w V_\infty. \quad (5.8)$$

В начальный момент времени $\tau = 0$ и в последующем на достаточном удалении от внешней поверхности ($y \rightarrow \infty$) температура тела предполагается постоянной и равной T_0 . Спустя время τ_p после начала нагрева на поверхности устанавливается температура разрушения T_p и тепловой поток больше не изменяется.

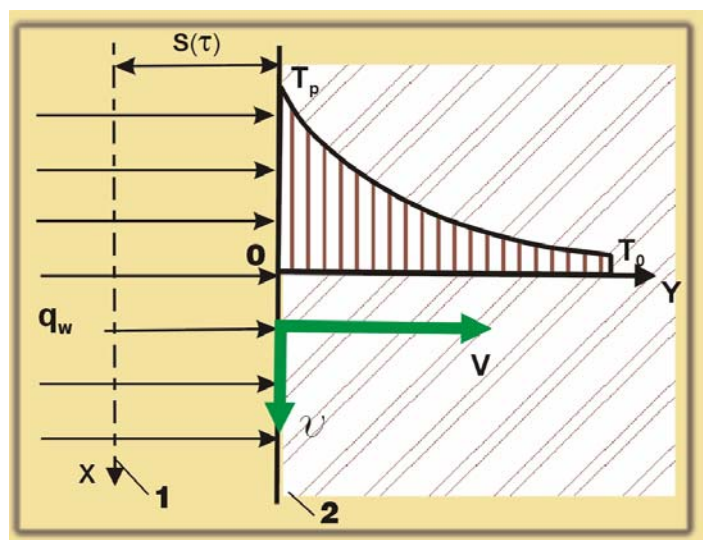


Рис. 5.5. Модель оплавливающегося тела с постоянной температурой поверхности:
1 – начальное положение поверхности тела;
2 – текущее положение разрушающейся поверхности; 0 – точка торможения

Введем новую систему отсчета времени

$$t = \frac{\tau}{\tau_p} - 1, \quad (5.9)$$

в которой $t = 0$ соответствует начальному моменту разрушения, и безразмерную координату

$$z = \frac{y - S(\tau)}{\sqrt{a\tau_p}}. \quad (5.10)$$

Далее введем безразмерную температуру θ , скорость перемещения разрушающейся поверхности μ и некоторый параметр тепловой эффективности разрушающегося материала m :

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_p - T_0} \quad (5.11), \quad \mu = \frac{\sqrt{\pi}\rho\Delta Q}{2q} V_\infty, \quad (5.12)$$

$$m = \frac{c(T_p - T_0)}{\Delta Q}. \quad (5.13)$$

С учетом сделанных замен уравнение (5.4) преобразуется к виду

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \mu m \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (5.14)$$

$$\text{при } z = 0, \quad \mu = \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{\partial \theta(t, z)}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad \theta(t, 0) = 1; \quad \text{при } z \rightarrow \infty, \quad \theta(t, \infty) \rightarrow 0; \quad \text{при } t = 0; \quad \theta(0, z) = \operatorname{erfc} \frac{z}{2}.$$

Баланс тепла на внешней границе в новых переменных записывается как условие определения скорости уноса массы $\mu(t)$. Уравнение и граничные условия (5.14) свелись к виду, содержащему всего один параметр m , поскольку все другие характеристики материала и условий нагрева вошли в масштаб времени τ_p , а также масштабы длины и температуры. В связи с этим требуется весьма ограниченный объем численных расчетов для того, чтобы определить параметры нестационарного разрушения любых твердых веществ при различных условиях нагрева.

В установившемся режиме разрушения температурный профиль в подвижной системе координат не изменяется со временем, тогда при $\partial \theta / \partial \tau \rightarrow 0$ для $m \neq 0$ из (5.14) находим

$$\theta = \exp[-m\bar{\mu}z], \quad (5.15)$$

$$\frac{dz}{dt} = m\mu(t) \rightarrow \bar{V}_\infty,$$

где

$$\bar{V}_\infty = \sqrt{\pi}m/[2(1+m)]. \quad (5.16)$$

Если под прогретым слоем понимать любой слой, температура внутри которого превышает значение θ^* , то из (5.15) получим

$$\bar{\delta}_T = \frac{m+1}{m} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \ln \theta^*, \quad (5.17)$$

где $\bar{V}_\infty$, $\bar{\delta}_T$ – установившиеся безразмерные значения скорости уноса и глубины прогретого слоя.

Следует отметить, что уравнения (5.15) и (5.17) получены при $q = \text{const}$. Однако в случае граничного условия 3-го рода, когда тепловой поток линейно зависит от T_w и, кроме того, определяется еще двумя внешними параметрами – температурой газа T_e и коэффициентом теплообмена α , при

$\partial\theta/\partial\tau \rightarrow 0$ также получаются уравнения (5.15) и (5.17). При этом лишь незначительно возрастает время установления квазистационарного профиля температур t_δ . Этот вывод будет весьма полезен при дальнейших рассуждениях, так как показывает, что независимо от предыстории нагрева толщина прогретого слоя до любой наперед заданной температуры θ^* стремится к своему стационарному значению, определяемому уравнением (5.17).

Численные расчеты по (5.14) показывают, что линейный унос $S(t)$ и прогретый слой $\delta(t)$ могут меняться по совершенно различным законам, но их суммарная толщина $\Delta^*(t) = S(t) + \delta(t)$ в течение некоторого времени t_δ , с хорошей точностью (~5%) может быть описана зависимостью вида

$$\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}, \quad (5.18)$$

где коэффициент $K = f(\theta, m)$.

Расчетная модель [2] показывает, что установленная закономерность не зависит от числа m и хорошо выполняется для $\theta^* = 0,05$ и $0,1$ (рис. 5.6).

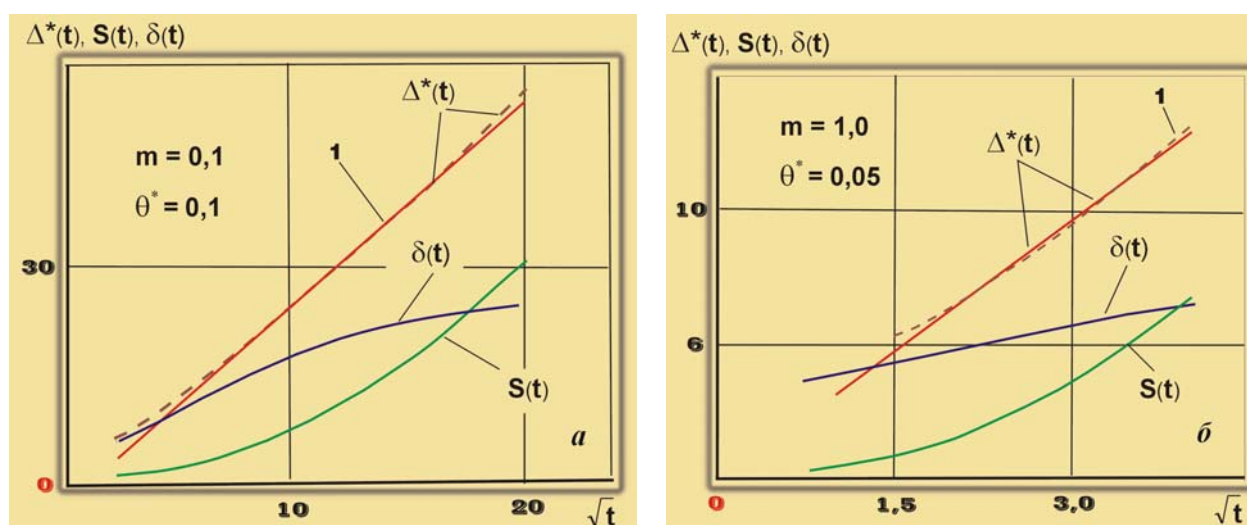


Рис. 5.6. Зависимость безразмерных параметров уноса и прогрева от безразмерного времени t : a – при $\theta^* = 0,1$ и $m = 0,1$; b – при $\theta^* = 0,05$ и $m = 1,0$; 1 – линейная аппроксимация

У. – Цирк, да и только! Едва начали рассматривать процесс абляции в виде суммы прогретого и унесенного слоев материала, как тут же все превратилось в прямую линию. По-видимому, если не свалимся, канатная дорога имеет неплохие перспективы.

К. – Вот именно! Для начала постарайся удержаться на этой прямой и дойти до устойчивого положения. Согласно теоретическим моделям тебе надо бесконечно долго до него добираться и вряд ли понятие «квазистационарный режим» неустойчивого положения тебя устроит. Кроме того, согласно теории ты уже давно должен упасть – ведь чем выше температура, тем меньше шансов на то, что вообще эта линия останется прямой. Как видишь, теоретический шест в этом случае не очень надежное прикрытие.

У. – Позволь, но ведь эксперимент показывает, что, по крайней мере, до изотермы коксования, т. е. до безразмерной температуры $\theta^* \approx 0,3 - 0,4$, линейная зависимость суммарной толщины прогретого и унесенного слоев сохраняется. Иначе я бы на этой веревке, конечно, не удержался.

К. – Мне кажется, что устойчивый автомобильный режим в наших экспериментах для высокотемпературных изотерм связан с какими-то процессами в поверхностных слоях материала, которые теория, естественно, не могла учесть. Короче говоря, без экспериментального крючка тут не обойтись. Я думаю у нас все еще впереди.



5.3. Определение границы между нестационарным и квазистационарным режимами прогрева теплозащитного материала

На рис. 4.5 было показано, что температура поверхности, скорость уноса и глубина прогретого слоя приближаются к своим стационарным значениям асимптотически. Отсюда следует, что, строго говоря, процесс прогрева и уноса массы станет стационарным через бесконечно большое время, когда сравняются скорости перемещения самой глубинной изотермы и поверхности. На практике такой подход абсолютно неприемлем, так как возникает необходимость определения времени работы экспериментальных установок, которое при нахождении различных параметров ТЗМ ($T_w, \bar{V}_\infty, \delta_T, I_{\text{эфф}}$ и т.д.) может отличаться на порядок.

Поэтому в работе [2] предлагается рассматривать времена установления квазистационарных значений температуры поверхности τ_T , скорости уноса τ_v и толщины прогретого слоя τ_δ . Однако точность определения этих времен сильно зависит от степени приближения к асимптоте, т. е. от выбора значения $\Delta\epsilon$. Обычно $\Delta\epsilon$ принимают равной 0,1, несмотря на различную скорость приближения перечисленных параметров ТЗМ к своим стационарным значениям (рис. 4.5).

Второй фактор, который необходимо учитывать при определении времен установления τ_v и τ_δ , связан с их зависимостью от тепловой эффективности материала – числа m (5.13). В работе [2] эта величина практически ничем не ограничена и может изменяться от 0 до ∞ . На рис. 5.7 приведены результаты численных расчетов безразмерного времени t_v по формулам (5.15), из которых видно, что зависимость t_v от m достаточно сильная. В то же время эти расчеты показывают, что сильная зависимость t_v от m наблюдается только при m меньше 0,5.

Поскольку число m определяется формулой

$$m = \frac{c_p(T_w - T_0)}{\Delta Q},$$

5.3. Определение границы между нестационарным и квазистационарным режимами прогрева теплозащитного материала

где $\Delta Q = \Gamma \Delta Q_w$, а Γ – коэффициент газификации материала, то на практике диапазон изменения числа m можно существенно ограничить. Во-первых, расчеты по модели оплавления кварцевого стекла [2] и эксперименты [124] на кварцевой стеклокерамике показывают, что тепло, накопленное в прогревом слое, вносит существенный вклад в тепловой баланс разрушающегося материала при $\Gamma < 0,5-0,6$, а коэффициент газификации Γ обычно не превышает 0,9. Во-вторых, на основании анализа взаимосвязи между теплотой испарения и теплосодержанием большинства простых веществ [230] установлено, что даже при коэффициенте газификации $\Gamma = 1$ число m не может быть меньше 0,3 (см. раздел 9.1). Это позволяет ограничить диапазон рассматриваемых значений чисел m в пределах $0,5 < m < 3$, где его изменение несущественно влияет на времена установления квазистационарных характеристик ТЗМ (рис. 5.7).

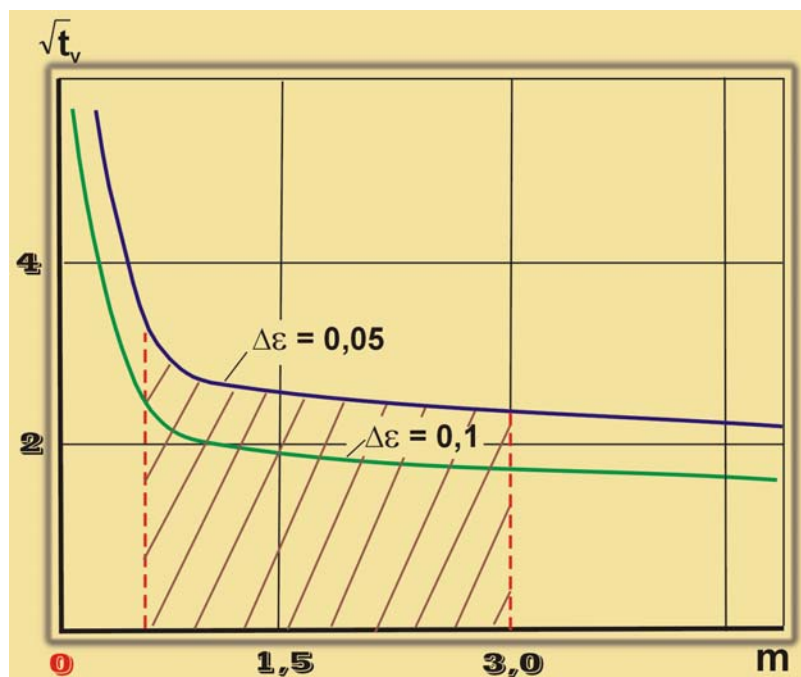


Рис. 5.7. Зависимость времени установления квазистационарной скорости уноса от числа m : заштрихованная область – практически возможный диапазон изменения числа m

Поскольку определение интервала времени, в котором справедлива закономерность (5.18), необходимо для ее дальнейшего использования, рассмотрим вопрос идентификации границы между нестационарным и квазистационарным режимами прогрева теплозащитного материала.

В табл. 5.1 приведены данные численных расчетов прогретого и унесенного слоев при $T_p = \text{const}$ для двух значений толщин, заданных $\theta = \theta^*$ ($\theta^* = 0,1$ и $\theta^* = 0,05$).

Таблица 5.1 – Сравнение толщины прогретого слоя $\delta(t_x)$ в момент ее равенства линейному уносу $S(t_x)$ со стационарным значением глубины прогретого слоя $\bar{\delta}_T$

θ^*	0,05			0,1		
m	0,5	0,7	1,0	0,5	0,7	1,0
$\bar{\delta}_T$	10,1	8,2	6,75	7,8	6,3	5,2
$\delta(t_x)$	9,2	7,5	6,2	7,1	5,7	4,75
$\frac{\bar{\delta}_T - \delta(t_x)}{\bar{\delta}_T}, \%$	9,0	8,5	8,2	10,0	9,5	8,7

В таблице даны безразмерные значения глубины прогретого слоя, стационарные значения которой определялись по (5.17), а безразмерное время – по формуле $t = \tau / \tau_p - 1$. Время τ_p при постоянном тепловом воздействии рассчитывалось по уравнению

$$\tau_p = \frac{\pi}{4} \lambda \rho c \frac{(T_p - T_0)^2}{q^2}, \quad (5.19)$$

которое следует из решения (5.4) при $q = \text{const}$.

Из табл. 5.1 видно, что в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев толщина прогретого слоя $\delta(t_x)$ отличается от своего установившегося значения при $m \geq 0,5$ не более чем на 10%.

Это обстоятельство позволило идентифицировать границу между нестационарным и квазистационарным режимами прогрева и назвать временем установления прогретого до $\theta = \theta^*$ слоя разрушающегося материала такое значение $t_\delta = t_x$, за которое толщина унесенного слоя сравнивается с глубиной залегания изотермы θ^* .

Таким образом, на основе модели плавления кристаллического тела, изложенной в [2], удалось показать, что, независимо от доли испарения материала (числа m), суммарная толщина прогретого и унесенного слоев с достаточной для практики точностью в интервале времени нагрева, за который достигается равенство толщин прогретого и унесенного слоев (рис. 5.6), может быть описана зависимостью (5.18) [231].

5.4. Температурные поля в образцах кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности

Теоретическая модель прогрева и уноса массы твердого тела в наиболее простой постановке при $T_p = \text{const}$ [2] дает возможность показать, что при $\tau < \tau_\delta$ путь, пройденный любой изотермой температурного поля, прямо пропорционален корню квадратному из времени нагрева. Наличие внутренней зоны фазовых превращений, согласно экспериментальным данным [227, 228], не нарушает этой закономерности, но и не является причиной ее установления.

Серьезным аргументом в пользу предыдущих выводов могут служить экспериментальные результаты, полученные в однородных материалах типа кварцевой стеклокерамики.

Для экспериментального доказательства установленной линейной зависимости суммарной толщины прогретого и унесенного слоев от корня квадратного из времени нагрева очень важно правильно выбрать экспериментальную модель, позволяющую свести к минимуму ошибки, возникающие при измерениях температур.

Измерение температур внутри материала преимущественно проводят с помощью термоэлектрических преобразователей (термопар). Погрешности, возникающие при таких измерениях, подробно рассмотрены в работах [2, 232–235]. Многие из них можно учесть либо свести к минимуму путем соответствующего выбора термопары и способа установки ее в образце. Тем не менее ошибки, связанные с отклонением характеристики термопары от стандартной из-за воздействия продуктов разложения материала, с шунтированием термопары в электропроводящей зоне, а также с усадкой материала, всегда возникающие при измерениях в коксующихся теплозащитных материалах, плохо поддаются учету. В связи с этим проверка установленной закономерности на образцах КСК, в которых отсутствует низкотемпературная компонента (связующее), является вполне обоснованной.

Как известно, точность измерения температуры внутри материала в значительной степени зависит от способа установки термопар в образце. После рассмотрения существующих схем размещения термопар в образцах композиционных материалов [236], расчетов и серии пробных экспериментов была предложена схема, обеспечивающая необходимую длину изотермического участка, целостность материала выше датчика температуры в направлении воздействия теплового потока, надежность контакта термопары с материалом, высокую точность измерения координаты термопары в процессе ее установки и после проведения эксперимента, защиту термоэлектродов от воздействия высокотемпературного газового потока, а также соблюдение модели полубесконечного изолированного тела [237].

В образцах стеклокерамики, диаметром $25 \cdot 10^{-3}$ м и длиной $30 \cdot 10^{-3}$ м, алмазным диском прорезались на различную глубину четыре паза шириной $0,6 \cdot 10^{-3}$ м и с расстоянием друг от друга $3 \cdot 10^{-3}$ м. Измерения температуры проводились с помощью 5-ти термопар. Первой устанавливалась вольфрам-вольфрамовая (BP5/20) с диаметром термоэлектродов $0,1 \cdot 10^{-3}$ м, затем – три хромель-алюмелевые с диаметром термоэлектродов $0,2 \cdot 10^{-3}$ м. Термопары сваривались встык и размещались таким образом, что длина изотермического участка была равна $\sim 50 l/d$ (где l – длина изотермического участка, а d – диаметр термоэлектрода термопары). Пятая, хромелькопелевая термопара, зачеканивалась в медную пластинку, приклеиваемую к нижнему торцу образца, и использовалась для контроля соблюдения модели полубесконечного изолированного тела. После установки термопар пазы заклеивались с помощью жидкого стекла пластинками из материала образца, которые одновременно обеспечивали гарантированный контакт термопары с материалом в процессе затвердевания жидкого стекла. Затем образец наклеивался на асботекстолитовую подложку (рис. 5.8).

Методическая погрешность, связанная с выполнением условия полуограниченности, определялась путем сравнения решений задачи для ограниченного цилиндра и полуограниченного тела при $T_w = \text{const}$ [238]. Рассматривался самый неблагоприятный режим теплообмена, когда теплообмен боковой поверхности цилиндра и его нижнего торца происходит со средой, имеющей начальную температуру при коэффициенте теплообмена равном ∞ . Для термопары, удаленной от поверхности на 10^{-2} м (почти самое большое расстояние), и при наибольшем времени нагрева (~ 60 с) отклонение двухмерных температурных полей от температурного поля полуограниченного тела не превысило 5%. Поскольку схема установки термопар предусматривала их смещение относительно оси образца на $4,5 \cdot 10^{-3}$ м, то была применена защита боковой поверхности образца с помощью керамического кольца из КСК. Координаты установки термопар дополнительно контролировались после испытаний на разрезанном образце.

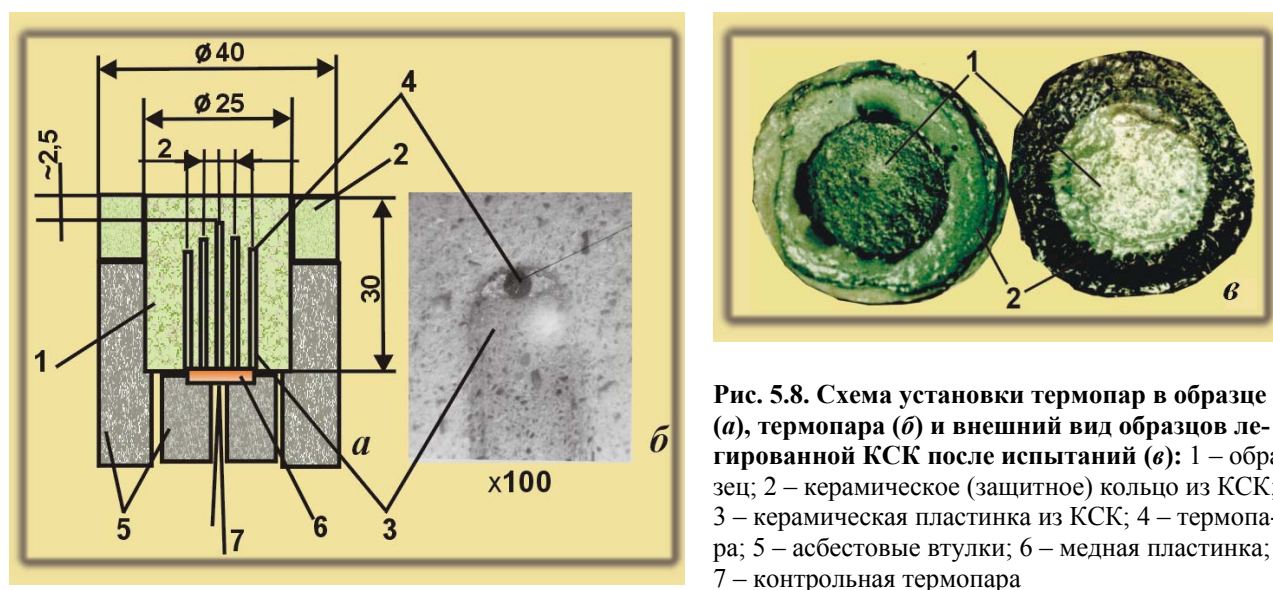


Рис. 5.8. Схема установки термопар в образце (а), термопара (б) и внешний вид образцов легированной КСК после испытаний (в): 1 – образец; 2 – керамическое (защитное) кольцо из КСК; 3 – керамическая пластинка из КСК; 4 – термопара; 5 – асбестовые втулки; 6 – медная пластинка; 7 – контрольная термопара

Нагрев поверхности образцов осуществлялся в воздушной струе электродугового подогревателя газа в диапазоне тепловых потоков $(4-10) \cdot 10^3$ кВт/м² и давлении торможения $1 \cdot 10^5$ Па. Яркостная температура поверхности измерялась в видимой области спектра ($0,65 \cdot 10^{-6}$ м) фотоэлектрическим пирометром и вместе с показаниями термопар записывалась на шлейфовом осциллографе. Для расчета истинной температуры использовались значения степени черноты из [119, 131] (см. разд. 4.6). Погрешность определения T_w указана там же. Ошибка измерения скорости уноса материала в данных экспериментах не превышала $\sim 15\%$.

На рис. 5.9 для примера показана осциллограмма измерения температуры на различной глубине образца легированной стеклокерамики. В результате обработки аналогичных осциллограмм были построены профили температур в образцах, испытанных при различных тепловых потоках. При этом также использовались значения глубины прогретого слоя до изотермы $T^* = 1800$ К, которая соответствует изменению окраски легированной кварцевой стеклокерамики. Положение этой границы

контролировалось после испытаний на разрезанных образцах с помощью микроскопа. Сразу после нагрева образец охлаждался воздухом из специального вихревого холодильника для исключения "послепрогрева".

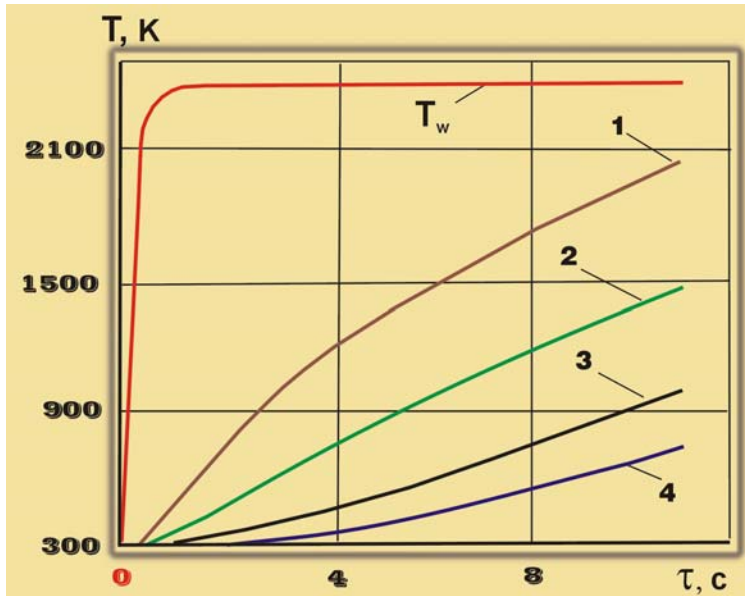


Рис. 5.9. Экспериментальная зависимость температуры на поверхности и внутри образца легированной КСК от времени нагрева в струе ЭДП при $q_k = 7260 \text{ кВт/м}^2$: T_w – температура на поверхности; 1–4 – на расстояниях $(4,54; 6,93; 9,42; 11,65) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ от исходной поверхности

Сравнивая профили температуры в образцах легированной стеклокерамики, полученные при различных скоростях уноса массы, можно заметить, что в области, ограниченной безразмерной температурой $\theta^* \leq 0,3$, температурное распределение слабо зависит от скорости перемещения нагреваемой поверхности и величины теплового потока (рис. 5.10). Такой вывод подтверждается результатами численных расчетов по модели [2] (рис. 5.11).

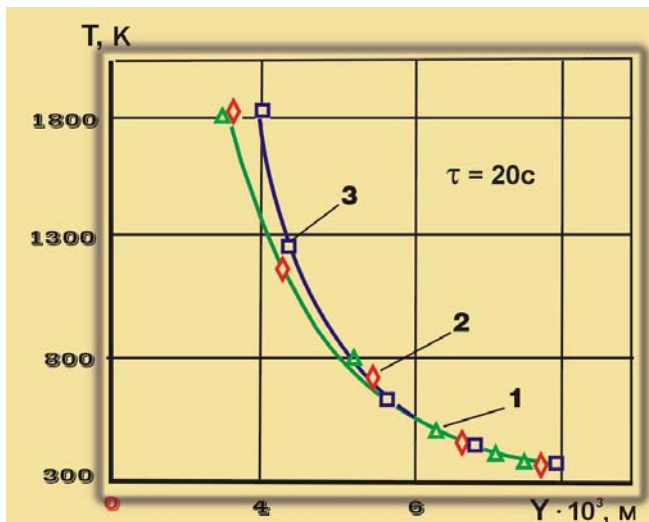


Рис. 5.10. Экспериментальные профили температур в образцах легированной КСК на 20 с нагрева при различных скоростях уноса массы с поверхности: 1–3 при $\bar{V}_\infty = (0,02; 0,05 \text{ и } 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$

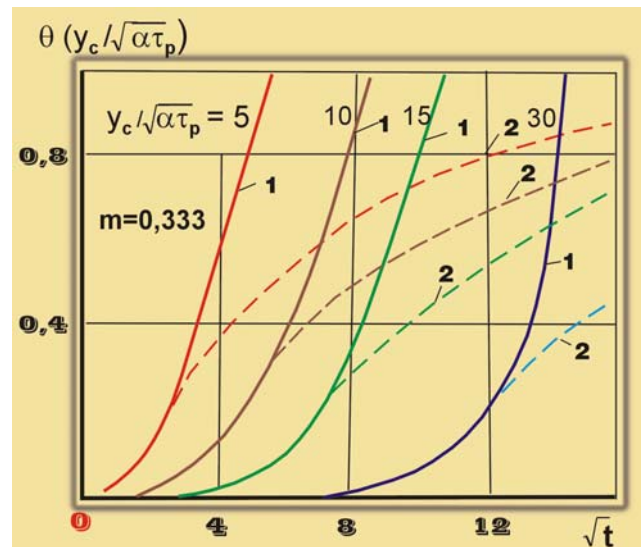


Рис. 5.11. Зависимость температуры θ от безразмерного времени t в фиксированных точках тела $y_c = y / \sqrt{\alpha \tau_p}$: 1 – с уносом массы ($m = 0,333$); 2 – без уноса ($m = 0$) [2]

5.5. Экспериментальная оценка влияния скорости уноса массы с поверхности ТЗМ и давления заторможенного потока на выполнение закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$

По данным измерений температуры в образцах (например, рис. 5.9) были построены зависимости пути, пройденного глубинными изотермами ($\theta^* = 0,05$ и $0,2$), от корня квадратного из времени прогрева (рис. 5.12).

На рис. 5.12, а видно, что все результаты с хорошей точностью укладываются на одну прямую вида $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$. При этом изменение теплового потока, скорости уноса и даже увеличение температуры поверхности от T_p до T_w , которое всегда имеет место при постоянном тепловом воздействии, не меняет ее угол наклона. Только через достаточно продолжительное время происходит изменение угла наклона, причем линейный характер этой зависимости сохраняется.

На рис. 5.12, б показана зависимость пути, пройденного высокотемпературной изотермой, соответствующей изменению окраски в легированной стеклокерамике ($T^* = 1800$ К), от $\sqrt{\tau}$. Из него следует, что увеличение температуры изотермы не влияет на линейный характер зависимости $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$. Влияние скорости уноса на угол наклона зависимостей $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$ проявляется после изменения их угла наклона, начиная с $\theta^* \approx 0,2$ (рис. 5.12, а). При увеличении температуры рассматриваемой изотермы начальный участок, на котором скорость уноса не оказывает влияния на угол наклона, существенно сокращается.

С целью проверки выполнения установленной закономерности в более широком диапазоне внешних условий эксперименты по измерению температур в образцах КСК также были проведены в сверхзвуковых струях стенда ЖРД-2М, работающего на топливе керосин-кислород, и электродугового подогревателя газа стенда ВПС-1000Л/В при пониженном давлении. Условия нагрева и параметры разрушения образцов приведены в табл. 5.2.

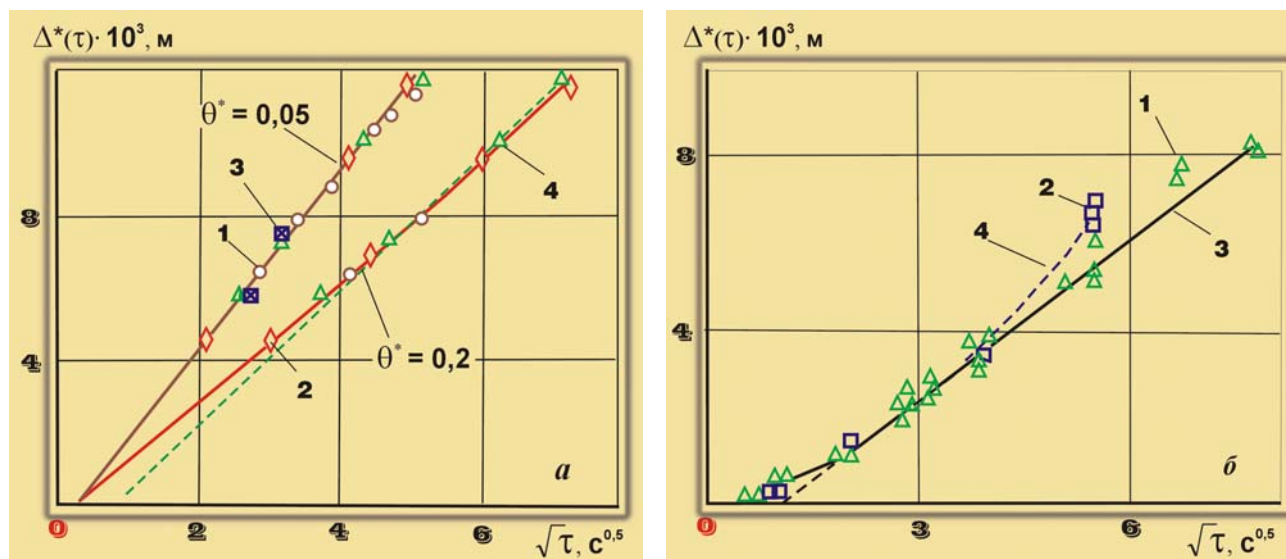


Рис. 5.12. Зависимость суммарной толщины прогретого и унесенного слоев от времени нагрева для кварцевой стеклокерамики: а – 1–3 легированная КСК; 4 – чистая КСК; 1 – $q_k = 4130$; 2, 4 – 7260; 3 – 9350 кВт/м²; б – при $T^* = 1800$ К и $q_k = 7650$ кВт/м²; 1 – легированная КСК; 2 – чистая КСК; 3 – обработка по методу наименьших квадратов; 4 – квазистационарный режим прогрева; точки – эксперимент

Из формулы (5.19) следует, что при прочих равных условиях увеличение T_y на 80 К приводит к возрастанию времени начала уноса в 1,09 раза, а на 220 К – в 1,26 раза по сравнению с вариантом при $P_e = 3,5 \cdot 10^5$ Па. Интересно отметить, что почти в такой же степени (1,12 и 1,29) возрастает тангенс угла наклона прямых к оси абсцисс (рис. 5.13). По-видимому, угол наклона первого участка зависимостей $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ кроме значения θ^* и коэффициента температуропроводности, также зависит от температуры начала уноса, которая в основном изменяется при давлениях ниже $1 \cdot 10^5$ Па (рис. 5.14).

Таблица 5.2 – Параметры разрушения образцов кварцевой стеклокерамики в различных условиях нагрева

Характеристика нагрева	Материал	q_k , кВт/м ²	$P_e \cdot 10^{-5}$, Па	T_w , К	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с
Сверхзвуковая струя продуктов сгорания	КСК (0,5%Cr ₂ O ₃)	14 700	3,5	2515	0,13
		7000	1,6	2400	0,07
	Чистая КСК	14 700	3,5	2420	0,21
		7000	1,6	2400	0,1
Дозвуковая воздушная струя	КСК (0,5%Cr ₂ O ₃)	4130	1,0	2580	0,02
		7260	1,05	2565	0,05
	Чистая КСК	9350	1,1	2390	0,11
		4130	1,0	2590	0,05
		7260	1,05	2510	0,09
Сверхзвуковая воздушная струя	КСК (0,5%Cr ₂ O ₃)	10 080	0,3	2560	0,12
	Чистая КСК	10 080	0,3	2460	0,22

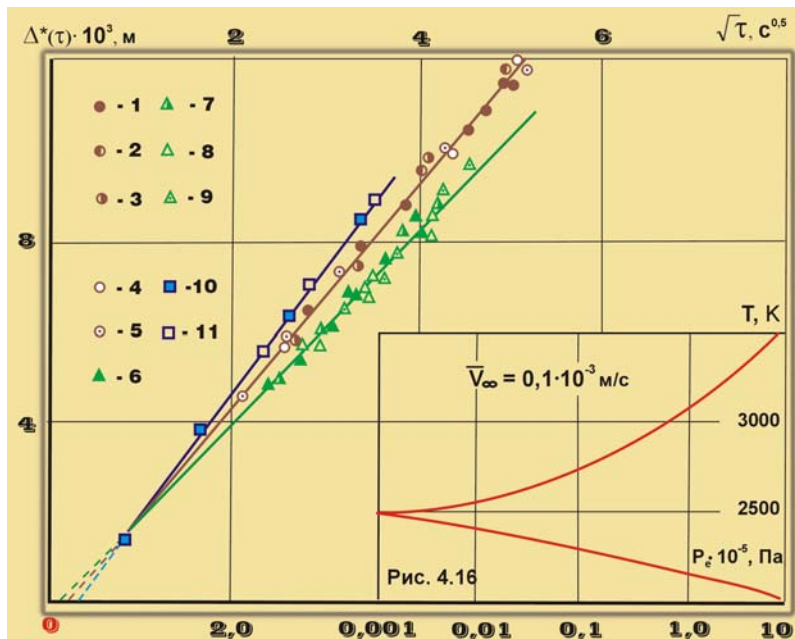


Рис. 5.13. Зависимость пути, пройденного изотермами $\theta^* = 0,05$, от времени в различных условиях нагрева для кварцевой стеклокерамики: 1–3, 6, 7, 10 – легированная, 4, 5, 8, 9, 11 – чистая; 1–5 – $P_e \sim 10^5$ Па; 1, 4 – $q_k = 4130$; 2, 5 – 7260; 3 – 9350 кВт/м²; 6, 8 – $P_e = 1,6 \cdot 10^5$ Па, $q_k = 7000$ кВт/м²; 7, 9 – $P_e = 3,5 \cdot 10^5$ Па, $q_k = 14 700$ кВт/м²; 10, 11 – $P_e = 0,3 \cdot 10^5$ Па, $q_k = 10 080$ кВт/м² (линии – обработка по методу наименьших квадратов)

Рис. 5.14. Зависимость перепада температур в расплавленной пленке ($T_w - T_p$) от давления торможения P_e (кварцевое стекло) [2]

Из теории теплопроводности известно [226], что в соотношении $y = K\sqrt{a\tau}$ коэффициент K имеет наибольшее значение при $T_w = \text{const}$ и находится из уравнения (5.5). Аналогичные уравнения можно применять также для других законов изменения T_w . Однако, коэффициент K в этом случае будет меньше и должен рассчитываться по соответствующим уравнениям (см. разд. 5.6). Полученные результаты как раз и показывают, что, чем ниже давление заторможенного потока, тем меньше перепад температур $\Delta T_w = \bar{T}_w - T_p$, т. е. быстрее, при прочих равных условиях, устанавливается температура разрушающейся поверхности и увеличивается угол наклона зависимостей $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ к оси абсцисс.

В отличие от поверхностных изотерм (рис. 5.12) изменение угла наклона прямых для глубинных изотерм ($\theta < 0,2$) происходит только через достаточно продолжительное время τ_ξ , которое в первом приближении можно оценить по формуле $\tau_\xi \approx 10\tau_p$, предложенной в [2] для определения времени установления автомодельного режима прогрева. При этом условное начало линейных зависимостей пути, пройденного изотермами при $T^* < T_p$, смещается по оси абсцисс до значения $\sqrt{\tau_\xi} \approx \sqrt{1\text{с}}$.

Такой вывод хорошо подтверждается многочисленными экспериментальными данными, полученными как для глубинных, так и высокотемпературных изотерм материалов различных классов, (рис. 5.3, 5.4 и 5.12). Эти результаты показывают, что если нагреваемая постоянным тепловым потоком поверхность начинает разрушаться, вследствие чего устанавливается температура поверхности, то, как правило, все зависимости $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ имеют практически общий "фокус". При этом линейный характер зависимости сохраняется в течение времени τ_δ , соответствующего продолжительности нестационарного участка нагрева для рассматриваемой изотермы.

5.6. Определение коэффициента в закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$. Константа теплового разрушения материала

Как показано в работах [239, 240], известный класс решений [241] линейного уравнения теплопроводности (5.4) с краевыми условиями вида

$$T(y,0) = T(\infty, \tau) = T_0; \quad T_w(\tau) = \sum_{n=0}^N d_n \tau^{n/2},$$

где $d = \text{const}$, $n/2 = \text{const}$ является автомодельным. В этом случае общее решение содержит комплекс $y/\sqrt{a\tau}$. Обозначив его через K для законов $T_w = \text{const}$, $T_w = d\tau^{1/2}$ и $T_w = d\tau$, соответственно, имеем (5.5),

$$\theta^* = \exp[-(K/2)^2] - (K/2)\sqrt{\pi}\text{erfc}(K/2) \quad \text{и} \quad (5.20)$$

$$\theta^* = [1 + 2(K/2)^2]\text{erfc}(K/2) - (K/2)\sqrt{\pi}\exp[-(K/2)^2]. \quad (5.21)$$

При этом наибольшее значение коэффициент K достигает для $T_w = \text{const}$. В этом случае должен соблюдаться линейный характер зависимости пути, пройденного изотермой с температурой T^* . Однако, если рассматривать путь, пройденный изотермой с безразмерной температурой $\theta^* = \text{const}$, то его также можно представить прямой линией и для других законов изменения T_w . Тангенс угла наклона этой прямой будет равен $K\sqrt{a}$, где коэффициент K определяется соответствующим уравнением типа (5.20) или (5.21). При этом значение $T_w = [T_w(\tau) - T_0]\theta^* + T_0$.

Несмотря на то, что выражение $K = y / \sqrt{a\tau}$ включает параметры y, a и τ , расчеты, выполненные в диапазоне изменения коэффициента температуропроводности на два порядка, показали, что коэффициент K зависит только от θ^* и закона изменения T_w [242].

Следовательно, для заданного значения θ^* коэффициент K зависит от площади под температурной кривой $\theta_w = f(\tau)$, где $\theta_w = [T_w(\tau) - T_0] / [T_w(\tau_{\text{ц}}) - T_0]$ – безразмерная температура поверхности, а $t = \tau / \tau_{\text{ц}}$, ($\tau_{\text{ц}}$ – длительность всего цикла нагрева).

Для получения зависимости коэффициента K от безразмерной температуры θ^* при различных скоростях уноса были рассмотрены экспериментальные термограммы в образцах асботекстолита [227] и легированной кварцевой стеклокерамики, а также зависимости пути, пройденного изотермой 1800 К, соответствующей изменению окраски в образцах легированной КСК.

Поскольку установлено два линейных участка для функций $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$, то коэффициент K должен определяться также двумя зависимостями $K = f(\theta^*)$. При этом, как было отмечено, на первом участке скорость уноса слабо влияет на коэффициент K , и можно рассматривать его зависимость только от θ^* . Численные расчеты и экспериментальные термограммы показывают, что при $\theta^* < 0,2$ значения K удовлетворительно согласуются с формулой (5.5).

Значения коэффициента K для первого участка прямых $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$, найденные по экспериментальным и расчетным термограммам (например, рис. 5.9), практически одинаковы. С момента изменения угла наклона линейных зависимостей $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ коэффициент K определялся только по результатам обработки экспериментальных данных, так как было установлено значительное расхождение расчетных и экспериментальных температурных полей. С этой целью были рассмотрены высокотемпературные участки термограмм и зависимости пути для изотермы $\theta^* \approx 0,6$, полученные в образцах легированной керамики при различных значениях скорости уноса массы (рис. 5.15).

Из рис. 5.16, на котором показано изменение коэффициента K от безразмерных значений температуры и скорости уноса, следует два важных вывода. Во-первых, все зависимости $K = f(\theta^*, \bar{V}_{\infty})$ при $\theta^* > 0,3$ близки к линейным, а при $\theta^* = 1$ они сходятся в одну точку, в которой $K = K_{\text{Tp}}$.

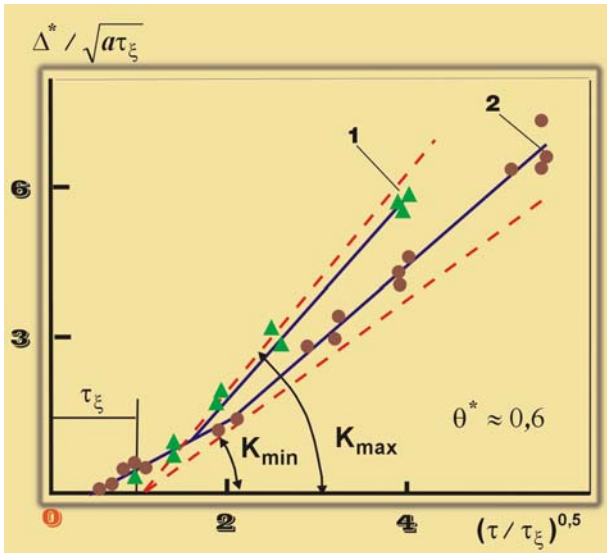


Рис. 5.15. Влияние скорости уноса на коэффициент K : 1–2 – экспериментальные данные по прогреву легированной КСК до $T^* = 1800$ К; 1 – безразмерная скорость уноса $\bar{V}_{\infty} = 0,26$; 2 – 0,14

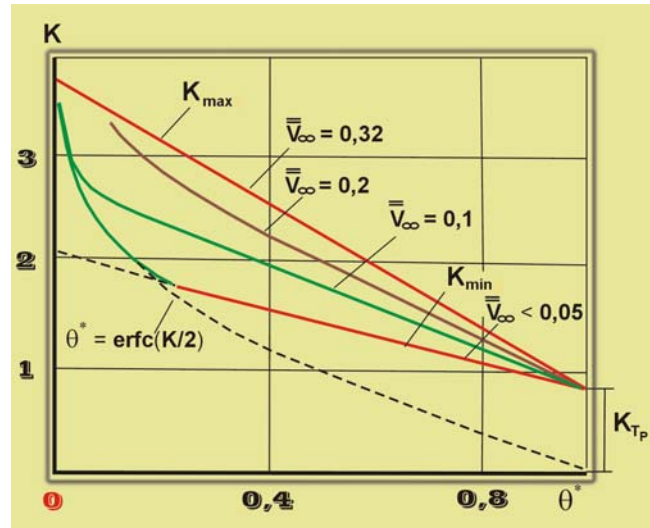


Рис. 5.16. Зависимость коэффициента K от безразмерных температуры и скорости уноса

Во-вторых, при безразмерной скорости уноса $\bar{V}_{\infty} = \bar{V}_{\infty} / \sqrt{a\tau_{\xi}} < 0,05$ (где $\tau_{\xi} = 1$ с), скорость уноса практически не влияет на величину K , и его значение при $\theta^* > 0,2$ определяется выражением:

5.6. Определение коэффициента в закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$. Константа теплового разрушения материала

$$K = -\frac{1}{K_{Tp}}\theta^* + \frac{K_{Tp}^2}{1 - K_{Tp}}. \quad (5.22)$$

Приближение $\bar{V}_\infty$ к предельному значению $\sim 0,3$ приводит к сильному сокращению времени существования линейных зависимостей $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ (рис. 5.15). При этом реальные скорости уноса могут намного превышать значение $\bar{V}_\infty$. Так, для графита даже при $\bar{V}_\infty = 1 \cdot 10^{-3}$ м/с безразмерная скорость уноса $\bar{V}_\infty = 0,26$. При $\bar{V}_\infty \approx 0,3$ нестационарным периодом для $\theta^* > 0,2$ можно пренебречь, коэффициент K достигает максимальных значений и описывается выражением:

$$K = -\left(\frac{1 - K_{Tp} + K_{Tp}^2}{1 - K_{Tp}}\right)\theta^* + \frac{1}{1 - K_{Tp}}. \quad (5.23)$$

Интересно отметить, что если формула (5.23) для $\theta^* = 1$ дает значение $K = K_{Tp}$, то уравнение (5.22) при $\theta^* = 1$ и $K = K_{Tp}$ переходит в уравнение 3-й степени

$$2K_{Tp}^3 - K_{Tp}^2 + K_{Tp} - 1 = 0, \quad (5.24)$$

из которого следует, что $K_{Tp} \approx 0,74$. Эта постоянная получила название – *константа теплового разрушения материала*.

Из рис. 5.15 видно, что уже при $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^3$ м/с скорость уноса массы заметно влияет на температурное поле в образцах легированной кварцевой стеклокерамики. Для этого материала унос массы происходит с поверхности и в основном определяется значением подводимого теплового потока. В то же время большинство композиционных теплозащитных материалов содержит связующее и в процессе абляции образует прококсованный слой, разрушение которого во многом зависит от окислительного и термомеханического воздействия набегающего газового потока (разд. 3.1). Тем не менее для таких материалов установлено, что коэффициент K слабо зависит от процессов на разрушающейся поверхности.

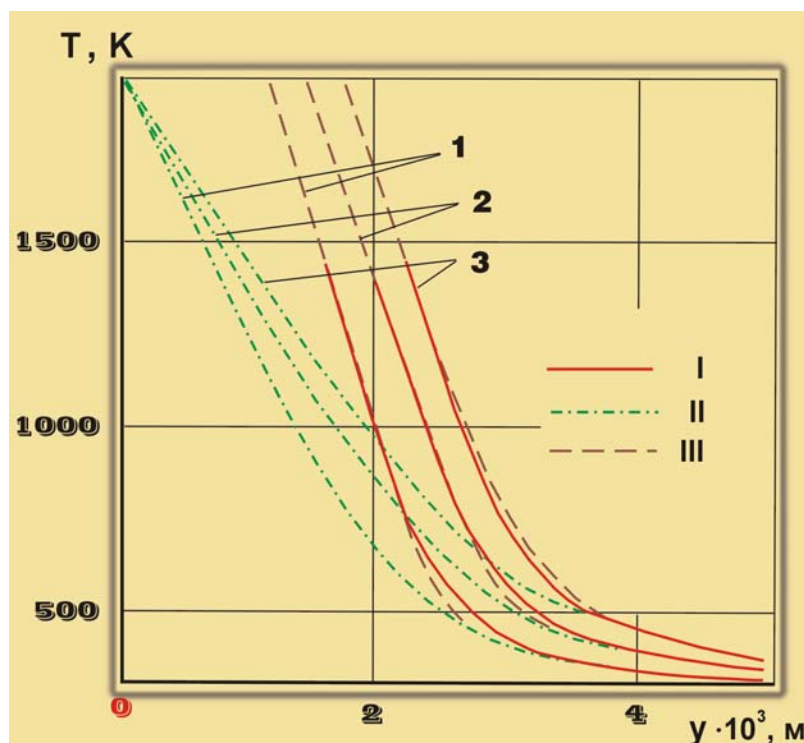


Рис. 5.17. Экспериментальные и расчетные профили температур в образце асботекстолита при $q_k = 1600$ кВт/м²: 1–3 – время нагрева 7, 9, 11 с; I – эксперимент; II – расчет по формуле (5.5); III – расчет по (5.22)

На рис. 5.17 показано сравнение экспериментальных и расчетных температур, полученных в образце асботекстолита на стенде ЖРД-2М. Расчет проводился по формуле (5.22) для значений теплопроводности и теплоемкости, взятых из работы [139]. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных при высоких температурах, несмотря на то, что скорость линейного уноса была равна $0,2 \cdot 10^{-3}$ м/с, позволяет прийти к следующему заключению. Во-первых, для материалов, процесс разрушения которых сопровождается фильтрацией газообразных продуктов через пористый коксовый каркас, скорость разрушения поверхности (по крайней мере, до $\bar{V}_{\infty} \leq 0,2 \cdot 10^{-3}$ м/с) в нестационарном режиме прогрева, по-видимому, не оказывает влияния на температурное поле внутри материала, и коэффициент K рассчитывается по (5.22). Во-вторых, что особенно важно, значение константы теплового разрушения материала не зависит от его природы.

- У. – Ты смотри! Похоже, мы то же нашли свою константу. По крайней мере, уравнение канатной дороги у нас уже есть. И что, самое интересное, – эта дорога должна быть прямо подвешена на этой константе.
- К. – Меня очень заинтересовали два момента: резкое изменение угла наклона линейных зависимостей суммарной толщины прогретого и унесенного слоев для высокотемпературных изотерм, которое практически совпадает с установлением температуры на поверхности, и наличие у этих зависимостей общего «фокуса». Из модели оплавления кристаллического тела с постоянной температурой поверхности этого никак не следует.
- У. – А, что тут удивительного – все дороги ведут к вершине. А с моделью мы еще разберемся. Для начала посмотрим, что произойдет, если модель будет учитывать повышение температуры поверхности от начала плавления до установившегося значения $\bar{T}_w$.



УСТАНОВЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА УНОСА МАССЫ ТЕПЛОЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

6.1. Нестационарный режим уноса массы с поверхности теплозащитного материала при постоянном тепловом воздействии

Учитывая различную скорость приближения температуры поверхности, скорости уноса и глубины прогретого слоя к своим стационарным значениям (рис. 4.5), по-видимому, нецелесообразно во всех случаях принимать $\Delta\epsilon = 0,1$, как это предложено в работе [2]. В то же время условие равенства толщин прогретого и унесенного слоев, полученное на основе модели прогрева и оплавления кристаллического тела, применимо только для определения наибольшего характерного времени процесса τ_δ для изотерм с $\theta^* \leq 0,1$.

На рис. 5.7 видно, что уменьшение степени приближения к асимптоте $\Delta\epsilon$ от 0,1 до 0,05 приводит к увеличению времени установления квазистационарной скорости уноса массы до двух раз (например, при $m = 0,5$). Однако относительное распределение скорости уноса массы, рассчитанное по формулам (5.14), вообще не зависит от числа m , а изменение $\Delta\epsilon$ в два раза изменяет его форму всего на 6–8% (рис. 6.1).

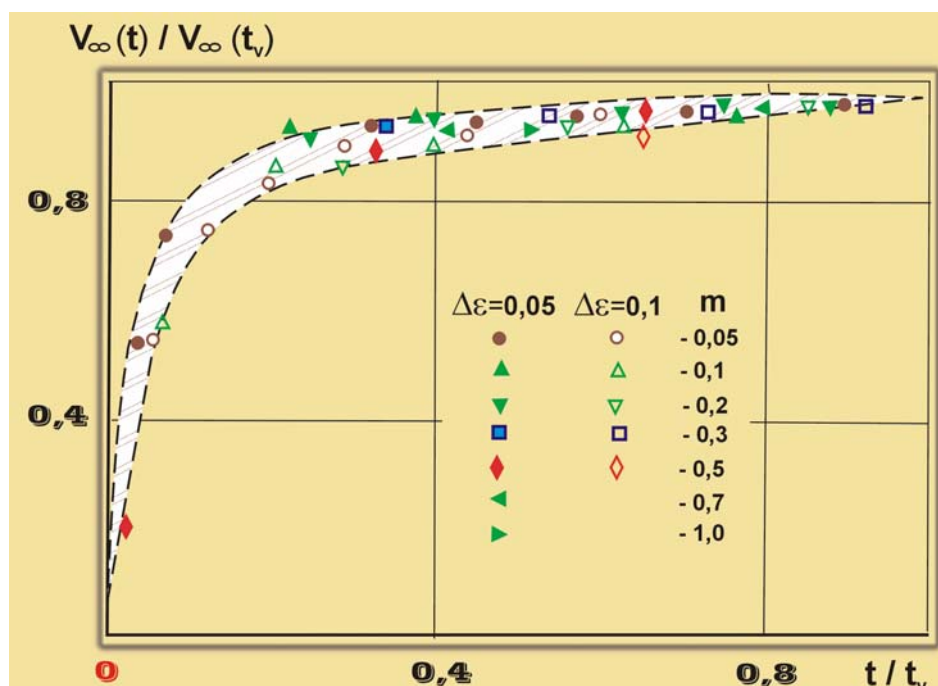


Рис. 6.1. Влияние выбора $\Delta\epsilon$ и числа m на распределение скорости уноса массы при $T_p = \text{const}$: черные точки – $\Delta\epsilon = 0,05$; светлые точки – $\Delta\epsilon = 0,1$

Поскольку приведенные результаты получены для кристаллического тела, когда температура поверхности практически сразу устанавливается равной $T_p = \text{const}$, что не соответствует реальной картине изменения температуры поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии, то они еще не дают оснований для определения τ_v .

Физическая модель оплавления стеклообразного теплозащитного материала значительно отличается от модели разрушения кристаллического тела при $T_p = \text{const}$. В модели оплавления кварцевого стекла, описанной в [2], баланс тепла на разрушающейся поверхности уже включает излучение, а суммарный тепловой эффект физико-химических превращений рассматривается в зависимости от внешних условий (рис. 6.2).

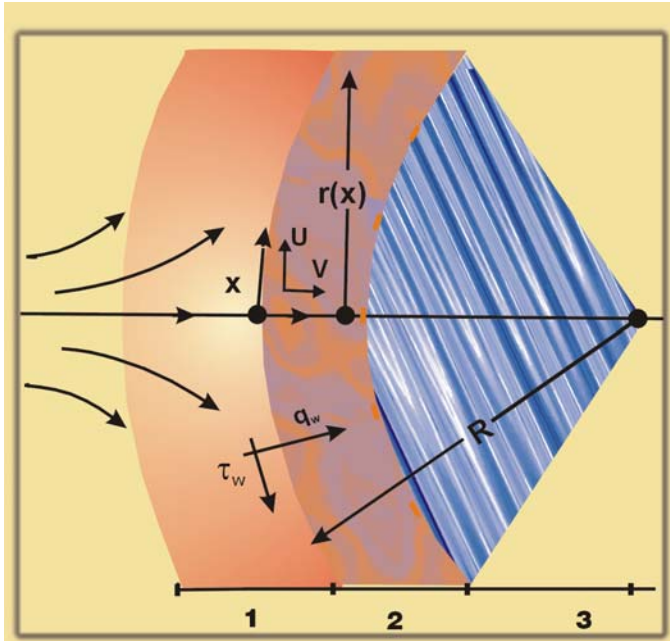


Рис. 6.2. Модель процесса разрушения (оплавления) стеклообразного материала в высокотемпературном газовом потоке, обтекающем окрестность точки торможения затупленного тела [2]: 1 – пограничный слой газового потока; 2 – жидкая пленка расплава, стекающая под действием сдвигающих сил газового потока; 3 – твердое тело

Задача оплавления материала в высокотемпературном потоке газа в общей постановке сводится к совместному решению системы уравнений сохранения массы, количества движения и энергии, соответственно, для газовой, жидкой и твердой фаз. После ряда обоснованных допущений система уравнений, описывающих неустановившееся движение пленки расплава в системе координат, связанной с поверхностью раздела газ-жидкая пленка [2], имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau}(ru) + \frac{\partial}{\partial y}(rv) = 0, \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + F_x = \frac{dP_e}{dx}, \quad (6.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\lambda}{\rho c} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (6.3)$$

Замыкает выписанную систему уравнений соответствующая система начальных условий:

при $\tau = 0$ $T(y) = T_0 = \text{const}$, $v = 0$

при $\tau > 0$ и $y = 0$:

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w + G_w \Delta Q_w + \varepsilon \sigma T_w^4 = (\alpha / c_p)_w (I_e - I_w) + q_{\varepsilon}, \quad (6.4)$$

$$(\rho v)_w = G_w = (\alpha / c_p)_w f(T_w, P_e),$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_w = \frac{\tau_w}{\mu_w},$$

при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_0$, $u \rightarrow 0$ (либо $\frac{\partial v}{\partial y} \rightarrow 0$).

В качестве одного из граничных условий в систему уравнений (6.1)–(6.4) входит скорость испарения или расход массы G_w с поверхности пленки расплава. При интенсивном нагреве G_w зависит от коэффициента теплообмена $(\alpha / c_p)_w$, T_w и давления на внешней границе пограничного слоя P_e .

Численные расчеты по этой модели, выполненные в [2], и экспериментальные данные показывают, что даже при нагреве тела в потоке газа с постоянными параметрами, температура поверхности с момента начала плавления еще возрастает на 500–1000 К. По результатам расчетов можно сделать вывод о том, что из всех физических параметров, входящих в дифференциальные уравнения (6.1)–(6.3) и граничные условия (6.4), на ход зависимости скорости уноса $V_\infty(\tau)$ влияет только теплопроводность материала. Изменение всех остальных параметров приводит лишь к отличиям в установившихся значениях скорости оплавления $\bar{V}_\infty$ и температуры поверхности. Это позволяет предположить существование некоторого универсального параметра, характеризующего зависимости $V_\infty(\tau)$.

На рис. 6.3 показаны результаты обработки численных расчетов скорости уноса массы в виде

$$V_\infty(\tau)/V_\infty(\tau_v) = f\left(\frac{\tau - \tau_y}{\tau_v - \tau_y}\right). \quad (6.5)$$

Время τ_v также выбиралось для двух значений $\Delta\varepsilon = (0,05 \text{ и } 0,1)$. Рассмотренные режимы приведены в табл. 6.1.

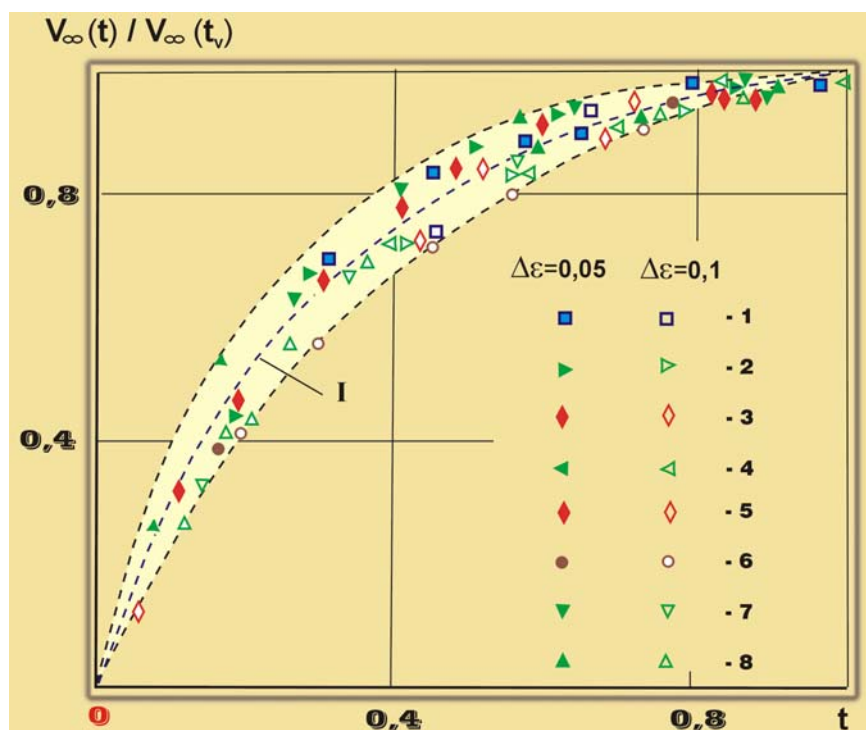


Рис. 6.3. Численные расчеты распределения скорости при $T_w = f(\tau)$ [2] для различных условий нагрева и свойств материала: 1–8 – варианты расчета (табл. 6.1); I – аппроксимация (6.10)

Несмотря на то, что доля испарения материала изменялась более чем в 5 раз ($\Gamma = 0,1\text{--}0,6$), все полученные результаты укладываются в сравнительно узкий коридор. При этом кривая, аппроксимирующая приведенные данные, дает значение

$$\int_0^1 [V_\infty(\tau)/V_\infty(\tau_v)] dt \approx 0,74 = K_{Tp}, \quad (6.6)$$

где $t = (\tau - \tau_y)/(\tau_v - \tau_y)$, а K_{Tp} – константа разрушения материала.

В свою очередь обработка результатов экспериментов по линейному уносу [52, 129, 243] (рис. 6.4), показывает, что они удовлетворительно описываются выражением

$$S(\tau)/S(\tau_v) = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_y}}{\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_y}} \right]^2. \quad (6.7)$$

Откуда, дифференцируя по времени, находим

$$V_{\infty}(\tau) = \frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_y}}{\sqrt{\tau}(\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_y})^2} S(\tau_v). \quad (6.8)$$

Так как из (6.6) следует, что среднеинтегральная скорость равна $K_{Tp} V_{\infty}(\tau_v)$, то можно записать

$$S(\tau_v) = K_{Tp} V_{\infty}(\tau_v)(\tau_v - \tau_y). \quad (6.9)$$

Подставляя зависимости (6.8) и (6.9) в (6.6), можно показать, что соотношение (6.8) удовлетворяет выражению (6.6) и полностью подтверждает результаты численных расчетов.

Для аппроксимации распределения скорости уравнение (6.8) можно представить в виде

$$\frac{V_{\infty}(\tau)}{V_{\infty}(\tau_v)} = \frac{\sqrt{t(\tau_v - \tau_y) + \tau_y} - \sqrt{\tau_y}}{\sqrt{t(\tau_v - \tau_y) + \tau_y}(\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_y})^2} K_{Tp}(\tau_v - \tau_y). \quad (6.10)$$

Таблица 6.1 – Обобщение численных расчетов скорости уноса $V_{\infty}(\tau)$ при $\Delta\varepsilon = 0,05$ и $0,1$

№ п/п	Изменяемые параметры	$\bar{V}_{\infty} \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	τ_y , с	τ_v , с	
					$\Delta\varepsilon = 0,05$	$\Delta\varepsilon = 0,1$
1	Основной вариант	0,41	2710	0,4	7,5	5,3
2	$c_p = 2,51$ кДж/(кг·К); $\lambda = 4,19$ Вт/(м·К);	0,3	2590	2,4	11,6	8,7
3	$\varepsilon\sigma T_w^4 = 1420$ кВт/м ² ;	0,34	2651	1,0	9,5	7,0
4	$(\alpha/c_p)_0 = 0,5$ кг/(м·с);	0,28	2610	3,2	15,0	10,3
5	$P_v; a = -46\ 200$	0,16	2253	0,35	17,0	13,7
6	Основной вариант	0,31	2610	1,5	25,5	20,5
7	$\mu; a = 50\ 500, b = 15$	0,56	2587	1,8	14,8	11,0
8	$\mu; a = 68\ 800, b = 24,59$	0,27	2623	1,5	24,5	19,9

Первый вариант расчета: $\lambda = 2,1$ Вт/(м·К); $c_p = 1,26$ кДж/(кг·К); $\rho = 2000$ кг/м³; $\Delta Q_w = 12\ 570$ кДж/кг;
 $d^2 P_e / dx^2 = 2 \cdot 10^9$ н/м⁴; $\varepsilon\sigma T_w^4 = 1300$ кВт/м²; $\mu = \exp(a/T_w - b)$, кг·с/м²
 (где $a = 68\ 800$; $b = 24,59$); $P_v = \exp(a/T_w + b) \cdot 10^5$ Па (где $a = -57\ 800$;
 $b = 18,48$).

В 1–5 вариантах расчета: $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па; $T_e = 4000$ К; $(\alpha/c_p)_0 = 1,0$ кг/м с.

В 6-м варианте расчета: $\lambda = 10,4$ Вт/(м·К); $c_p = 1,38$ кДж/кг; $\rho = 2250$ кг/м³; $\Delta Q_w = 12\ 570$ кДж/кг;

$$d^2 P_e / dx^2 = 3,48 \cdot 10^8 \text{ н/м}^4; \varepsilon\sigma T_w^4 = 250 \text{ кВт/м}^2;$$

$$\mu = 9,8 \exp \left\{ \frac{\exp\{1800/T_w + 10,05\}}{T_w} - 9,5 \right\}, \text{ кг·с/м}^2.$$

В 6–8 вариантах расчета: $\mu = \exp(a/T_w - b)$; $P_e = 0,13 \cdot 10^5$ Па; $T_e = 6000$ К; $(\alpha/c_p)_0 = 0,5$ кг/(м²·с).

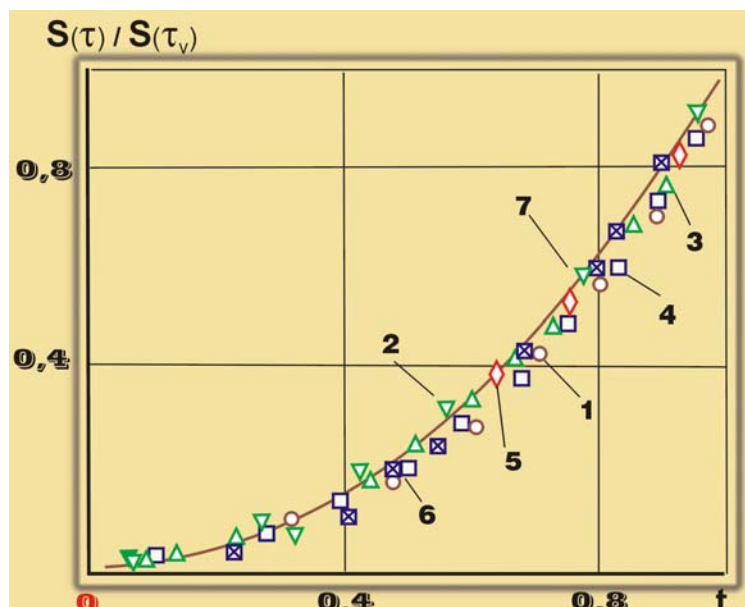


Рис. 6.4. Обобщение экспериментальных данных по линейному уносу материалов на основе кварцевого стекла для различных режимов нагрева:

1 – легированная КСК; 2, 3 – чистая КСК; 4–6 – кварцевое стекло, 6 – данные [129]; 1–6 – $\bar{V}_\infty = (0,1; 0,17; 0,20; 0,22; 0,29; 0,31) \cdot 10^{-3}$ м/с; кривая – расчет по (6.7)

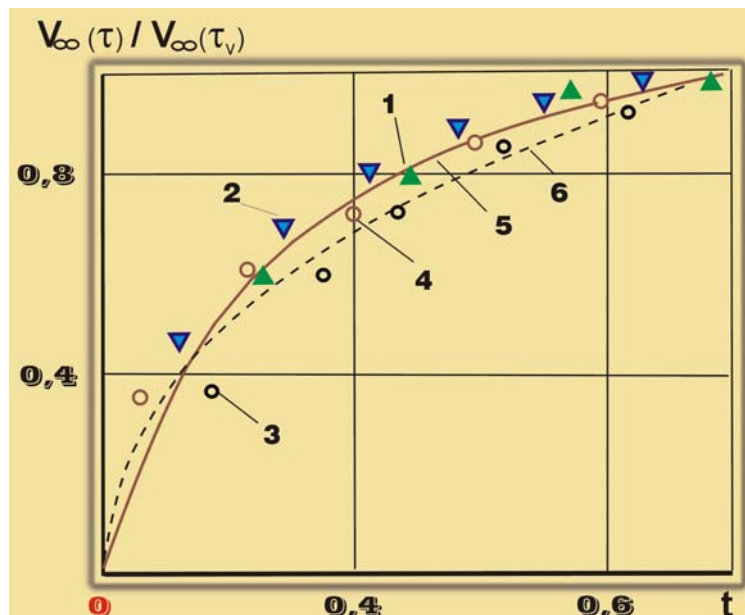


Рис. 6.5. Экспериментальная зависимость скорости уноса для стеклопластика ТЗМКТ-8 [52]:

1–3 – $I_e = (43; 25,3; 16) \cdot 10^3$ кДж/кг;
 $(\alpha / c_p)_0 = 0,32-0,44$ кг/(м²·с);
 4 – данные при $I_e = 16\,000$ кДж/кг, пересчитанные с учетом времени начала уноса массы; 5, 6 – аппроксимации (6.10) и (6.11)

На рис. 6.5 показаны экспериментальные данные работы [52] по изменению относительной скорости уноса стеклопластика на эпоксидном связующем в диапазоне энтальпий торможения $(16-43) \cdot 10^3$ кДж/кг $(\alpha / c_p)_0 = 0,32-0,44$ кг/(м²·с). Как указано в работе [52], разброс точек относительно аппроксимации

$$\frac{V_\infty(\tau)}{V_\infty(\tau_v)} = \left(\frac{\tau}{\tau_v} \right)^{0,42} \quad (6.11)$$

при малых временах достигает 20% и уменьшается до 0 при больших значениях времени. Расчет по формуле (6.10) также удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [52], особенно при более жестких режимах нагрева, что связано с уменьшением времени начала линейного уноса τ_y . Согласно [52], время установления квазистационарной скорости уноса для 1-го режима равно ~ 8 с, тогда время τ_y можно принять равным $\sim 1/8 \tau_v$ (см. разд. 6.5, уравнения (6.28) и (6.29)). Экспериментальные данные для 1-го режима, обработанные с учетом времени τ_y , значительно лучше согласуются с расчетом по (6.10) (рис. 6.5, точки 4).

6.2. Температура поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии. Взаимосвязь законов изменения скорости уноса и температуры поверхности

При нагреве поверхности тела постоянным тепловым потоком возможны два закона изменения ее температуры. Если величина теплового потока недостаточна для достижения температуры разрушения T_p , то температура поверхности возрастает по закону: $T_w = d\tau^{1/2}$ [226]. При более высоких темпах нагрева спустя некоторое время τ_p она достигает температуры разрушения, и при дальнейшем нагреве в момент времени τ_T на поверхности устанавливается ее квазистационарное значение $\bar{T}_w$, т. е. на практике можно считать, что $T_w = \text{const}$ [2].

Поскольку квазистационарное значение $\bar{T}_w$ может более чем на 1000 К превышать T_p , то представляет интерес установить закон изменения T_w в период времени от τ_p до τ_T . Учитывая серьезные трудности нахождения времен τ_p и τ_T для большинства ТЗМ, эксперименты проводились в основном для материалов на основе кварцевого стекла, для которых, согласно [131], за температуру начала плавления поверхности принималась температура образования расплава ~ 2000 К.

Как видно на рис. 6.6, за время достижения постоянного значения температуры поверхности можно принять время изменения угла наклона изотерм, соответствующих повышению прозрачности чистой и изменению окраски легированной КСК ($T^* = 1800$ К). В этот момент времени T_w отличается от своего установившегося значения на величину, не превышающую 1% перепада ($\bar{T}_w - T_p$).

Зависимости температуры поверхности от времени, полученные при нагреве образцов чистой и легированной кварцевой стеклокерамики, кварцевого стекла, стеклопластиков на основе кремнеземной ткани с эпоксидным и фенольным связующим (например, рис. 6.7), были обработаны в виде

$$\frac{T_w - T_p}{\bar{T}_w - T_p} = \theta_{T_w} = f(t'), \quad (6.12)$$

где $t' = \frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}}{\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p}}$, а τ_p – время достижения температуры образования расплава КСК [131].

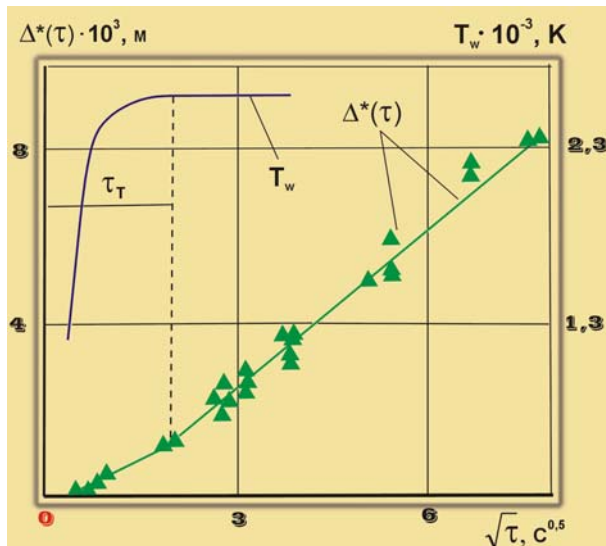


Рис. 6.6. Определение времени установления температуры поверхности по изменению угла наклона зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ при $T^* = 1800$ К для легированной КСК

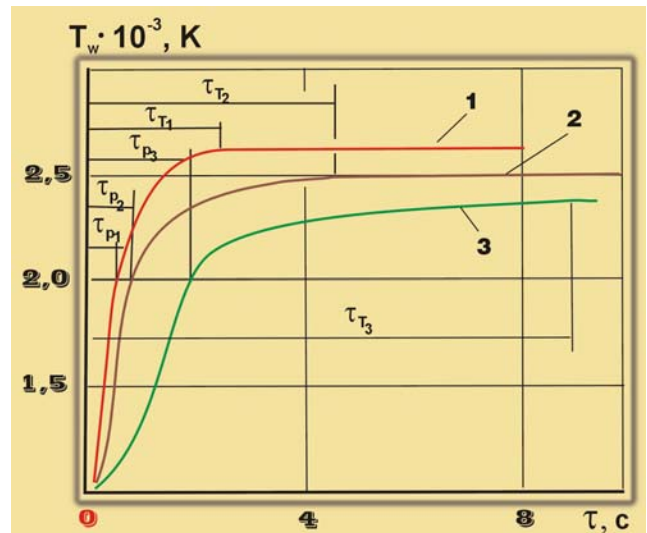


Рис. 6.7. Зависимость температуры поверхности материалов на основе кварцевого стекла от времени нагрева в струе стэнда ЖРД-2М при $q_k = 14\,700$ кВт/м²: 1 – легированная КСК, 2 – чистая КСК, 3 – кварцевое стекло

6.2. Температура поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии. Взаимосвязь законов изменения скорости уноса и температуры поверхности

При обработке результатов измерений были использованы значения степеней черноты из работ [119, 131] (см. раздел 4.6). Методы и точность определения температуры поверхности описаны в этих же работах.

В табл. 6.2 даны средние значения τ_p и τ_T , определенные на различных режимах нагрева. Каждое значение, приведенное в таблице, получено по 15–20 экспериментам.

Таблица 6.2 – Экспериментальные значения времен установления температур T_p и $\bar{T}_w$
(1 – эксперимент, 2 – расчет по (6.18))

Материал	q_k , кВт/м ²	I_e , кДж/кг	$\bar{T}_w$, К	τ_p , с	τ_T , с	
					1	2
Легированная КСК (0,5% Cr ₂ O ₃)	5850	7200	2490	0,87	5,7	6,2
	7650	8600	2620	0,5	3,9	3,7
	11 500	12 300	2800	0,25	2,5	2,1
	14 700	4700	2600	0,42	2,5	3,7
Чистая КСК	5850	7200	2480	1,21	5,4	7,2
	7650	8600	2610	0,62	4,0	4,1
	11 500	12 300	2710	0,3	2,6	2,6
	14 700	4700	2490	0,78	5,0	5,9
Кварцевое стекло	5850	7200	2370	2,25	8,4	12,6
	7650	8600	2590	1,13	5,4	5,5
	11 500	12 300	2660	0,53	3,5	3,5
	14 700	4700	2360	1,76	9,0	11,8

На рис. 6.8 показаны температурные зависимости, обработанные в форме (6.12), которые аппроксимируются полиномом 5-й степени при среднеквадратичном отклонении экспериментальных данных 0,06:

$$\theta_{T_w} = 1,480t'^5 - 5,061t'^4 + 7,377t'^3 - 6,397t'^2 + 3,581t' + 9,690 \cdot 10^{-3}. \quad (6.13)$$

Эти результаты удовлетворительно описываются также уравнением для полуокружности единичного радиуса

$$\theta_{T_w} = \sqrt{t'(2-t')}. \quad (6.14)$$

Интегрируя уравнение (6.13), находим:

$$\int_0^1 \theta_{T_w} dt' \approx 0,74 = K_{T_p}, \quad (6.15)$$

что согласуется с результатами обработки распределения скорости уноса в форме (6.5) и указывает на взаимосвязь законов изменения температуры поверхности от T_p до $\bar{T}_w$ и скорости уноса в нестационарном периоде разрушения [244].

Совпадение времени τ_T с изломом зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ для высокотемпературных изотерм ($\theta^* \geq 0,6$) (рис. 6.6) свидетельствует о том, что завершение процесса накопления тепла в поверхностном слое соответствует времени τ_T и достижению некоторого постоянного значения интеграла (6.16). Действительно, из рис. 6.9 следует, что площадь под кривыми $T_w - T_p = f\sqrt{\tau}$ во всех рассмотренных случаях одинакова и не зависит от перепада температур и значений времен τ_p и τ_T .

$$S = \int_{\sqrt{\tau_p}}^{\sqrt{\tau_T}} (T_w - T_p) d\sqrt{\tau} = \text{const.} \quad (6.16)$$

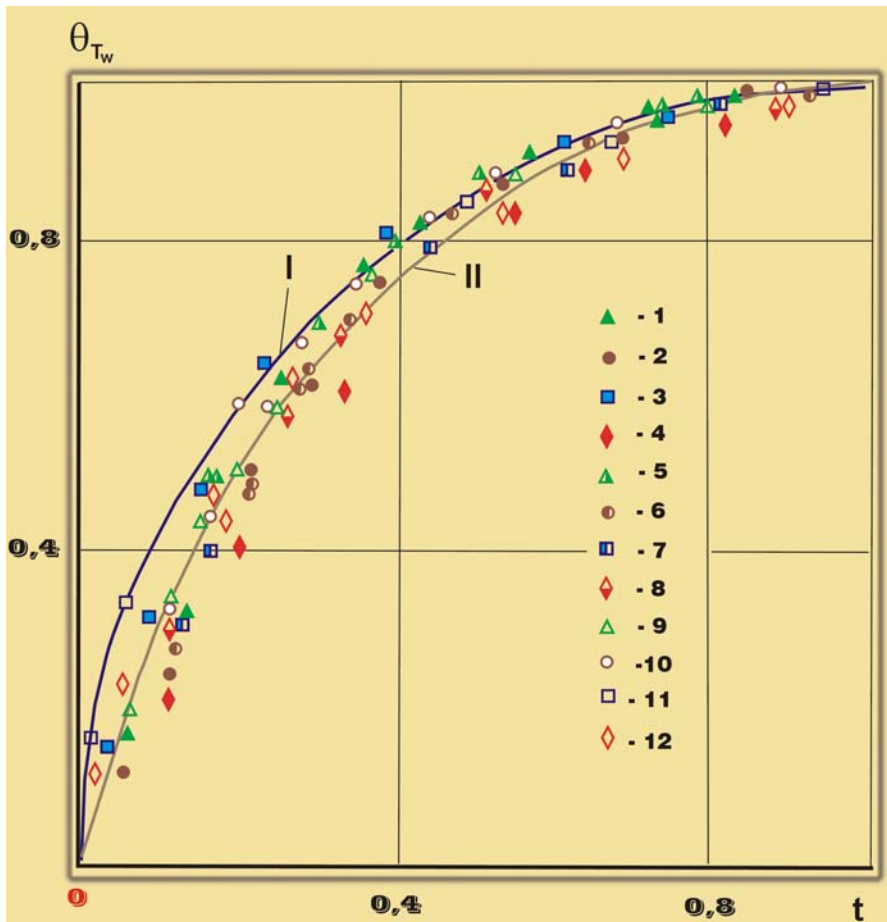


Рис. 6.8. Изменение относительного перепада температур θ_{T_w} от безразмерного времени нагрева в расплавленном слое материалов на основе кварцевого стекла: 1, 5, 9 – конвективный тепловой поток $q_k = 14\,700 \text{ кВт/м}^2$, $P_e = 3,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$; 2, 6, 10 – $q_k = 11\,500 \text{ кВт/м}^2$; 3, 7, 11 – $q_k = 7650 \text{ кВт/м}^2$; 4, 8, 12 – $q_k = 5850 \text{ кВт/м}^2$ (все $P_e \approx 10^5 \text{ Па}$); 1–4 – легированная КСК, 5–8 – чистая КСК, 9–12 – кварцевое стекло; I – расчет по (6.14), II – по (6.13)

Расчеты показывают, что интеграл (6.16) для материалов на основе кварцевого стекла равен $\sim 560 \text{ К} \cdot \text{с}^{1/2}$. Учитывая, что среднеинтегральная температура в период времени от τ_p до τ_T равна $K_{T_p}(\bar{T}_w - T_p)$, можно записать

$$K_{T_p}(\bar{T}_w - T_p)(\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p}) = 560 \text{ К} \cdot \text{с}^{1/2}. \quad (6.17)$$

На практике, по-видимому, следует принимать $T_y \approx T_p$ и $\tau_y \approx \tau_p$, и для оценки времени τ_p можно применять формулу (5.19). Тогда из уравнения (6.17) зависимость для оценки времени τ_T при $T_y \geq T_p$ можно представить в виде

$$\tau_T = \left[\frac{560}{K_{T_p}(\bar{T}_w - T_p)} + \sqrt{\tau_p} \right]^2. \quad (6.18)$$

В табл. 6.2 показано, что расчеты по (6.18) и экспериментальная оценка времен τ_T хорошо согласуются между собой. Уравнение (6.18) получено для материалов на основе кварцевого стекла. Однако его можно применять и для оценки τ_T материалов других классов. Например, на рис. 6.10 представлены результаты экспериментальных измерений температуры поверхности и линейного уноса графита, полученные с помощью лазерной системы в работе [243] при давлении $25 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Темпера-

6.2. Температура поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии. Взаимосвязь законов изменения скорости уноса и температуры поверхности

тура и время начала уноса определялись с помощью зависимостей $T_w(\tau)$ и $S(\tau)$, а время τ_T рассчитано по (6.18).

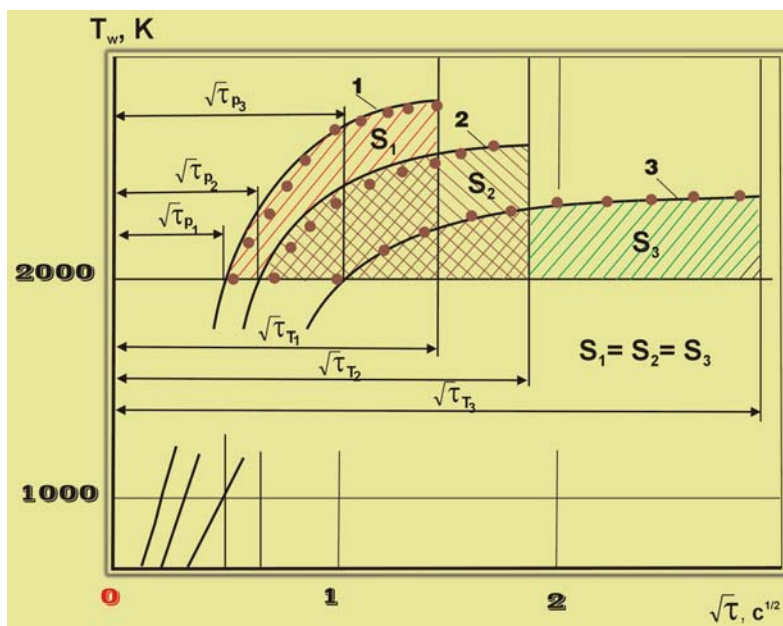


Рис. 6.9. Зависимость перепада температур в расплавленном слое материалов на основе кварцевого стекла от $\sqrt{\tau}$: 1, 2 – эксперимент в струе ЭДП при $q_k = 11\,500$ и 7650 кВт/м²; 3 – в струе ЖРД-2М при $q_k = 14\,700$ кВт/м²; 1, 2 – легированная КСК; 3 – кварцевое стекло; точки – расчет по (6.13)

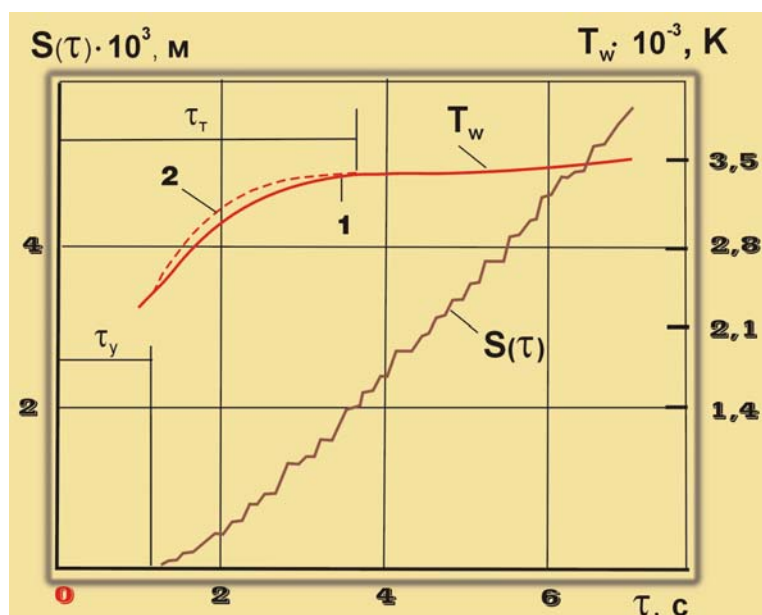


Рис. 6.10. Зависимость линейного уноса и температуры поверхности графита от времени нагрева при $q_k = 90\,850$ кВт/м², $I_e = 16\,300$ кДж/кг; $P_e = 25 \cdot 10^5$ Па [243]: 1, 2 – температура поверхности; 1 – экспериментальная кривая; 2 – расчет по (6.13)

Из изложенного выше следует, что константа K_{Tp} , по-видимому, определяет безразмерное количество тепла, которое должно быть поглощено в поверхностном слое разрушающегося материала для достижения установившегося значения температуры поверхности. Завершение этого процесса особенно четко отражается на скорости перемещения высокотемпературных изотерм (рис. 6.6) [245].

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что в процессе теплового разрушения материала, как и при эрозионном уносе массы [246], существует достаточно четкая граница между нестационарным и установившимся режимами. Из работы [246] следует, что при эрозионном разрушении "пороговое" значение массы выпавших частиц m_p^* , при достижении которого устанавливается стационарное значение скорости уноса $\bar{V}_\infty$, связано со скоростью соударения $\bar{V}_p$ уравнением

$$\frac{m_p^* \bar{V}_p^2}{2} = A. \quad (6.19)$$

Диапазон изменения параметра A сравнительно узок, и для неметаллических материалов его можно принять равным 10^6 Дж/кг. К моменту, когда количество энергии, подведенной к поверхности материала, достигает A , завершается процесс установления.

При тепловом разрушении значительная часть входящего в тело тепла (энергии) отводится за счет теплопроводности вглубь материала. Поэтому говорить о постоянном для всех случаев количестве тепла не имеет смысла. Однако, учитывая аналогию между тепловым и эрозионным разрушением материалов [245], можно предположить, что указанный процесс проявляется и при тепловом уносе массы. Поэтому представляет интерес оценить величину тепла, поглощенного в поверхностном слое, в момент установления температуры поверхности.

Как было показано (рис. 6.6), линейный характер зависимостей $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ соблюдается даже для высокотемпературных изотерм. Допустим, что аналогичная зависимость выполняется для изотермы с температурой начала уноса, температурный коэффициент которой равен K_{Tp} , т. е.

$$\Delta_p \sim K_{Tp} \sqrt{a} (\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p}).$$

Учитывая относительно невысокий перепад температур в разрушающемся слое, в качестве среднemasсовой примем среднеинтегральное значение температуры поверхности за период времени от τ_p до τ_T , т. е. $K_{Tp} (\bar{T}_w - T_p)$. Принимая во внимание (6.17), получим выражение для оценки количества тепла в виде

$$\Delta Q_n \sim 560 \rho c_p K_{Tp} \sqrt{a}. \quad (6.20)$$

Тогда для графита при $\rho = 1740$ кг/м³; $c_p = 2$ кДж/(кг·К); $a = 16 \cdot 10^{-6}$ м²/с [2] по данным, приведенным на рис. 6.10, получим $\Delta Q_n \sim 5800$ кДж/м². Для легированной кварцевой стеклокерамики при температурах выше 2000 К можно принять $\rho = 2200$ кг/м³; $c_p = 1,3$ кДж/(кг·К) [128]; $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с [247]. В результате имеем $\Delta Q_n \sim 1000$ кДж/м².

По-видимому, по мере уменьшения температуропроводности материала количество тепла, поглощенное в разрушающемся слое к моменту установления температуры поверхности, стремится к величине параметра A , полученной для неметаллических материалов в случае эрозионного разрушения.

Таким образом, константа теплового разрушения материала K_{Tp} оказывает влияние на законы изменения температуры поверхности, скорости уноса массы, перемещения изотерм температурного поля и определяет количество тепла, поглощаемого в поверхностном слое разрушающегося материала. Момент достижения $\bar{T}_w$ совпадает с завершением процесса накопления тепла и отражается на закономерности перемещения высокотемпературных изотерм – линейная зависимость $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ довольно резко меняет свой угол наклона (рис. 6.6).

6.3. Параметр нестационарного уноса массы и влияние на него различных факторов

Изменение линейного размера теплозащитного покрытия при взаимодействии с высокотемпературной средой, как и скорость его разрушения, является одной из важнейших характеристик работоспособности ТЗМ. Если рассмотреть изменение интеграла (6.6) во времени для расчетных моделей $T_p = \text{const}$ и $(T_w - T_p) = f(\tau)$ (рис. 6.11), можно заметить, что более плавное изменение скорости во втором случае приводит к снижению линейного уноса в нестационарном периоде на величину $\bar{d}_0 = 0,26$. Так как параметр d_0 характеризует нестационарный участок нагрева и его сравнительно просто можно найти по расчетным или экспериментальным зависимостям линейного уноса

$$S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0, \quad (6.21)$$

то возникает вопрос: нельзя ли d_0 использовать для описания нестационарного уноса? В связи с этим было рассмотрено, как влияют условия нагрева и свойства материала на его величину.

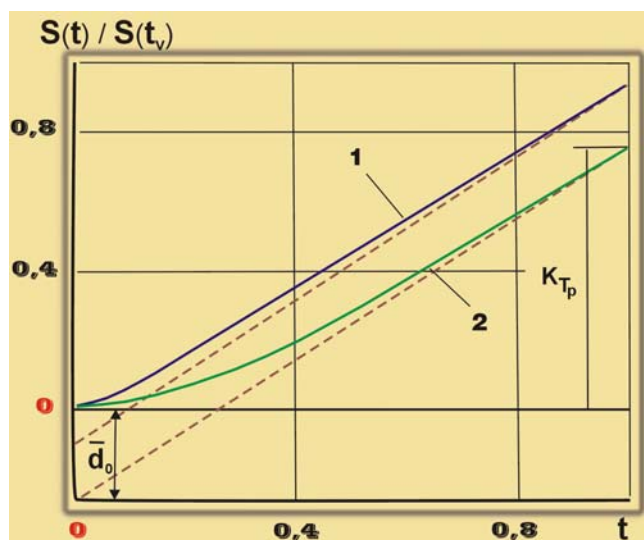


Рис. 6.11. Зависимость безразмерного линейного уноса $S(t)/S(t_v)$ от времени нагрева: 1 – расчет при $T_p = \text{const}$, 2 – $T_w = f(t)$

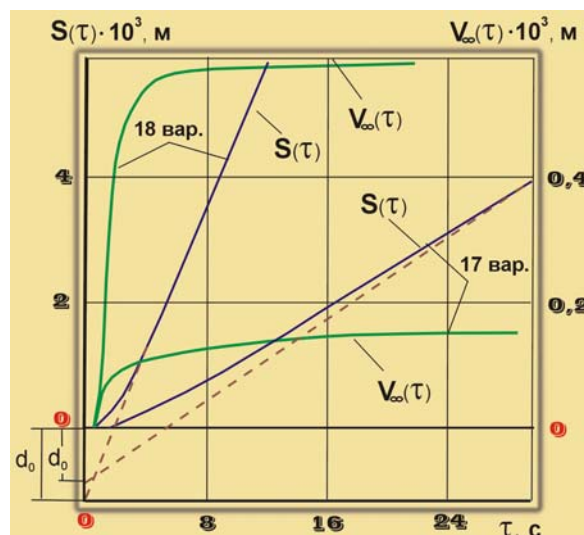


Рис. 6.12. Зависимость скорости и линейного уноса от времени нагрева для 17 и 18 вариантов расчета (табл. 6.3)

Для определения параметра d_0 были проанализированы зависимости линейного уноса от времени нагрева $S(\tau)$, рассчитанные в работе [2] по модели оплавления (формулы (6.1)–(6.4)). При расчетах в широком диапазоне варьировались значения плотности, вязкости, теплоемкости, доли испарения, градиента давления, аэродинамического трения, степени черноты, теплоты испарения, давления паров и теплопроводности. Например, теплоемкость изменялась в 2 раза, доля испарения – в 10 раз, плотность – в 1,5 раза и т. д. Расчеты в основном были выполнены для двух режимов нагрева. Первый режим нагрева характеризуется коэффициентом теплообмена – $1 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, давлением торможения – $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$ и температурой торможения – 4000 К . Для второго режима $(\alpha/c_p)_0 = 0,5 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $P_e = 0,13 \cdot 10^5 \text{ Па}$ и $T_e = 6000 \text{ К}$. Варианты расчетов сведены в две таблицы 6.3 и 6.4.

В табл. 6.3 представлены варианты расчетов при коэффициенте теплообмена $(\alpha/c_p)_0 = 1 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ и $T_e = 4000 \text{ К}$. При этом первый вариант выполнен при следующих значениях параметров: $P_e = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $c_p = 1,26 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $\rho = 2000 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\Delta Q_w = 12 \, 570 \text{ кДж}/\text{кг}$; $d^2 P_e / dx^2 = 2 \cdot 10^9 \text{ Н}/\text{м}^2$; $\varepsilon \sigma T_w^4 = 312 \text{ кВт}/\text{м}^2$; $d\tau_w / dx = 2,8 \cdot 10^5 \text{ Н}/\text{м}^2$; $\mu = \exp(68 \, 000 / T_w - 24,59) \text{ кг} \cdot \text{с}/\text{м}^2$; $P_v = \exp(-57800 / T_w + 18,48) \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\lambda = 2,1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $\gamma = 0,68 \bar{M}_v \approx 0,6$. В последующих вариантах, приведенных в этой таблице, изменялся только один из параметров.

На рис. 6.12 показаны варианты расчетов 17 и 18 (17 – $T_w = 2253 \text{ К}$, $\bar{V}_\infty = 0,156 \cdot 10^{-3} \text{ м}/\text{с}$; 18 – $T_w = 2838 \text{ К}$, $\bar{V}_\infty = 0,58 \cdot 10^{-3} \text{ м}/\text{с}$), когда параметр d_0 наиболее сильно отличался от своей средней величины при одинаковом значении теплопроводности. На рисунке видно, что влияние скорости уноса на параметр d_0 , по крайней мере, на порядок меньше, чем на время ее установления τ_v .

В табл. 6.4 приведены результаты расчетов, полученные при изменении теплопроводности от 2 до $13 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Эти расчеты выполнены для второго режима при $\Delta Q_w = 12 \, 570 \text{ кДж}/\text{кг}$, $\varepsilon \sigma T_w^4 = 250 \text{ кВт}/\text{м}^2$, $\bar{M}_v = 0,57$, $\gamma = 0,66$.

Прежде всего, обратим внимание на величину параметра d_0 , полученную в 23 и 24 вариантах. Эти варианты рассчитаны для близких значений λ, ρ, c_p и найденные величины d_0 согласуются со значением параметра d_0 , определенным при той же температуре для давления торможения $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$, и $(\alpha/c_p)_0 = 1 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ (табл. 6.3). Следовательно, уменьшение давления торможения на порядок практически не оказывает влияния на величину параметра d_0 .

Таблица 6.3 – Определение параметра d_0 , времени установления τ_v и линейного уноса $S(\tau)$ при $T_e = 4000$ К и $(\alpha/c_p)_0 = 1,0$ кг/(м²·с) (1 – расчет по зависимостям $V_\infty(\tau)$, $\Delta\epsilon = 0,05$; 2, 3 – расчет по формулам разд. 6.5 (6.31) и (6.32))

Вар. расч.	Исследуемый параметр		$V_\infty \cdot 10^3$, м/с	$d_0 \cdot 10^3$, м	τ_v , с		$S(\tau_v) \cdot 10^3$, м	
	наименование	значение			1	2	1	3
1	c_p , кДж/(кг·К)	1,26	0,41	1,1	7,4	7,6	1,95	2,0
2		1,51	0,36	1,0	8,2	7,9	1,9	1,8
3		1,01	0,495	1,2	6,8	6,9	2,2	2,2
4	$c_p = 1,26 + 1,05 \cdot 10^{-3}(T - T_0)$	2,51	0,23	0,8	11,0	9,8	1,8	1,5
5			0,24	0,9	11,5	10,6	1,9	1,64
6	ρ , кг / м ³	2400	0,36	1,15	9,5	9,0	2,1	2,1
7		1600	0,5	1,15	6,4	6,5	2,1	2,1
8	$d^2 P_e / dx^2$, Н/м ⁴	$1 \cdot 10^9$	0,38	1,1	8,0	8,2	2,0	2,0
9		$3 \cdot 10^9$	0,43	1,1	7,0	7,2	2,0	2,0
10	$d\tau_w / dx$, Н/м ²	$1,4 \cdot 10^5$	0,39	1,1	7,5	8,0	1,9	2,0
11		$4,2 \cdot 10^5$	0,43	1,1	7,0	7,2	2,0	2,0
12	ΔQ_w , кДж/кг	9220	0,43	1,15	7,0	7,6	2,0	2,1
13		10 000	0,425	1,15	7,0	7,7	1,95	2,1
14	$\epsilon \sigma T_w^4$, кВт / м ²	1420	0,34	1,15	9,5	9,6	2,1	2,1
15	$\mu = \exp\left(\frac{55\,000}{T_w} - 24,59\right), \frac{\text{кг} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$		0,89	1,0	2,4	3,2	1,4	1,8
16	$\mu = \exp\left(\frac{68\,800}{T_w} - 24,59\right), \frac{\text{кг} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$		0,375	1,15	8,5	8,7	2,0	2,1
17	$P_v = \exp\left(\frac{46\,200}{T_w} + 18,48\right) \cdot 10^5$, Па		0,156	0,8	16,0	14,5	1,85	1,5
18	$P_v = \exp\left(\frac{57\,800}{T_w} + 14,74\right) \cdot 10^5$, Па		0,58	1,1	4,8	5,4	1,7	2,0
19	P_e , Па	2,0	0,456	1,1	6,1	6,7	1,8	2,0
20	λ , Вт/(м·К)	1,68	0,37	0,9	7,0	6,9	1,7	1,65
21		2,5	0,45	1,3	8,5	8,2	2,5	2,4
22		4,2	0,54	1,8	8,6	9,4	2,9	2,3

6.3. Параметр нестационарного уноса массы и влияние на него различных факторов

Таблица 6.4 – Определение параметра d_0 и времени установления τ_v при $T_e = 6000$ К,

$P_e = 0,13 \cdot 10^5$ Па и $(\alpha/c_p)_0 = 0,5$ кг/(м²·с) (1 – расчет по зависимостям $V_\infty(\tau)$, $\Delta\varepsilon = 0,05$; 2 – по формуле (6.31); 3 – по (6.33) (см. разд. 6.5))

Вар. расч.	λ , Вт/(м·К)	c_p , кДж/кг	ρ , кг/м ³	μ , кг·с/м ²	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	$d_0 \cdot 10^3$, м	τ_v , с		
								1	2	3
23	2,0	1,05	2254	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,285	2651	0,9	11,0	8,9	9,5
24 ²⁾	2,1	1,13	2200	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,27	2664	0,8	8,5	8,4	7,0
25	6,3	3,11	2400	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,225	2595	2,0	22,0	25,2	22,0
26	8,0	2,93	2245	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,28	2585	2,25	23,0	22,7	22,0
27	10,5	1,38	2245	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,55	2587	2,28	14,1	14,7	14,6
28	10,5	1,38	2245	$\frac{50\,500^{1)}}{15,0}$	0,365	2623	3,1	23,5	24,0	24,0
29	10,5	1,38	2245	$\frac{1180^{1)}}{10,05}$	0,31	2630	2,9	25,0	26,5	26,4
30	12,6	1,38	2240	$\frac{68\,800^{1)}}{24,59}$	0,32	2637	3,2	26,5	28,3	29,0

¹⁾ В числителе дроби дано значение a , в знаменателе – b (расчет по формулам (6.22)–(6.24)).

²⁾ Вариант рассчитан при $T_e = 6100$ К.

В вариантах 27–29 существенно изменялась зависимость вязкости от температуры. Сравнение различных законов изменения вязкости приведено на рис. 6.13. Вязкость в этих вариантах определялась по соотношениям (6.22)–(6.24).

Из табл. 6.4 видно, что изменение закона температурной зависимости вязкости оказывает слабое влияние на параметр d_0 . Эти данные подтверждают установленный выше вывод о слабом влиянии свойств материала на параметр d_0 и позволяют перейти к анализу его зависимости от теплопроводности по расчетным и экспериментальным данным.

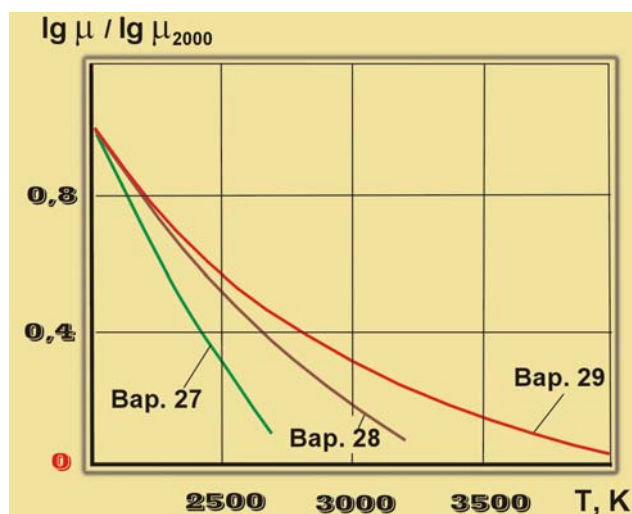


Рис. 6.13. Сравнение различных законов изменения вязкости от температуры, принятых в расчетах вариантов 27–29 (табл. 6.4).

$$\mu = \exp(68\,000/T_w - 24,59); \quad (6.22)$$

$$\mu = \exp(50\,500/T_w - 15,0); \quad (6.23)$$

$$\mu = 9,8 \exp \left[\frac{\exp(1180/T_w - 10,05)}{T_w} - 9,5 \right]. \quad (6.24)$$

6.4. Экспериментальное определение параметра нестационарного уноса для ТЗМ различных классов и его зависимость от теплопроводности материала

Скорость уноса ТЗМ в условиях экспериментальных установок часто находится путем измерения линейного уноса в зависимости от времени нагрева различными методами [28, 48, 49, 52, 243]. Обычно для нахождения квазистационарной скорости уноса достаточно провести обработку экспериментальных данных при времени нагрева $\tau > \tau_v$ и получить уравнение (6.21), которое одновременно определяет параметр d_0 .

С целью экспериментального определения параметра d_0 исследовались легированная и чистая кварцевая стеклокерамика, кварцевое стекло, стеклопластик, асботекстолит, фторопласт, окись алюминия и графит в условиях радиационного, конвективного и совместного радиационно-конвективного нагрева, а также анализировались результаты работ [52, 129, 243]. Эксперименты проводились на установках РПУ-1, ПД-4М и стендах ВПС-1000Л/В и ЖРД-2М (табл. 2.1). Время экспериментов изменялось от 1 до 60 с. Плотность теплового потока – от 6000 до 100 000 кВт/м², энтальпия торможения от 4000 до 42 000 кДж/кг, а давление торможения – в диапазоне $(0,13-50) \cdot 10^5$ Па.

Как видно из табл. 6.5, для непрозрачных материалов параметр d_0 слабо зависит от условий нагрева. Существенный разброс экспериментальных данных для легированной керамики можно в какой-то мере объяснить сильной зависимостью теплопроводности этого материала от технологических режимов изготовления. Согласно [248], теплопроводность КСК зависит не только от пористости образцов, по которой они отбирались для экспериментов (10–12%), но и от пористости заготовок до спекания. Поскольку диаметр образцов для различных экспериментальных установок изменялся от $10 \cdot 10^{-3}$ до $25 \cdot 10^{-3}$ м, то они не могли быть изготовлены в одной партии и возможен некоторый разброс в величине их теплопроводности.

В работе [52] линейный унос стеклопластика на эпоксидном связующем находился тремя способами: путем визуального контроля положения торца образца по пятикратно увеличенному изображению на экране (образец по мере выгорания подавался с помощью электродвигателя), дублированием измерений на экране записью показаний электрического датчика на шлейфовом осциллографе и непосредственным измерением изменения длины образца за время опыта. Несмотря на то, что в экспериментах энтальпия торможения находилась в пределах 16 000–43 000 кДж/кг, а коэффициент теплообмена был в 2 раза меньше по сравнению с режимами испытаний, приведенными в табл. 6.5, отклонение значений d_0 не превысило 25%.

Сильная зависимость параметра d_0 от лучистой составляющей теплопереноса, температуры поверхности и скорости уноса наблюдается для полупрозрачных материалов (чистая керамика при температурах выше 1800 К и кварцевое стекло) и не позволяет сделать однозначный вывод о характере этой зависимости. Резкое повышение прозрачности чистой кварцевой стеклокерамики при температурах выше 1800 К приводит к значительному росту теплопроводности за счет лучистой составляющей теплопереноса (см. разд. 7.3, рис. 7.21), сложным образом зависящей от условий на разрушающейся поверхности. На рис. 6.14 видно, что по мере повышения прозрачности материала (легированная и чистая КСК, кварцевое стекло) параметр d_0 возрастает.

Особый интерес представляет определение параметра нестационарного уноса для графита. Из рис. 6.15 следует, что изменение скорости уноса в диапазоне $(1-3,5) \cdot 10^{-3}$ м/с и сильное отличие в условиях нагрева практически не меняют величину параметра d_0 . Из-за очень высокой теплопроводности графита для него этот параметр имеет наибольшее значение из всех рассмотренных классов материалов.

Экспериментальные значения параметра d_0 для окиси алюминия и графита, отнесенные к коэффициенту теплопроводности при $T' = (T_w + T_0)/2$, и результаты расчетов при постоянных теплофизических свойствах, представленные на рис. 6.16, удовлетворительно описываются выражением (6.25). Для графита значение λ принималось равным 55 Вт/(м·К), а окиси алюминия – 14 Вт/(м·К) [2].

6.4. Экспериментальное определение параметра нестационарного уноса для ТЗМ различных классов и его зависимость от теплопроводности материала

Таблица 6.5 – Результаты экспериментального определения параметра d_0 в различных условиях нагрева

№ режима	Материал	Тепловой поток, кВт/м ²		T_w, K	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3, \text{ м/с}$	$d_0 \cdot 10^3, \text{ м}$	$d_0^{\text{сп}} \cdot 10^3, \text{ м}$
		q_k	q_l				
1	Легированная КСК (0,5%Cr ₂ O ₃)	4130	–	2350	0,02	0,4	0,31 ± 30%
2		7260	–	2400	0,05	0,4	
3		7650	–	2620	0,1	0,26	
4		11 500	–	2800	0,18	0,29	
5		14 000	–	2820	0,21	0,26	
6		14 700	–	2500	0,18	0,41	
7		10 500	10 500	2840	0,5	0,25	
8		50 000	–	~3000	0,91	0,23	
9	Стеклопластик ТЗМКТ-8	6000	–	2610	0,21	0,81	0,81±15%
10		8500	–	2650	0,35	0,92	
11		14 000	2100	2690	0,52	0,84	
12		–	6300	2270	0,075	0,9	
13		–	10 500	2730	0,24	0,77	
14		–	14 700	2860	0,33	0,7	
15		–	–	2860	0,47	0,76	
16	Асботекстолит АП	–	2100	2160	0,03	0,4	0,4±15%
17		2100	–	2160	0,066	0,36	
18		5000	–	2760	0,2	0,45	
19		9400	–	2980	0,25	0,4	
20		11 600	–	3030	0,29	0,42	
21		50 000	–	–	1,75	0,34	
22	Графит	52 000	–	–			4,5
23	[243]	90 850	–	3440			
24	[243]	113 600	–	3440			
25	Al ₂ O ₃	1000	–	–	0,44	3,3	
26	Фторопласт	20 000		1000	0,72	0,27	
27	Чистая КСК	7650		2620	0,17	0,85	
28		11 500		2710	0,29	1,13	
29	Кварцевое	7650		2590	0,22	1,35	
30	стекло [129]	7600		2700	0,31	2,54	

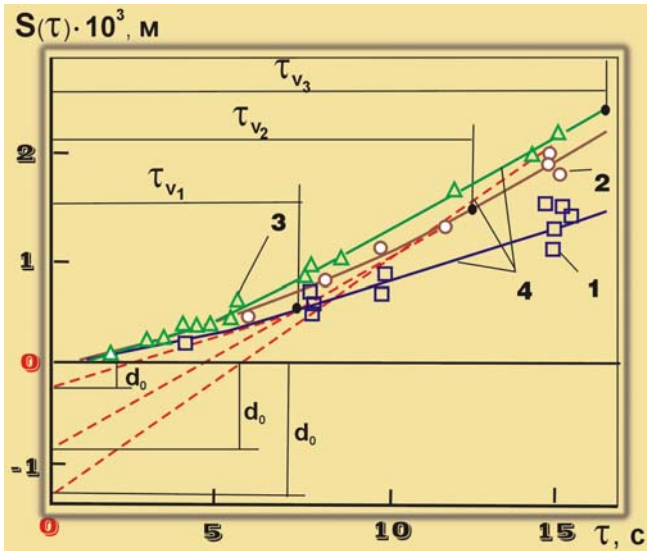


Рис. 6.14. Зависимость линейного уноса материалов на основе кварцевого стекла при одинаковом тепловом потоке 7650 кВт/м^2 : 1–3 – эксперимент; 4 – расчет по (6.7); 1 – легированная КСК, $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$; 2 – чистая КСК, $\bar{V}_\infty = 0,17 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$; 3 – кварцевое стекло, $\bar{V}_\infty = 0,22 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$; точки – эксперимент

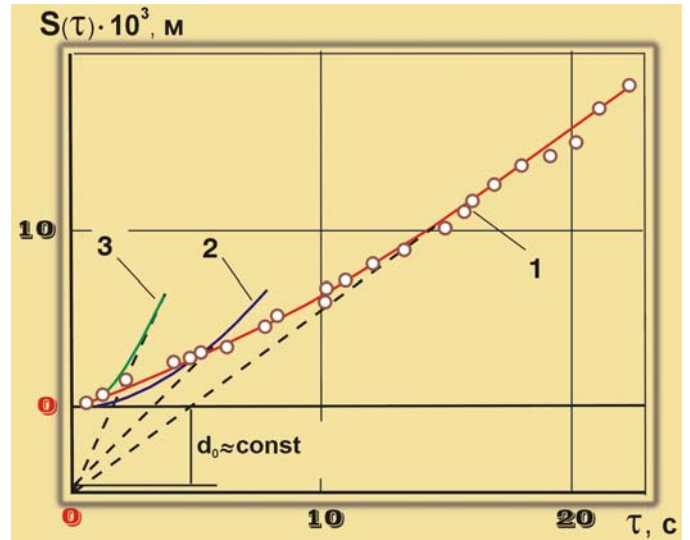


Рис. 6.15. Зависимости линейного уноса $S(\tau)$ графита от времени нагрева в диапазоне давлений $(1,5\text{--}50) \cdot 10^5 \text{ Па}$: 1 – $q_k = 52\,000 \text{ кВт/м}^2$, $I_e = 42\,000 \text{ кДж/кг}$, $P_e = 1,54 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\bar{V}_\infty = 1 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$; 2, 3 – данные [243]; 2 – $q_k = 90\,850 \text{ кВт/м}^2$, $I_e = 16\,300 \text{ кДж/кг}$, $P_e = 25 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\bar{V}_\infty = 1,46 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$; 3 – $q_k = 113\,600 \text{ Вт/м}^2$, $I_e = 11\,500 \text{ кДж/кг}$, $P_e = 50 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $\bar{V}_\infty = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$

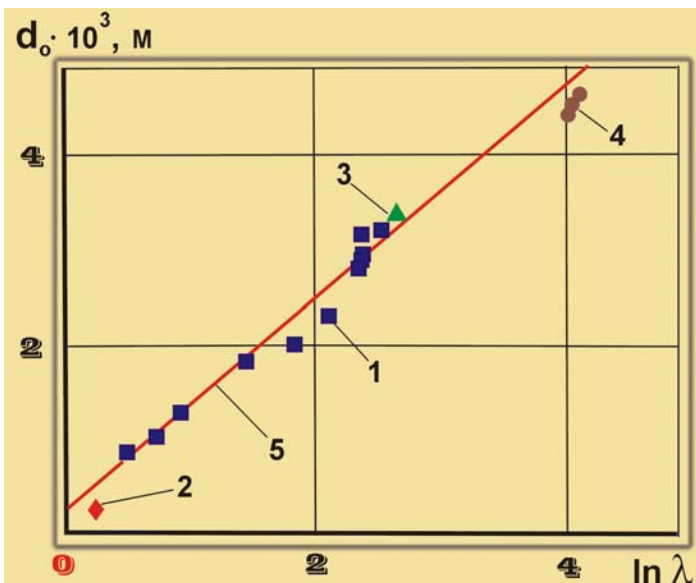


Рис. 6.16. Зависимость параметра нестационарного уноса d_0 от логарифма теплопроводности:

1 – расчет по модели оплавления кварцевого стекла [2]; 2 – легированная КСК; 3 – окись алюминия; 4 – графит.

$$d_0 \approx (1,13 \ln \lambda + 0,2) \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad (6.25)$$

где λ в $\text{Вт/(м} \cdot \text{К)}$.

Таким образом, расчетные и экспериментальные результаты доказывают определяющее влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса d_0 и показывают возможность его применения при расчетах нестационарного уноса вместо теплопроводности, определение которой при высоких температурах сопряжено с большими трудностями [249].

6.4. Экспериментальное определение параметра нестационарного уноса для ТЗМ различных классов и его зависимость от теплопроводности материала

У. – Ты знаешь, мы решили очень важную проблему. Теплопроводность материала при температурах разрушающейся поверхности – это же вещь в себе! Ее практически никто никогда не знает, а мы предлагаем вообще ее забыть.

К. – Если бы ты еще рассказал, что с этим параметром дальше делать. Цены бы тебе не было.



6.5. Модель нестационарного прогрева и уноса массы ТЗМ. Установление стационарного режима уноса массы

Результаты экспериментальных исследований подтвердили численные расчеты по моделям, описанным в [2], и показали, что при постоянном тепловом воздействии в нестационарном режиме прогрева ($\tau < \tau_\delta$) суммарная толщина прогретого и унесенного слоев изменяется по закону (5.7) $\Delta^* = K\sqrt{a}(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_\xi})$ независимо от величины θ^* . Здесь K в общем случае является функцией θ^* и $\bar{V}_\infty$.

Рассмотрим модель разрушения материала, которую можно предложить на основе установленных выше закономерностей [250]. Продифференцировав (5.7), для скорости изотермы получим выражение:

$$V_{\theta^*} = \frac{K\sqrt{a}}{2\sqrt{\tau}}. \quad (6.26)$$

При этом процесс прогрева и уноса массы можно представить схемой, приведенной на рис. 6.17.

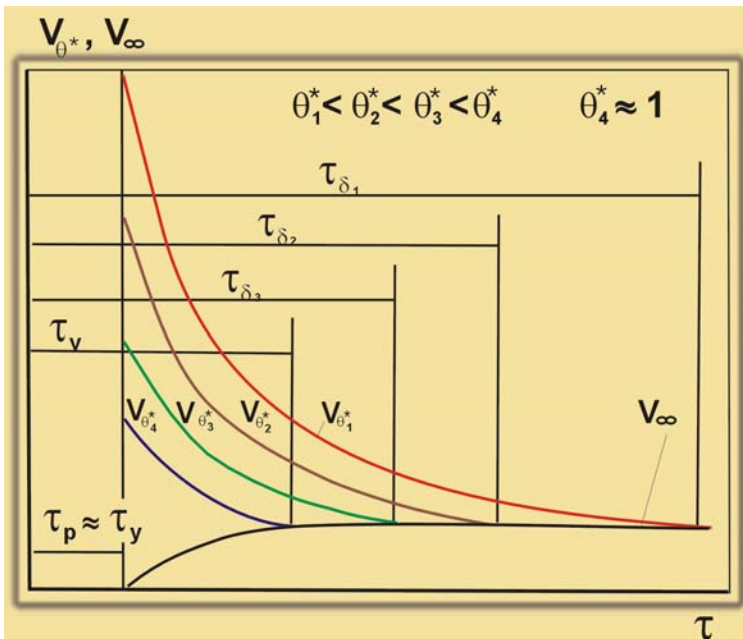


Рис. 6.17. Схема изменения скоростей изотерм V_{θ^*} и поверхности материала V_∞ от времени нагрева

Из уравнения (6.26) следует, что скорость любой изотермы должна убывать со временем пропорционально $1/\sqrt{\tau}$.

В то же время на схеме видно, что скорость любой изотермы внутри твердого тела не может быть меньше $\bar{V}_\infty$. Тогда время установления квазистационарного режима прогрева для слоя, температура внутри которого выше θ^* , определится выражением, вытекающим из (6.26):

$$\tau_\delta = \frac{K^2 a}{4\bar{V}_\infty^2}. \quad (6.27)$$

Чем меньше θ^* , тем больше коэффициент K и время τ_δ . По мере увеличения температуры $\theta^* \rightarrow 1$, величина $\tau_\delta \rightarrow \tau_v$, т. е. ко времени установления постоянной скорости уноса массы. Если применить такую же схему и для поверхностных изотерм, то за время от τ_y до τ_v скорость изотермы $\theta^* = 1$, согласно (6.26), должна убывать от максимальной величины до $\bar{V}_\infty$, а скорость линейного уноса, постоянно увеличиваясь, к моменту τ_v достигает установившегося значения.

Отсюда видно, что коэффициент K , в отличие от классического автомодельного решения (5.5), не может быть равен 0 даже при $\theta^* = 1$, хотя бы потому, что изотерма перемещается относительно исходного размера тела. Согласно полученным ранее результатам можно считать, что при $\theta^* = 1$ коэффициент K равен константе K_{T_p} . Тогда по аналогии с (6.27) формулу для определения времени τ_v можно представить в виде

$$\tau_v = \frac{K_{T_p}^2 a}{4 \bar{V}_\infty^2}. \quad (6.28)$$

Для определения времени начала уноса τ_y используем уравнения (6.8), (6.9) и (6.28). Решая их относительно τ_y , получим квадратное уравнение:

$$\tau_y^2 - \frac{a}{4 \bar{V}_\infty^2} (2K_{T_p}^2 - 2K_{T_p} + 1) \tau_y + \frac{a^2}{16 \bar{V}_\infty^4} (4K_{T_p}^4 - 2K_{T_p}^3 + K_{T_p}^2) = 0,$$

которое имеет два действительных корня

$$\tau_1 = \tau_y = (K_{T_p}^2 - 2K_{T_p} + 1) \frac{a}{4 \bar{V}_\infty^2} \quad \text{и} \quad (6.29)$$

$$\tau_2 = \tau_v = \frac{K_{T_p}^2 a}{4 \bar{V}_\infty^2}.$$

Подставляя (6.28) и (6.29) в (6.9), найдем, что

$$S(\tau_v) = \frac{2K_{T_p}^2 - K_{T_p}}{4 \bar{V}_\infty^2} a. \quad (6.30)$$

Однако формулы (6.29) и (6.30) для практических расчетов почти не применимы, поскольку, как правило, неизвестно значение коэффициента a при температурах разрушающейся поверхности. В то же время для расчета линейного уноса с момента времени τ_v , в том числе и для определения $S(\tau_v)$, можно использовать уравнение (6.21), включающее параметр d_0 . Преобразуя уравнения (6.29) и (6.30) с учетом (6.21), приходим к следующим выражениям для расчета τ_v и $S(\tau_v)$:

$$\tau_v = \frac{K_{T_p}}{1 - K_{T_p}} \frac{d_0}{\bar{V}_\infty} = 2,83 \frac{d_0}{\bar{V}_\infty}; \quad (6.31)$$

$$S(\tau_v) = \frac{2K_{T_p} - 1}{1 - K_{T_p}} d_0 = \frac{d_0}{K_{T_p}^2} = 1,83 d_0. \quad (6.32)$$

Уравнения (6.31) и (6.32) показывают, что в момент τ_v скорость уноса $V_\infty(\tau_v)$, определенная по расчетным кривым $V_\infty(\tau)$, отличается от своего стационарного значения $\bar{V}_\infty$ менее, чем на 5% (табл. 6.3, 6.4), и позволяют идентифицировать границу установления квазистационарной скорости уноса массы.

6.6. Методы определения квазистационарной скорости уноса ТЗМ и времени ее установления

Кроме уравнения (6.31), для определения времени установления квазистационарного режима разрушения τ_v по расчетным или экспериментальным зависимостям (6.21), целесообразно также использовать метод, аналогичный предложенному в работе [246]. Там доказано, что в момент установления фактическая скорость уноса массы в два раза превышает среднюю на нестационарном участке. Унос материала при этом хорошо описывается зависимостью вида

$$m_{er} = km_p^2,$$

где m_{er} – эрозионный унос массы; m_p – масса выпавших частиц.

Полученные в [246] результаты позволяют находить момент завершения неустановившегося процесса путем пересечения двух прямых: прямой, выходящей из начала координат, тангенс угла наклона которой равен $1/2 \bar{V}_\infty$, и прямой, описываемой уравнением (6.21).

Сопоставляя уравнения (6.31) и (6.32), получаем, что скорость уноса в момент установления τ_v подчиняется закономерности, аналогичной той, что установлена в работе [246] для эрозионного разрушения:

$$S(\tau_v)/\tau_v = V_{cp} = \frac{2K_{Tp} - 1}{K_{Tp}} \bar{V}_\infty \approx 0,65 \bar{V}_\infty. \quad (6.33)$$

Таблица 6.6 – Значения времен установления τ_v линейного уноса $S(\tau_v)$, определенные по экспериментальным зависимостям $S(\tau)$

Материал	q_k , кВт/м ²	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	$d_0 \cdot 10^3$, м	τ_v , с		$S(\tau_v) \cdot 10^3$, м	
				(6.33)	(6.31)	(6.33)	(6.32)
Легированная КСК	7650	0,1	0,26	7,6	7,4	0,5	0,48
Чистая КСК	7650	0,17	0,85	12,6	14,1	1,4	1,6
Кварцевое стекло	7650	0,22	1,35	17,0	17,4	2,4	2,5
	11 500	0,29	1,1	11,5	10,7	2,15	2,0
Стеклопластик ТЗМКТ-8	6000	0,21	0,81	10,7	10,9	1,5	1,5
	14000	0,52	0,84	4,8	4,6	1,6	1,5

Из табл. 6.3 и 6.4 видно, что значения τ_v и $S(\tau_v)$, определенные по формулам (6.31), (6.32) и из условия (6.33), хорошо совпадают с их значениями, найденными по кривым $V_\infty(\tau)$ при $\Delta\varepsilon = 5\%$. Данный вывод также подтверждают экспериментальные результаты, приведенные в табл. 6.6. Отсюда следует, что соотношение (6.33) позволяет находить достаточно строго время установления τ_v при тепловом разрушении материалов (рис. 6.14).

Для определения квазистационарной скорости уноса при длительности эксперимента, превышающем τ_v , и известном параметре d_0 можно использовать способ [121] (см. разд. 3.5).

При проведении экспериментальных исследований может оказаться, что время работы установки недостаточно для установления квазистационарной скорости $\bar{V}_\infty$. В этом случае полученные уравнения (6.7), (6.31) и (6.32) позволяют предложить метод определения квазистационарной скорости уноса и параметра d_0 . Для расчета параметров линейного уноса строится функционал вида

$$F = \sum_{\tau \approx \tau_y}^{\tau \approx \tau_v} [S(\tau)_{\text{экс}} - S(\tau)]^2, \quad (6.34)$$

где $S(\tau)$ вычисляется по формуле (6.7) и зависит от времени τ и трех неизвестных параметров x_1, x_2 и x_3

$$S(\tau, x) = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{x_1}}{\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1}} \right]^2 x_3, \quad (6.35)$$

где $x_1 = \tau_y$; $x_2 = \tau_v$; $x_3 = S(\tau_v)$; $S(\tau)_{\text{экс}}$ – массив экспериментальных значений.

Решается задача оптимизации функционала суммы среднеквадратичных отклонений:

$$F = \sum_{\tau \approx \tau_y}^{\tau \approx \tau_v} \left[S(\tau)_{\text{экс}} - \left\{ \frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{x_1}}{\sqrt{x_2} - \sqrt{x_1}} \right\}^2 x_3 \right]^2 \rightarrow \min \quad (6.36)$$

при ограничениях на область допустимых значений x_1, x_2, x_3 ($a_i \leq x_i \leq b_i$) методом модифицированного случайного поиска с алгоритмом покоординатного самообучения с заданным законом изменения вероятностей [251]. Параметры a_i и b_i ($i = 1-3$ – нижняя и верхняя границы изменения переменной x_i) определяются ориентировочно по ожидаемым значениям x_i с добавлением некоторой величины Δ .

После определения в конце нестационарного периода $S(\tau_v)$ и τ_v параметр d_0 и скорость уноса $\bar{V}_\infty$ находятся по формулам (6.31) и (6.32).

Таблица 6.7 – Результаты определения скорости уноса $\bar{V}_\infty$ и параметра d_0 в нестационарном и квазистационарном режимах разрушения (1 – по установившимся зависимостям $S(\tau)$; 2 – по нестационарным, с помощью формул (6.7), (6.31), (6.32))

№ п/п	$P_e \cdot 10^{-5}$, Па	I_e , кДж/кг	τ_y , с	τ_v , с	$S(\tau_v) \cdot 10^3$, м	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с		$d_0 \cdot 10^3$, м	
						1	2	1	2
1	0,13	20 000	2,54	27,8	5,64	0,31	0,31	2,9	3,09
2	0,13	20 000	2,51	22,6	5,16	0,37	0,35	3,1	2,83
3	0,13	20 000	2,0	14,5	4,97	0,55	0,53	2,85	2,72
4	0,13	18 820	2,83	27,5	5,8	0,31	0,33	2,8	3,18
5*)	0,13	18 820	2,69	26,6	2,79	0,15	0,16	1,34	1,53
6	1,0	18 820	0,92	19,4	2,86	0,21	0,23	1,35	1,57

*) непрозрачное кварцевое стекло; 1–3 – расчетные режимы [2], отличаются значением вязкости кварцевого стекла; 4, 5 – эксперимент [129]; 6 – эксперимент [250].

Апробация метода проводилась по расчетным и экспериментальным зависимостям $S(\tau)$, полученным для кварцевого стекла в работах [2, 129, 250]. Результаты, приведенные в табл. 6.7, показывают, что значения скорости уноса $\bar{V}_\infty$ и параметра d_0 , определенные по расчетным зависимостям линейного уноса в нестационарном периоде ($\tau < \tau_v$), отличаются от найденных в квазистационарном режиме разрушения не более чем на 5–10%. Использование экспериментальных кривых $S(\tau)$ в рассмотренных случаях увеличивает эти ошибки почти в 2 раза [252].

У. – Мне кажется, пора делать какие-то выводы. Иначе мы так и будем бесконечно приближаться к асимптоте. По-моему модель оплавления кварцевого стекла с учетом вязкости требует бесконечного времени для достижения стационарного режима уноса массы только потому, что не учитывает обнаруженную закономерность накопления тепла в поверхностном слое материала.

К. – Конечно! Экспериментальные температурные поля, измеренные в образцах материалов различных классов, достаточно надежно обосновывают существование некоторого энергетического параметра, который мы решили назвать константой теплового разрушения. В то же время выбор момента завершения нестационарного режима по зависимостям скорости уноса массы с поверхности материала вызывает необходимость введения степени приближения $\Delta\epsilon$. Я не думаю, что ты скоро спустишься на землю.

У. – Ладно! Все-таки, давай подведем какие-то итоги. Мы установили, что, поскольку константа теплового разрушения определяет законы изменения температуры поверхности, скорости уноса массы и перемещения высокотемпературных изотерм в нестационарном режиме, то, скорее всего, она и является энергетическим параметром, определяющим количество тепла, которое должно быть накоплено в поверхностных слоях материала для перехода из нестационарного режима уноса массы в стационарный. Имея в своем распоряжении константу и параметр нестационарного уноса, мы можем четко идентифицировать границу между нестационарным и стационарным режимами разрушения и, следовательно, исключить неопределенность, связанную с применением $\Delta\epsilon$.

К. – Я понимаю твоё желание поскорее оказаться на земле, но чего-то тут еще не хватает. Вот, если бы мы могли наглядно показать, что происходит в поверхностном слое при уносе массы, тогда и вопросов было бы меньше. С задачей разделения нестационарного и стационарного режимов мы, вроде бы, справились, а вот рассчитывать нестационарный режим еще не научились. Кроме того, не забывай о переменном тепловом воздействии, которое обязательно имеет место на любой траектории полета. Ведь канатная дорога при сильной болтанке может и оборваться.



ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПОЛЯ ВБЛИЗИ РАЗРУШАЮЩЕЙСЯ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛА

7.1. Эффективная энтальпия и метод расчета нестационарного уноса массы при минимальных сведениях о свойствах материала

Как было показано в разд. 4.7 эффективная энтальпия материала позволяет вычислить скорость уноса массы без детального анализа механизмов его разрушения. Кроме формул (4.29)–(4.31) для определения эффективной энтальпии при сравнительно коротком нестационарном периоде применяют формулу:

$$I_{\text{эфф}} = \frac{(q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4) F \tau}{\Delta G}, \quad (7.1)$$

где ε – степень черноты (в формуле ε принята равной коэффициенту поглощения k), F – площадь поверхности образца, ΔG – потеря массы за время τ . Таким образом, фактически $I_{\text{эфф}}$ определяют по взвешиванию, не учитывая нестационарного периода уноса массы.

Предлагаемый метод определения $I_{\text{эфф}}$ также позволяет находить ее значение по взвешиванию образцов, однако уже с учетом нестационарного периода уноса. Метод основывается на формуле (7.1) и предварительной оценке толщины слоя материала, который должен быть унесен с поверхности за весь период нагрева. Эта оценка проводится с помощью параметра нестационарного уноса d_0 , зависящего только от теплопроводности разрушающегося слоя материала. При этом толщина уносимого слоя и время установления квазистационарной скорости уноса определяются по формулам (6.31) и (6.32).

Из условия (6.33) видно, что $V_{\text{ср}} \approx 0,65 \bar{V}_{\infty}$, т. е. средняя скорость уноса на нестационарном участке может отличаться от скорости квазистационарного разрушения не более чем в 2 раза. Поэтому при времени нагрева $\tau \approx \tau_v$ ошибка в определении скорости квазистационарного разрушения по взвешиванию образцов за счет переходного периода будет $\sim 50\%$. На практике достаточно эту ошибку уменьшить до 10%, что может быть достигнуто увеличением времени нагрева. Поскольку линейный унос в момент времени τ_v определяется соотношением $S(\tau_v) \approx 1,83 d_0$ (6.32), то потеря веса за весь период нагрева должна удовлетворять условию

$$\Delta G > 10 \rho F d_0. \quad (7.2)$$

Значение параметра d_0 для основных классов ТЗМ приведено в табл. 6.5.

При сравнительно невысокой или кратковременной тепловой нагрузке период нагрева может оказаться недостаточным для достижения $\bar{V}_{\infty}$, или нестационарный режим уноса составит значительную его часть. В таких условиях применение эффективной энтальпии для расчета линейного уноса по формуле (4.4) (см. разд. 4.2) может привести к большим ошибкам.

В разделе 6.5 были получены соотношения для расчета времени установления квазистационарной скорости уноса τ_v и линейного уноса в этот момент времени $S(\tau_v)$ с помощью константы разрушения $K_{\text{Тр}}$ и параметра нестационарного уноса массы d_0 .

В то же время в разд. 6.1 на основании обобщения результатов численных расчетов и экспериментальных данных было предложено уравнение, позволяющее рассчитать линейный унос в нестационарном режиме разрушения поверхности материала

$$\frac{S(\tau)}{S(\tau_v)} = \left[\frac{\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_y}}{\sqrt{\tau_v} - \sqrt{\tau_y}} \right]^2.$$

В этом уравнении $S(\tau_v)$ и τ_v должны находиться по формулам (6.31) и (6.32). Поскольку на практике можно принять $\tau_y \approx \tau_p$, то для определения времени начала уноса можно применить формулу (5.19) (см. разд. 5.3). Однако в этом случае необходимо знать температуру начала уноса и теплофизические свойства материала до этой температуры, которые обычно неизвестны. Поэтому для инженерных расчетов можно использовать результаты, полученные в разд. 5.3, из которых следует, что диапазон изменения тепловой эффективности материала (число $m = c(T_p - T_0)/\Delta Q$) на практике можно ограничить пределами $0,5 < m < 3$. В этом диапазоне отношение τ_v/τ_y меняется всего в два раза, и его среднее значение равно 8, что согласуется с формулами (6.28) и (6.29).

На рис. 7.1 показаны результаты численных расчетов по системе дифференциальных уравнений (6.1)–(6.4) (варианты 28–30, табл. 6.4), которые практически полностью совпадают с расчетом по формуле (6.7), если для определения $S(\tau_v)$ и τ_v использовать уравнения (6.31) и (6.32). Несмотря на сложный характер изменения эффективного коэффициента теплопроводности кварцевого стекла при высоких температурах, экспериментальные зависимости линейного уноса для этого материала также хорошо согласуются с расчетом по предложенным уравнениям и соответствующему параметру d_0 (табл. 6.4, режим 29) поскольку он интегрирует все нестационарные процессы, происходящие в поверхностном слое разрушающегося материала (см. рис. 6.14, кривая 3).

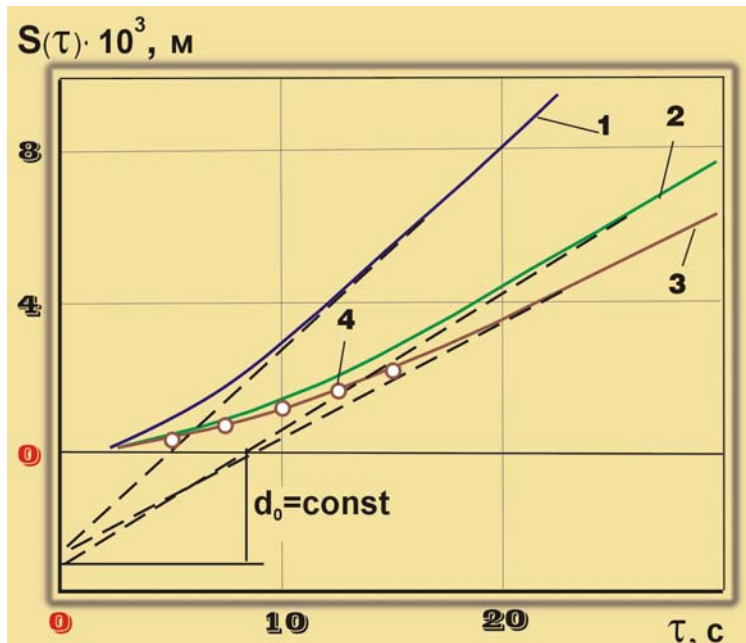


Рис. 7.1. Зависимость линейного уноса кварцевого стекла ($\lambda = 10,4$ Вт/(м·К)) от времени нагрева ($P_e = 0,13 \cdot 10^5$ Па, $I_e = 20000$ кДж/кг): 1–3 – расчет по модели оплавливания кварцевого стекла (6.1)–(6.4) [2] при различных законах изменения его вязкости (формулы (6.22)–(6.24)) и выражению (6.7); 4 – эксперимент [129]; пунктирные линии – стационарный режим уноса массы

Уравнения (6.7), (6.31), (6.32) и параметр d_0 установлены при воздействии постоянной тепловой нагрузки. Однако это не исключает их применения и в случае переменного теплового потока (например, рис. 7.2), если, как и при использовании формулы (4.4), реальную кривую $q_0(\tau)$ заменить аппроксимирующей ступенчатой зависимостью [253]. Тогда для каждой k -й ступени, используя эффективную энтальпию и установившееся значение температуры поверхности, можно рассчитать стационарную скорость и определить значения τ_{y_k} и τ_{v_k} , необходимые для расчета по формуле (6.7). Уравнение для расчета линейного уноса на k -м участка нагрева, когда унос за время τ_k (в конце k -й ступени нагрева) $S(\tau_k) < S(\tau_v) = d_0 / K_{Tp}^2$, имеет вид

$$S_k(\tau) = \left[\frac{\sqrt{\tau - \Delta\tau_k} - \sqrt{\tau_{y_k}}}{\sqrt{\tau_{v_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}} \right]_{S(\tau) < S(\tau_v)}^2 \cdot S(\tau_v); \quad \tau_{k-1} < \tau \leq \tau_k. \quad (7.3)$$

Здесь $\Delta\tau_k = \tau_{k-1} - \left[\sqrt{\frac{S(\tau_{k-1})}{S(\tau_v)}} (\sqrt{\tau_{v_k}} - \sqrt{\tau_{y_k}}) + \sqrt{\tau_{y_k}} \right]^2$ – поправка на текущее время нагрева τ на k -м участке, учитывающая унесенный слой за период времени $\tau_{k-1} - \tau_{y1}$. Для первого участка нагрева $\Delta\tau_1 = 0$. При $S(\tau) \geq S(\tau_v)$ расчет ведется по известной формуле:

$$S(\tau) = \left| \sum_{i=1}^n \bar{V}_{\infty i} \Delta\tau_i \right|_{S(\tau) \geq S(\tau_v)}.$$

На рис. 7.3 линейный унос кварцевой стеклокерамики, рассчитанный по (7.3), сравнивается с численным расчетом по уравнению теплопроводности, которое при постоянных теплофизических свойствах записанное в подвижных координатах имеет вид

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y'^2} + \rho c V_{\infty} \frac{\partial T}{\partial y'}. \quad (7.4)$$

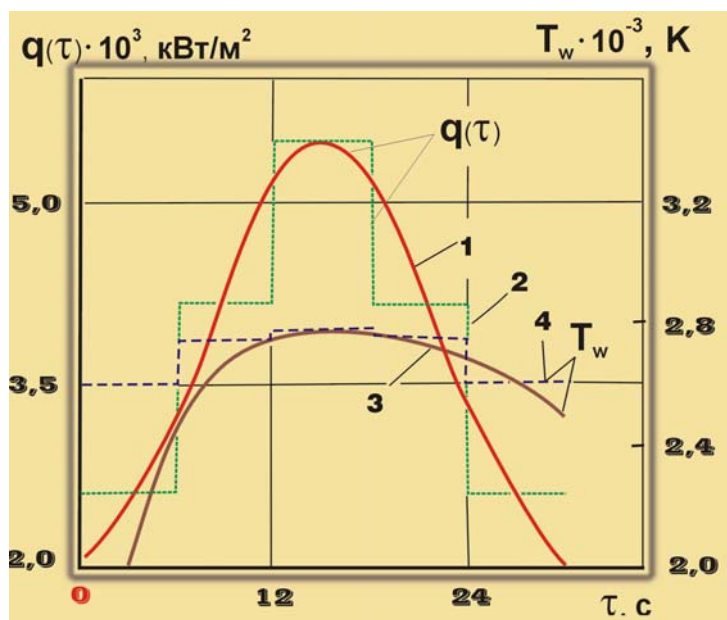


Рис. 7.2. Зависимость теплового потока и температуры поверхности от времени нагрева: 1 – тепловой поток $q(\tau)$; 2 – ступенчатая аппроксимация $q(\tau)$; 3 – расчет T_w при непрерывном изменении $q(\tau)$; 4 – установившиеся значения T_w для каждой ступени изменения $q(\tau)$

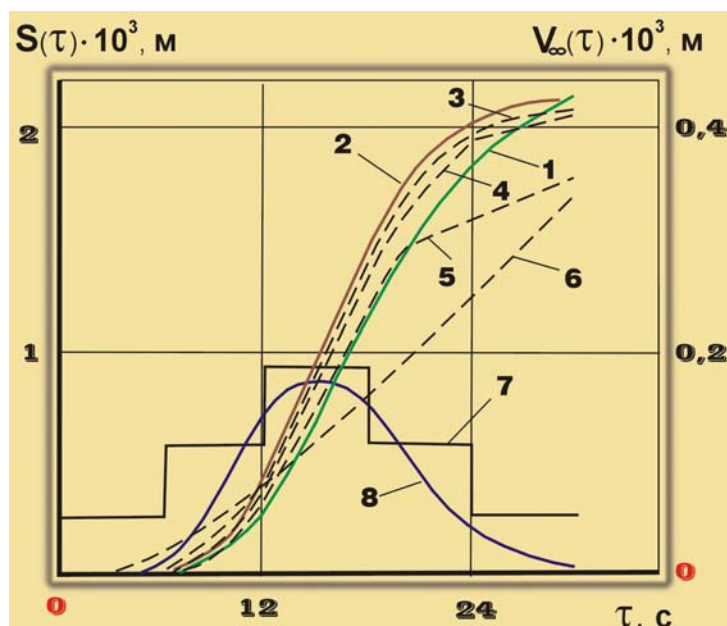


Рис. 7.3. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и скорости V_{∞} от времени нагрева: 1–6 линейный унос; 7, 8 – скорость уноса; 1 – расчет по (7.3) с помощью параметра d_0 при пятиступенчатом делении на временные интервалы; 2–6, 8 – расчет по (7.4); 2 – непрерывное изменение $q(\tau)$; 3–6 – девяти, пяти, трех и одноступенчатая аппроксимация $q(\tau)$; 7 – стационарная скорость уноса, расчет по (4.28)

В этом уравнении скорость уноса определяется из уравнения баланса тепла на разрушающейся поверхности материала и равна

$$V_{\infty} = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4 - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y'} \right)_{y'=0}}{\rho \Gamma [\Delta Q_w + \gamma (I_e - I_w)]}.$$

Численные расчеты выполнены при следующих начальных и граничных условиях:

- 1) при $\tau = 0$ $T(y') = T_0 = \text{const}$, $V_{\infty} = 0$;
- 2) при $\tau > 0$ и $y' = 0$

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y'} \right)_w + G_w \Delta Q_w + \varepsilon \sigma T_w^4 = (\alpha / c_p)_w (I_e - I_w),$$

$$G_w = (\alpha / c_p)_w f(T_w, P_e);$$
- 3) при $\tau > 0$ и $y \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_0$

В расчетах принималось, что на образец из кварцевой стеклокерамики ($\lambda = 2,1$ Вт/(м·К), $c_p = 1,26$ кДж/(кг·К), $\rho = 2000$ кг/м³, $\Delta Q_w = 11\,000$ кДж/кг; коэффициент газификации $\Gamma = 0,6$) в течение 30 с воздействует тепловой поток, который изменяется по закону, приведенному на рис. 7.2, при постоянном значении энтальпии торможения 10 000 кДж/кг. Параметр нестационарного уноса d_0 при $\lambda = 2,1$ Вт/(м·К) согласно табл. 6.4 принят равным $1 \cdot 10^{-3}$ м. Зависимость скорости испарения G_w от температуры поверхности и давления торможения взята из работы [2].

Если не учитывать нестационарный характер уноса и определить его по среднему значению $\bar{V}_{\infty}$ за весь период нагрева, равному $\sim 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с, то он на 50% будет выше действительной величины.

Расчет по (7.4) с учетом ступенчатого и непрерывного изменения $q(\tau)$ (рис. 7.3, кривые 2–6) показал, что для практики допустимо достаточно грубое деление на временные интервалы. Даже при делении зависимости $q(\tau)$ всего лишь на пять постоянных интервалов максимальное отличие линейного уноса от расчета при непрерывном изменении $q(\tau)$ не превышает 10%.

Используя уравнения (7.4) проведем расчетную оценку влияния законов изменения скорости уноса (6.8) и температуры поверхности (6.13) на закономерность перемещения изотерм в твердом теле ($\Delta^* = f\sqrt{\tau}$). С этой целью рассмотрим результаты расчета температурного поля при постоянном значении $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м/с для 3-х вариантов граничных условий:

- 1 – $T_w = \text{const}$, $V_{\infty} = 0$;
- 2 – $T_w = f(\tau)$ (от T_0 до T_p по закону $T_w = d\tau$; от T_p до T_w по закону (6.13), при $\tau > \tau_T$ $T_w = \text{const}$), $V_{\infty} = 0$;
- 3 – $T_w = f(\tau)$ (от T_0 до T_p по закону $T_w = d\tau$; от T_p до T_w по закону (6.13), при $\tau > \tau_T$ $T_w = \text{const}$; при $\tau_y < \tau \leq \tau_v$ $V_{\infty}(\tau)$ изменяется по закону (6.8).

При расчетах принималось $T_p = 2000$ К, $T_w = 2600$ К, $\bar{V}_{\infty} = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с, а времена τ_p , τ_T , τ_y и τ_v определялись по соответствующим формулам. Результаты расчетов, обработанные в виде $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ для $\theta^* = 0,3$ и представленные на рис. 7.4, показывают, что в первом случае линейная зависимость начинается в начале координат, и тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс равен $K\sqrt{a}$, где K определяется уравнением (5.5).

Во втором случае, когда T_w изменяется в диапазоне времени от τ_p до τ_T по закону (6.13), происходит смещение прямой $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ относительно начала координат на величину $\sim \sqrt{0,25c}$. Наконец, в третьем случае – через некоторый промежуток времени, прямая меняет свой угол наклона таким образом, что ее начало на оси абсцисс смещается $\sim \sqrt{1c}$.

На рис. 7.5 видно, что для глубинных изотерм ($\theta^* = 0,05$) изменение скорости уноса на порядок $(0,02-0,21) \cdot 10^{-3}$ м/с слабо влияет на угол наклона прямой к оси абсцисс. То же самое характерно и для первого участка пути, пройденного изотермами с более высокой температурой, ($\theta^* = 0,3$, рис. 7.5).

Хотя расчеты по уравнению (7.4) согласуются с экспериментом только до $\theta^* \leq 0,3$ (рис. 7.5), они подтверждают экспериментальные данные, приведенные на рис. 5.13, 5.14, и говорят о том, что смещение прямых $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$ по оси абсцисс на величину $\sim \sqrt{1c}$ является следствием изменения скорости уноса и температуры поверхности по законам (6.8) и (6.13).

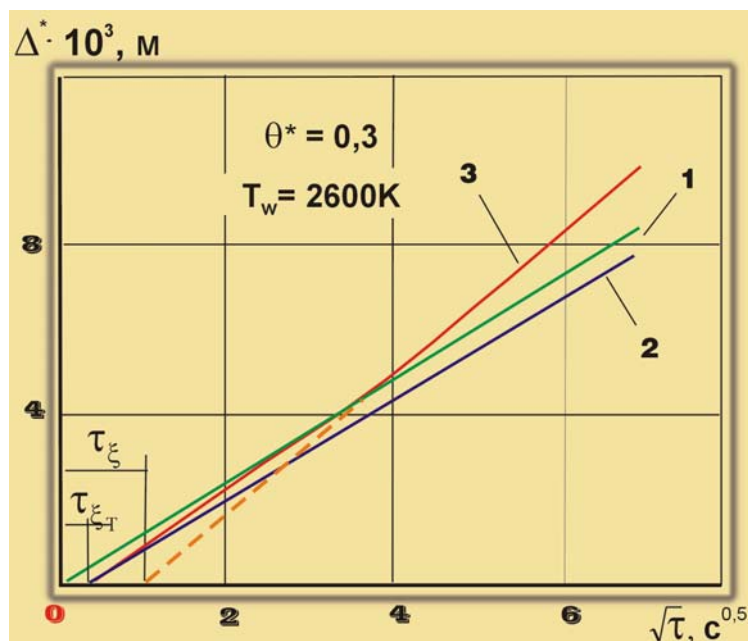


Рис. 7.4. Влияние граничных условий на характер перемещения изотермы $\theta^* = 0,3$: 1 – расчет при $T_w = \text{const}$, $V_\infty = 0$; 2 – при $T_w = f(\tau)$, $V_\infty = 0$; 3 – при $T_w = f(\tau)$ ($T_w = 2600$ К; $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с; $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с)

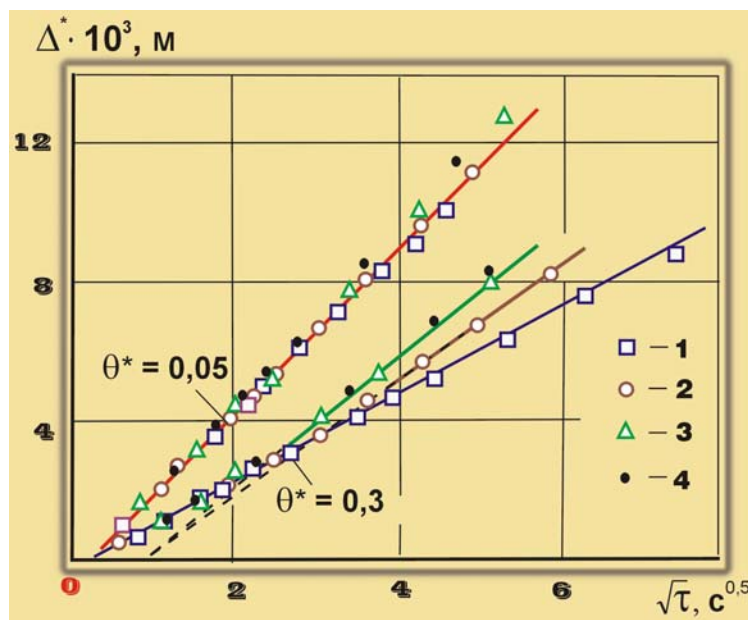


Рис. 7.5. Расчетная зависимость суммарной толщины прогретого и унесенного слоев от $\sqrt{\tau}$ при $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с: 1–4 – скорость уноса $\bar{V}_\infty = (0,02; 0,1; 0,18 \text{ и } 0,21) \cdot 10^{-3}$ м/с; линии – аппроксимация

7.2. Эффективная теплопроводность композиционных ТЗМ. Восстановление температур по измерениям в одной точке образца

Расчетные соотношения, полученные в главах 5 и 6, значительно упрощают определение толщин прогретого и унесенного слоев ТЗМ. Однако это не исключает необходимость определения теплофизических характеристик, без которых невозможен расчет температуры поверхности и температурных полей внутри материала. Поэтому определение теплофизических характеристик (ТФХ) теплозащитных материалов во всем температурном диапазоне их работы было и остается одной из самых важных и, пожалуй, сложных задач исследования ТЗМ.

Практически все разработанные методы определения тепло- и температуропроводности требуют измерения температурных полей, и получаемые значения ТФХ сильно зависят от точности этой исходной информации.

Исходя из основного назначения теплозащитных покрытий, следует считать, что их теплоизоляционные способности, в конечном счете, определяются положением нижней границы прогретого слоя в конце эксплуатационного периода.

При расчете толщины прогретого слоя материала, разрушающегося в условиях высокотемпературного нагрева, необходимо знать его теплофизические характеристики, определенные при одностороннем нагреве. В таких условиях выход газообразных продуктов органического связующего возможен лишь навстречу тепловому потоку с преодолением гидродинамического сопротивления прококсованного слоя. Это приводит к тому, что теплофизические свойства материала, полученные в условиях равномерного и одностороннего нагрева, значительно отличаются не только внутри зоны разложения органической составляющей, но более широком температурном интервале [139].

Достаточно подробный обзор существующих методов определения теплофизических характеристик представлен в работах [140, 141, 254–259]. Однако не все из них могут быть применены в условиях интенсивного одностороннего нагрева композиционных ТЗМ, когда разрушение материала сопровождается наличием двух фронтов: поверхностного, определяющего линейный унос, и внутреннего, задающего глубину прогретого слоя.

В нестационарном периоде одностороннего нагрева теплозащитных материалов находят применение методы, основанные на решении обратных коэффициентных задач теплопроводности (ОКЗТ), например, [236, 260–264]. Методы, основанные на закономерностях переноса тепла в квазистационарном режиме, предложены в работах [254, 265–267]. По методу работы [265] в ходе испытания получают временную зависимость температуры для одной из точек внутри материала, которую затем обрабатывают в полулогарифмических координатах (логарифм температура-время). Значение коэффициента температуропроводности a находят через тангенс угла наклона экспериментальной прямой в полулогарифмических координатах ($a = \bar{V}_{\infty}^2 / \operatorname{tg} \alpha$). Коэффициент температуропроводности для высокотемпературных слоев материала можно найти, используя значения глубин прогрева до изотерм фазовых превращений некоторых компонент материала, либо предварительно введенных микродобавок вещества с фиксированной температурой фазового превращения [266]. Квазистационарный метод, основанный на термопарных измерениях, описан в работе [267].

Однако нестационарные методы определения теплофизических свойств обладают существенными преимуществами перед методами, базирующимися на закономерностях квазистационарного режима прогрева, так как не требуют длительных экспериментов, при которых обычно возрастает влияние различных факторов на температурное поле внутри ТЗМ. Кроме того, при небольших и умеренных тепловых воздействиях квазистационарный режим прогрева может вообще не установиться.

Особый интерес представляет такой режим нестационарного прогрева, в котором температурный профиль в теле удается связать с производной от температуры во времени в данной точке. Этот режим получил название автомодельного. На основе этого режима при "мгновенном" нагреве поверхности образца до некоторой температуры, поддерживаемой затем неизменной в процессе эксперимента, предложен метод определения коэффициента теплопроводности [268].

При определении глубины прогретого слоя в теплозащитном покрытии лучше наблюдать движение изотерм, чем рассматривать изменение температуры в фиксированной точке материала во времени. Используя такой подход, в работах [242, 268–272] исследованы закономерности перемещения изотерм в полубесконечных и осесимметричных телах и рассчитаны коэффициенты теплопроводности и температуропроводности для вольфрам-медного псевдосплава [269].

Все перечисленные методы предполагают определение эффективных теплофизических характеристик, так как даже при использовании общего уравнения теплопроводности (4.2) не удается полностью исключить влияние на них условий нагрева. Поэтому все теплофизические свойства следует считать эффективными и применимыми в рамках принятой модели. Это подтверждается тем, что применение различных моделей приводит не только к количественному, но и качественному отличию найденных значений ТФХ.

Коэффициент теплопроводности λ композиционных материалов достаточно сильно зависит от темпа нагрева. Причем при увеличении темпа нагрева, несмотря на то, что температура поверхности, как правило, возрастает, он может как уменьшаться, так и увеличиваться [236]. В работах [273, 274] указывается на зависимость коэффициента λ от вида нагрева (лучистого или конвективного) даже при одинаковых уровнях подводимого теплового потока. Отмечается сильная зависимость теплофизических характеристик и от других факторов, таких как время нагрева, место установки термопар [236].

Характерной особенностью ОКЗТ, наиболее часто применяемых для определения эффективной теплопроводности ТЗМ, является некорректность исходной постановки, связанная с возможной неоднородностью и неустойчивостью их решения. Это, кроме применения специальных математических методов, требует оптимального планирования и должной технической организации экспериментальных исследований. Оптимизация расположения датчиков температуры и их количества также представляет собой сложную и важную задачу.

В работе [275] на примере двух температурных полей наглядно показано, что отсутствие одного датчика из пяти в зоне наиболее оптимального расположения термопары приводит к неоднозначному решению задачи, т. е. получению нескольких зависимостей $\lambda(T)$, удовлетворяющих одному и тому же температурному полю. Поэтому физическому эксперименту должно предшествовать математическое моделирование по определению оптимального расположения датчиков температуры на основе априорной информации [276, 277].

Предлагаемый нами метод позволяет избежать трудоемких расчетов на стадии планирования эксперимента и проводить предварительную обработку экспериментальных температурных полей в случаях, когда они удовлетворяют закономерности $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ (см. разд. 5.1, 5.2). Однако при переменных теплофизических коэффициентах тангенс угла наклона зависимости пути, пройденного изотермой T^* , от $\sqrt{\tau}$ не может быть представлен как произведение $K\sqrt{a}$, поскольку коэффициент a , непосредственно определяющий положение любой изотермы внутри материала в уравнении (5.7), должен учитывать не только абсолютное значение эффективной теплопроводности, но также темп ее изменения с температурой – $\partial\lambda/\partial T$. Действительно, численные расчеты для 20 различных законов изменения $\lambda(T)$ (ρc принималось равным 1800 кДж/(м·К)) при постоянной температуре поверхности подтверждают линейный характер зависимости $y = f\sqrt{\tau}$, но показывают, что значения $a(T)$ и $a^*(T)$, если температурный коэффициент K определять по уравнению (5.5), отличаются тем больше, чем сильнее зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, например, (рис. 7.6).

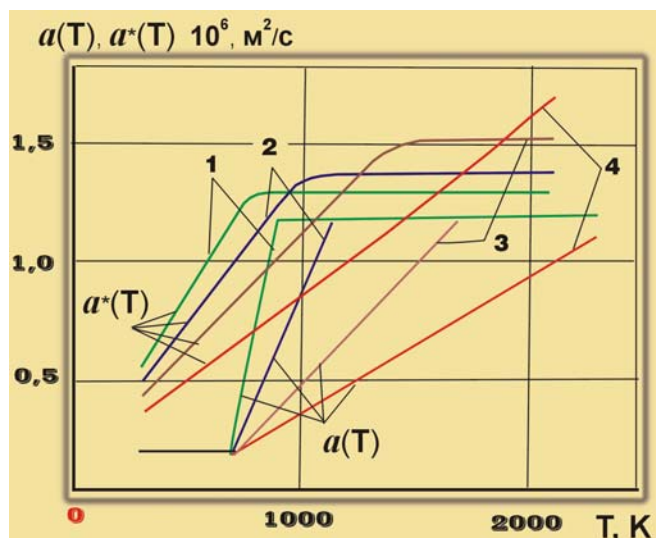


Рис. 7.6. Зависимость коэффициента $a^*(T)$ для различных законов изменения температуропроводности $a(T)$ при $\rho c = 1800$ кДж/(м·К): 1–4 – варианты расчета

Рассмотрим, в какой степени внешние условия (температура поверхности и скорость уноса) влияют на коэффициент a , на примере стеклопластика ТЗМКТ-8. На рис. 7.7 показана зависимость глубины прококсированного слоя ($T^* \approx 870$ К [278]) стеклопластика ТЗМКТ-8 от скорости уноса в квазистационарном режиме прогрева. Видно, что во всем диапазоне рассмотренных скоростей разрушения экспериментальные значения глубины прококсированного слоя хорошо согласуются с расчетами по формуле:

$$\delta_T = \frac{a}{\bar{V}_\infty} \ln \frac{T_w - T_0}{T^* - T_0} \quad (7.5)$$

при $a = 0,25 \cdot 10^{-6}$ м²/с, т. е. коэффициент температуропроводности a слабо зависит от скорости уноса. Необходимо отметить, что в этих экспериментах температура поверхности образцов находилась в пределах 2600–2700 К. В то же время, поскольку a зависит от $\partial\lambda/\partial T$, величина T_w оказывает на него существенное влияние (рис. 7.8).

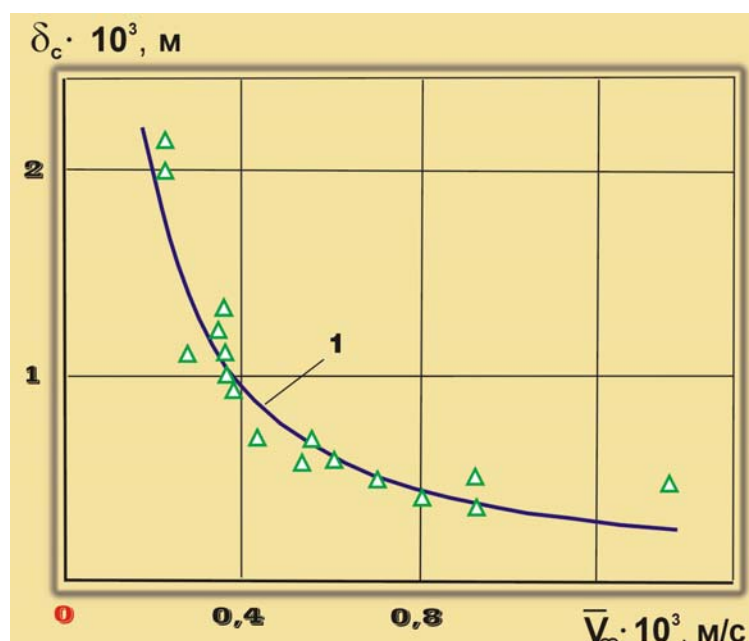


Рис. 7.7. Зависимость глубины прококсированного слоя стеклопластика ТЗМКТ-8 от скорости разрушения поверхности ($T_w = 2600\text{--}2700$ К): 1 – расчет по (7.5); при $a = 0,25 \cdot 10^{-6}$ м²/с; точки – эксперимент

Такой вывод не позволяет использовать зависимости $a^*(T)$ для расчетов температурных полей при других граничных условиях. Вместе с тем предварительная обработка экспериментальных данных с помощью коэффициента $a^*(T)$ для восстановления температурных полей позволяет получить зависимость $\lambda(T)$ даже в тех случаях, когда исходная информация не удовлетворяет требованиям ОКЗТ. Поскольку коэффициент $a^*(T)$ определяет положение изотермы T^* в заданный момент времени, то он суммирует и осредняет действие всех процессов, протекающих в слое материала, ограниченного снизу температурой T^* .

Использование закономерности распространения изотерм в твердом теле $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ дает возможность определить значение температуры в любой момент времени и любой точке пространства по температурной кривой, полученной лишь в одной точке образца, и использовать его для восстановления $\lambda(T)$ путем решения ОКЗТ. При этом существенно снижается влияние многочисленных погрешностей, связанных с измерением температуры в образцах композиционных материалов, поскольку локальные возмущения температуры, учитывая практически линейный характер зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$, могут быть сглажены методом наименьших квадратов.

Для восстановления температурных полей при зависимости λ от температуры можно использовать некоторый коэффициент $K^*(T) = K\sqrt{a^*}$, характеризующий угол наклона прямых $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$, не выделяя a^* .

7.2. Эффективная теплопроводность композиционных ТЗМ. Восстановление температур по измерениям в одной точке образца

На рис. 7.9 сравниваются температурные поля, рассчитанные по уравнению теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \quad (7.6)$$

и закономерности $y = K^*(T)\sqrt{\tau}$ при $T_w = \text{const}$ для зависимости $\lambda(T)$ стеклопластика ТЗМКТ-8. Эти поля хорошо совпадают во всем рассмотренном диапазоне. Однако аналогичные расчеты для других законов изменения $T_w = f(\tau)$ при переменном $\lambda(T)$ уже не согласуются.

Следовательно, закономерность теплового режима в твердом теле (5.7) для восстановления температур внутри тела надо применять при $T_w = \text{const}$, что, как правило, реализуется при уносе массы с поверхности ТЗМ при постоянном тепловом воздействии.

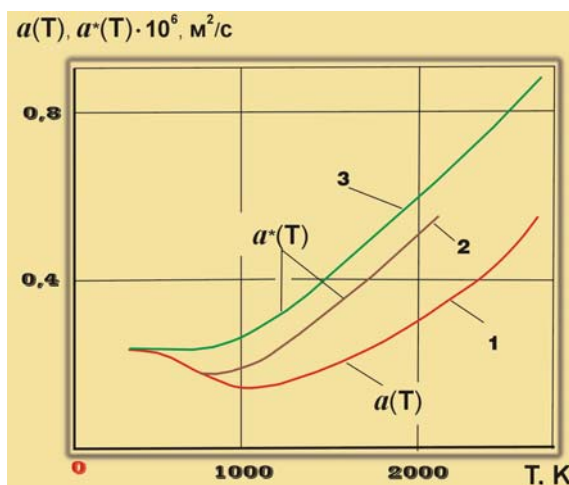


Рис. 7.8. Зависимость коэффициента $a^*(T)$ и эффективной температуропроводности $a(T)$ для стеклопластика ТЗМКТ-8 от температуры: 1 – $a(T)$; 2, 3 – $a^*(T)$; 2 – при $T_w = 2100$ К; 3 – при $T_w = 2700$ К

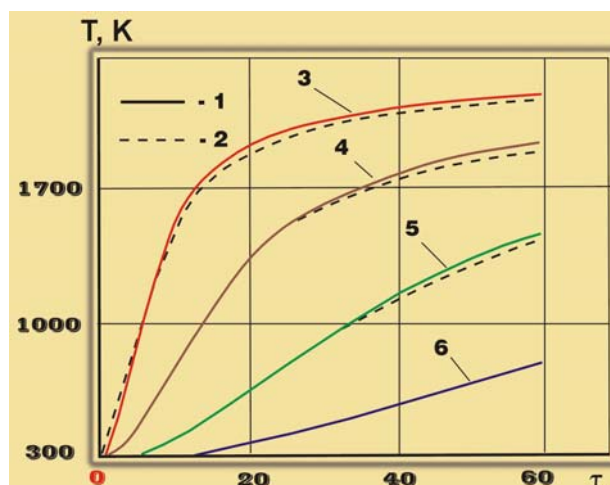


Рис. 7.9. Расчеты температурного поля при $T_w = \text{const}$ (2500 К) для зависимости $a(T)$ стеклопластика ТЗМКТ-8 (рис. 7.8): 1 – расчет по уравнению теплопроводности (7.6); 2 – расчет по закономерности $K^*(T)\sqrt{\tau}$; 3–6 – расстояние от поверхности нагрева (1,5; 2,5; 4,0; 6,0) $\cdot 10^{-3}$ м

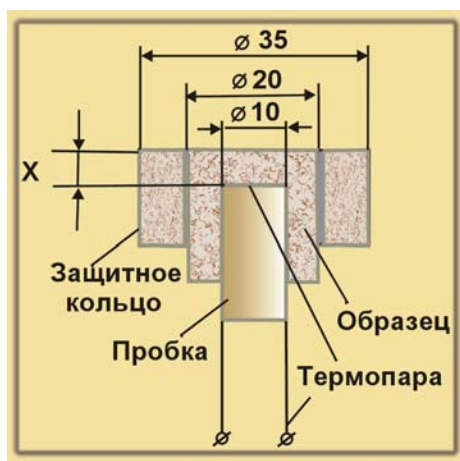


Рис. 7.10. Схема установки термопары в образцах стеклопластиков (все детали модели изготавливаются из материала образца)

Эксперименты проводились на образцах стеклопластика в условиях стенда ВПС-1000Л/В. Для определения $a^*(T)$ по предлагаемому методу достаточно одной термопары. Однако, с целью исключения случайных погрешностей, было изготовлено по 4–5 образцов одной рецептуры. Поэтому зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ строились по данным измерений, полученным с помощью одной термопары в 5-ти образцах, испытанных на одном режиме. Координата установки термопар x изменялась в пределах $(2-10) \cdot 10^{-3}$ м (рис. 7.10).

Находились значения коэффициента $a^*(T)$, по которым при тех же условиях по уравнению (5.7) рассчитывалось температурное поле. При таком подходе появляется возможность перейти к некоторой условной пластине с граничными условиями первого рода и восстановить коэффициент $a(T)$ или $\lambda(T)$ (ρc принималось постоянным) с помощью ОКЗТ, используя в качестве «экспериментальной» кривой температурную зависи-

мость в центральной точке пластины [279].

На рис. 7.11 (кривая 1) показана зависимость коэффициента $\lambda(T)$ для стеклопластика ТЗМКТ-8, восстановленная до температур поверхности, превышающих 2500 К, в условиях конвективного нагрева. Сравнение рассчитанных по найденной зависимости $\lambda(T)$ температурных полей с экспериментальными данными, полученными в условиях радиационного нагрева на установке СГУ-6 ($q_k = 500 \text{ кВт/м}^2$) при температуре поверхности 1500 К (рис. 7.12), в данном случае показывает удовлетворительное совпадение (расхождение не превышает 10%). Температурные зависимости снимались в 4-х точках образца, показания первой и четвертой термопар при расчете по уравнению (7.6) использовались в качестве граничных условий. Следовательно, восстановленная по предложенному методу зависимость $\lambda(T)$, может быть использована для расчета температурных полей в достаточно широком диапазоне условий нагрева.

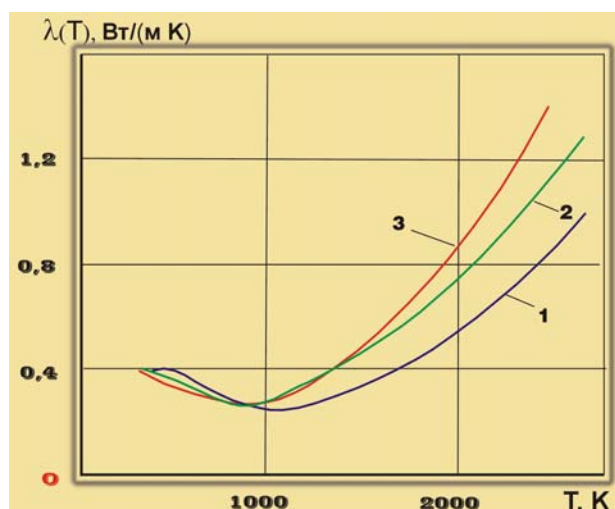


Рис. 7.11. Зависимость эффективной теплопроводности стеклопластиков от температуры:
1 – ТЗМКТ-8; 2 – ТЗМКТ-1 + 20% ЭДТ; 3 – ТЗМКТ-1 + 10% ЭДТ (стенд ВПС-1000Л/В, $q_k = 3350 \text{ кВт/м}^2$)

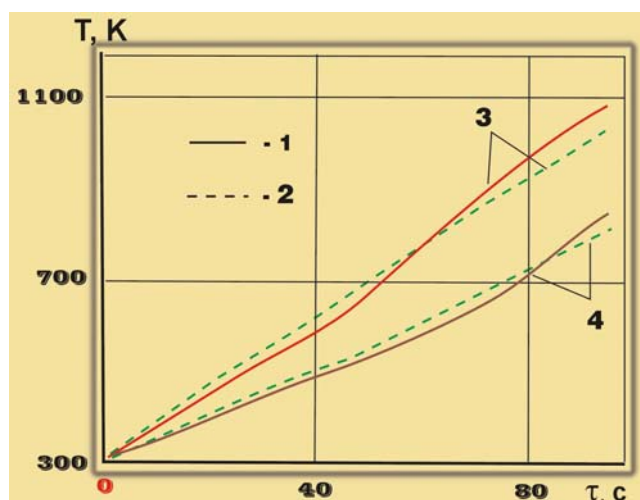


Рис. 7.12. Сравнение экспериментальных температур в образце стеклопластика ТЗМКТ-8, полученных при радиационном нагреве ($q_k = 500 \text{ кВт/м}^2$), с расчетом: 1 – эксперимент [280]; 2 – расчет для $\lambda(T)$, приведенной на рис. 7.11 (кривая 1); 3, 4 – расстояние от нагреваемой поверхности $(3,5; 4,6) \cdot 10^{-3} \text{ м}$

С целью определения влияния содержания связующего на эффективную теплопроводность материала в одних тех же условиях ($q_k = 3350 \text{ кВт/м}^2$) были испытаны стеклопластики ТЗМКТ-1 с добавлением эпоксидной смолы 10 и 20% (ТЗМКТ-1 + 10% ЭДТ, ТЗМКТ-1 + 20% ЭДТ), а также стеклопластик ТЗМКТ-8, в котором содержание эпоксидной смолы составляло 43%. Скорость уноса изменялась от $0,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ – для ТЗМКТ-1 + 10% ЭДТ до $0,16 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ – для ТЗМКТ-8. Температура поверхности находилась в пределах 2600–2730 К. На рис. 7.11 видно, что количество эпоксидной смолы, оказывает заметное влияние на $\lambda(T)$. При высоких температурах теплопроводность при повышении содержания эпоксидной смолы снижается, что, по-видимому, связано с уменьшением содержания углерода в материале.

Следует отметить, что при отсутствии надежной информации о зависимости $\rho c(T)$ для определения эффективной теплопроводности достаточно использовать постоянное значение, взятое при комнатной температуре. В принципе при тех же граничных условиях возможно независимое определение теплоемкости и теплопроводности, если в процессе эксперимента, помимо регистрации температуры в какой-либо точке образца, регистрируется также тепловой поток в этой точке [281].

Поскольку при определении коэффициента $a^*(T)$, удовлетворяющего закономерности (5.7), граничным условием является температура поверхности (при определении θ^* используется значение T_w), то, добившись согласования расчетных и экспериментальных температурных полей в области измерения температур, можно восстановить температуропроводность даже в другом температурном диапазоне.

7.3. Теплопроводность кварцевой стеклокерамики в нестационарном и квазистационарном режимах прогрева

Легированная кварцевая стеклокерамика была выбрана в качестве эталонного материала для экспериментального изучения процесса теплового разрушения твердого тела (см. разд. 4.1), поэтому определению ее теплопроводности было уделено наиболее серьезное внимание.

Теплопроводность образцов кварцевой стеклокерамики до температуры 1800 К определялась путем решения ОКЗТ с учетом и без учета ее оптических свойств. В первом случае применялся метод решения обратной задачи радиационно-кондуктивного теплообмена (РКТ), разработанный С. В. Резником и П. В. Просунцовым [144, 282]. Оптические свойства (коэффициент поглощения α и коэффициент рассеяния β) находились из решения обратной задачи переноса излучения по результатам измерений коэффициентов пропускания разнотолщинных образцов (рис. 4.2) [264]. Коэффициенты α и β чистой кварцевой стеклокерамики, обеспечивающие наилучшее согласование расчетных фотометрических характеристик с экспериментальными данными, составили, соответственно – $1,288 \text{ м}^{-1}$ и $24\,430 \text{ м}^{-1}$. (Для легированной керамики коэффициенты α и β не определялись из-за очень малых значений коэффициента пропускания).

Второй метод решения ОКЗТ – PROTON, который использовался для восстановления $\lambda(T)$ кварцевой стеклокерамики, основан на теории чувствительности, разработан П. Г. Круковским [283] и является модернизацией методики, изложенной в работе [284]. Метод предусматривает задание верхнего и нижнего пределов искомых значений $\lambda(T)$, что в некоторых случаях существенно облегчает восстановление температурной зависимости теплопроводности.

Поскольку измерение температур выше 1800 К с помощью термопар очень затруднено, то для экстраполяции коэффициента теплопроводности до температуры разрушающейся поверхности использовались результаты определения толщины прогретого слоя ($T^* = 1800 \text{ К}$) кварцевой керамики в квазистационарном режиме (разд. 5.3). Ранее было показано, что при температурах выше 1800 К прозрачность чистой керамики резко возрастает, а легированной еще больше снижается [131]. Так как формула (7.5) для расчета глубины прогретого слоя дает экспоненциальный профиль температур, то ее применение может быть оправдано только в случае непрозрачных материалов. На рис. 7.13 видно, что результаты измерения толщины прогретого слоя для легированной керамики хорошо согласуются с расчетом по (7.5) при коэффициенте температуропроводности $a = 0,65 \cdot 10^{-6} \text{ м/с}$.

В работе [285] выполнено обобщение теплофизических свойств кварцевого стекла и указано, что в диапазоне температур 300–2000 К для определения теплоемкости с точностью до 2% можно рекомендовать зависимость Келли [286]

$$c_p = 931,3 + 0,256T - 24 \cdot 10^6 T^{-2}, \text{ Дж/(кг К)}.$$

Плотность образцов КСК пористостью 10–12% равна 2000 кг/м^3 . Температурная зависимость объемной теплоемкости кварцевой стеклокерамики определялась с учетом данных работ [126, 128].

Расчеты показали, что при температурах до 1800 К значения теплопроводности, рассчитанные с учетом и без учета оптических свойств, хорошо согласуются (рис. 7.14) [287]. Некоторое расхождение при низких температурах, по-видимому, связано с сильным влиянием на точность решения ОКЗТ погрешности измерений температур. Таким образом, вследствие высокого рассеяния при температуре ниже 1800 К, радиационной составляющей теплопереноса даже в чистой КСК можно пренебречь, поэтому в дальнейшем для восстановления $\lambda(T)$ применялась программа решения ОКЗТ «PROTON».

При решении обратной коэффициентной задачи теплопроводности обычно рассматривается температурное поле, полученное в трех или четырех точках образца материала. При этом показания первой и последней термопары, как правило, используются в качестве граничных условий. Чем ближе к нагреваемой поверхности находится термопара, тем более высокотемпературные свойства удастся восстановить. Температура вблизи поверхности теплозащитных материалов часто превышает рабочий диапазон термопар, а при уносе массы термопара вообще может выйти на разрушающуюся поверхность. Очевидно, что в таких условиях нагрева не удастся восстановить теплофизические

свойства при температурах разрушающейся поверхности. В то же время, считается, что если температура материала не превышает рабочего диапазона термопары, и за время эксперимента она остается внутри материала, то полученные температурные поля позволяют определить теплофизические свойства с удовлетворительной точностью.

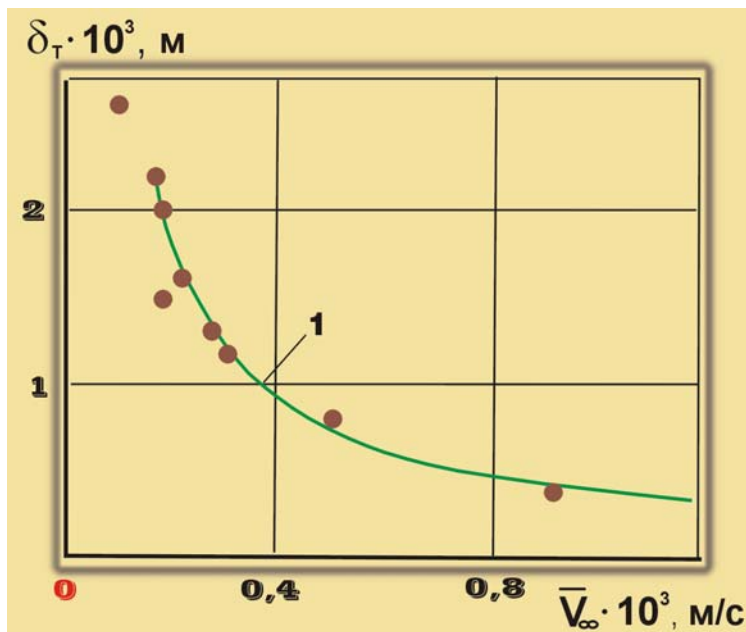


Рис. 7.13. Зависимость глубины прогрева до изотермы $T^* = 1800\text{К}$ легированной КСК от скорости разрушения поверхности: 1 – расчет по (7.5) при $a = 0,65 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; точки – эксперимент

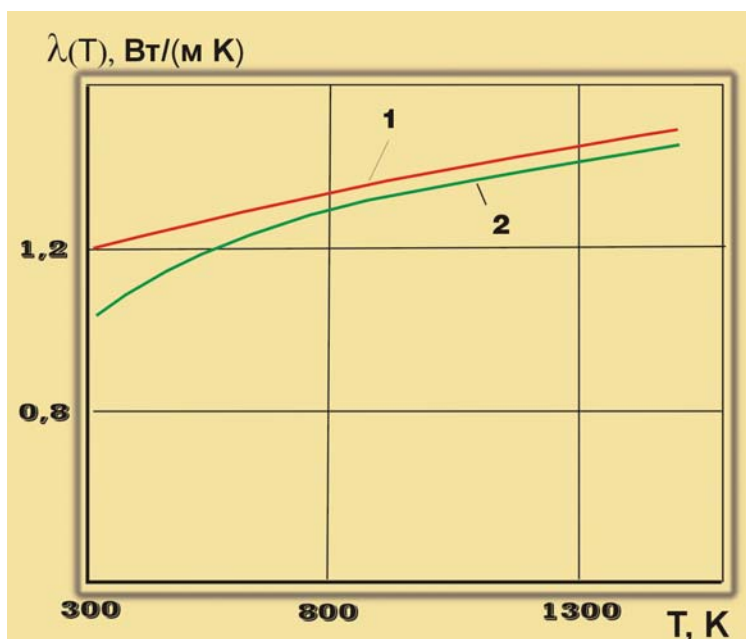


Рис. 7.14. Зависимость теплопроводности чистой КСК от температуры, восстановленной с учетом и без учета оптических свойств: 1 – без учета оптических свойств; 2 – с учетом (программа РКТ)

С целью проверки влияния скорости разрушения поверхности и давления окружающей среды на коэффициент теплопроводности материала эксперименты по измерению температур в образцах кварцевой стеклокерамики были проведены на различных режимах (табл. 5.2). Метод установки термопар в образцах и порядок проведения экспериментов описан в работе [237] (см. разд. 5.4).

Несмотря на то, что скорость уноса образцов КСК в зависимости от условий испытаний отличалась более чем в два раза, усредненные по итерациям коэффициенты теплопроводности для большинства образцов удовлетворительно совпали. Однако было установлено, что если использовать в качестве граничной термопару, расположенную близко к поверхности образца, разрушающегося с невысокой скоростью, то можно получить резкое (до 2-х раз) снижение теплопроводности (рис. 7.15). При этом последующий анализ установки термопар на разрезанных после испытаний образцах не выявил какого-либо существенного отличия в их расположении. В связи с этим для проверки приме-

7.3. Теплопроводность кварцевой стеклокерамики в нестационарном и квазистационарном режимах прогрева

нимости найденных значений теплопроводности было рассчитано температурное поле для обеих зависимостей $\lambda(T)$, приведенных на рис. 7.15.

Расчеты проводились по программному комплексу RVS-IEK, который включает четыре программы. Основные программы предназначены для расчета температуры поверхности, линейного уноса, а также нестационарных тепловых полей и разработаны на основе работ [244, 247, 288]. Исходными данными необходимыми для расчета являются: квазистационарные значения $\bar{T}_w, \bar{V}_\infty$, параметр нестационарного уноса d_0 , зависимости $\rho c(T)$ и $\lambda(T)$. Параметр d_0 для легированной КСК принимался равным $0,4 \cdot 10^{-3}$ м, а для чистой – $0,85 \cdot 10^{-3}$ м (табл. 6.5).

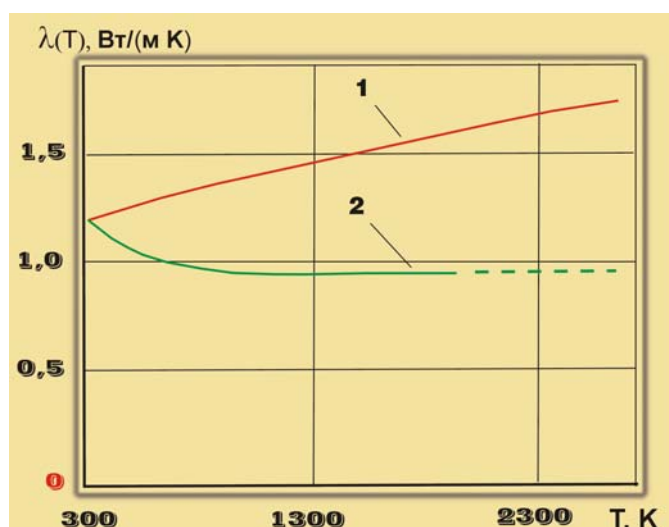


Рис. 7.15. Зависимость теплопроводности легированной КСК, восстановленной при использовании в качестве граничных условий показаний внутренних термопар (1-я и 4-я):

1 – при $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с; 2 – при $\bar{V}_\infty = 0,02 \cdot 10^{-3}$ м/с

На рис. 7.16, видно, что при использовании в качестве граничных условий показаний первой и четвертой термопары и соответствующей зависимости $\lambda(T)$, расчеты хорошо согласуются с результатами измерений внутренними термопарами, в том числе и при небольших скоростях уноса. Однако, если граничными условиями являются временные зависимости температуры поверхности и скорости уноса, то нижняя кривая $\lambda(T)$ (рис. 7.16, кривая 2) явно не соответствует действительности (рис. 7.17).

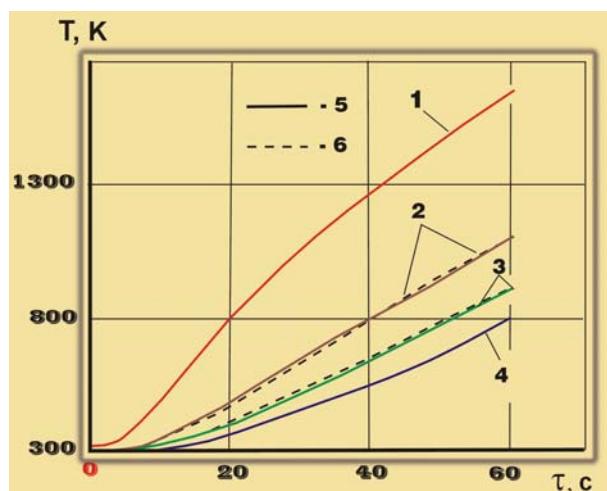


Рис. 7.16. Температурное поле в образце легированной КСК при $\bar{V}_\infty = 0,02 \cdot 10^{-3}$ м/с и $\bar{T}_w = 2350$ К: 1–4 – расстояние от исходной поверхности (6,4; 8,73; 10,25; 11,37) · 10^{-3} м; 5 – эксперимент; 6 – расчет для $\lambda(T)$, приведенной на рис. 7.15 (кривая 2), при использовании в качестве граничных условий показаний первой и четвертой термопар

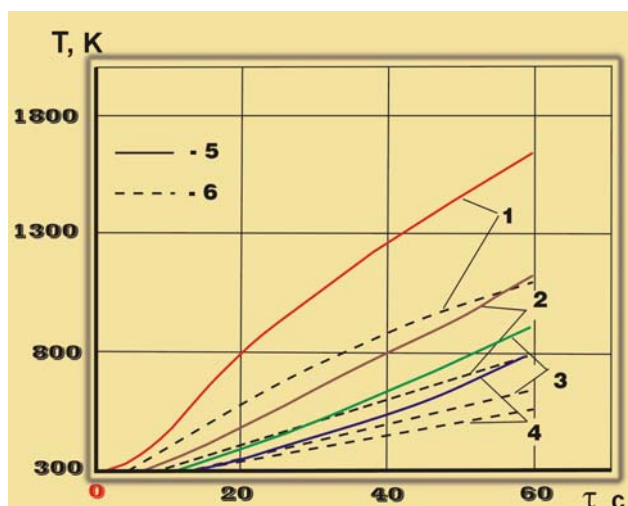


Рис. 7.17. То же: 6 – расчет при использовании в качестве граничных условий экспериментальных значений $T_w(\tau)$ и $V_\infty(\tau)$

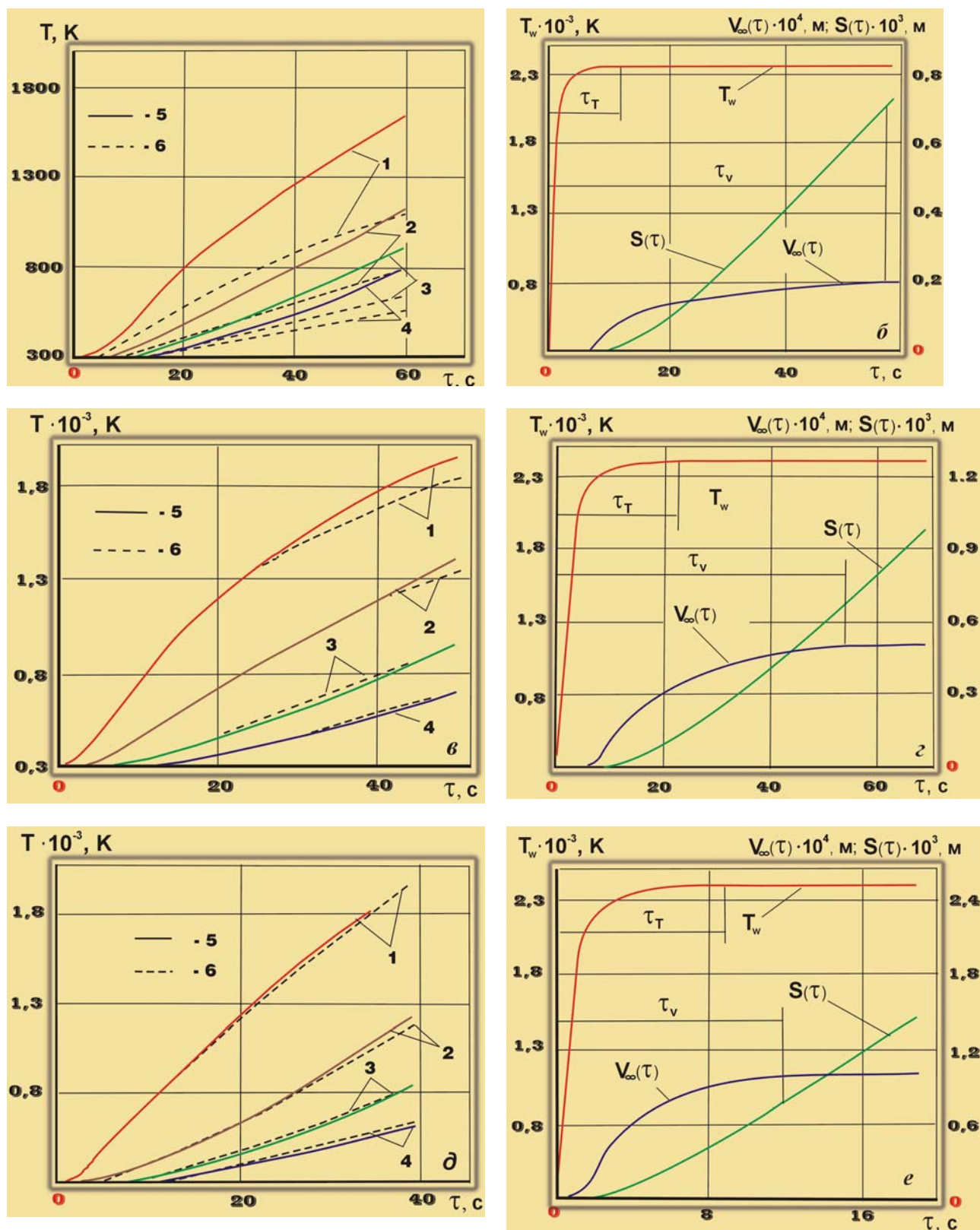


Рис. 7.18. Температурные поля (а, в, д) и параметры разрушения (б, г, е) для образцов легированной КСК:

а, б – $\bar{V}_\infty = 0,02 \cdot 10^{-3}$ м/с; 1–4 – расстояние от исходной поверхности (6,4; 8,73; 10,25; 11,37) $\cdot 10^{-3}$ м;

в, г – $\bar{V}_\infty = 0,05 \cdot 10^{-3}$ м/с; 1–4 – (4,54; 6,93; 9,42; 11,65) $\cdot 10^{-3}$ м; д, е – $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с; 1–4 – (4,78; 7,78; 9,7;

11,65) $\cdot 10^{-3}$ м; 5 – эксперимент; 6 – расчет для $\lambda(T)$, приведенной на рис. 7.16 (кривая 1), и граничных условий на поверхности (б, г, е)

7.3. Теплопроводность кварцевой стеклокерамики в нестационарном и квазистационарном режимах прогрева

В то же время расчеты при использовании зависимости $\lambda(T)$ (рис. 7.15, кривая 1) и параметров на разрушающейся поверхности, рассчитанных по стационарным значениям $\bar{T}_w$, $\bar{V}_\infty$ и формулам, включающим K_{Tp} и d_0 , удовлетворительно согласуются с результатами экспериментов при изменении скорости уноса во всем рассмотренном диапазоне $(0,02-0,1) \cdot 10^{-3}$ м/с (рис. 7.18). Исключением являются только данные измерений первой термопарой, показания которой по мере уменьшения скорости уноса все более отличаются от расчетных значений.

Не останавливаясь пока на этом явлении, определим температурную зависимость $\lambda(T)$ для чистой кварцевой стеклокерамики, используя экспериментальные термограммы, приведенные на рис. 7.19. В отличие от легированной керамики, для которой значения $\lambda(T)$ в температурной зоне 1800 К – T_w определялись по результатам измерений толщины прогретого слоя, чистая керамика при температурах выше 1800 К является полупрозрачной, и для нее уравнение (7.5) не применимо. В связи с этим ее теплопроводность (рис. 7.20, кривая 2) находилась подбором при расчетах с учетом уноса. Для материалов, у которых появляется резкая граница перехода от практически непрозрачной зоны к полупрозрачной, такой метод определения $\lambda(T)$, в настоящее время, пожалуй, является единственно возможным, так как отсутствуют оптические свойства при столь высоких температурах. Кроме того, поскольку радиационный теплоперенос учитывается параметром d_0 , нет необходимости использовать показания термопары в области полупрозрачности, так как в этом случае они могут существенно отличаться от действительной температуры материала [233–235].

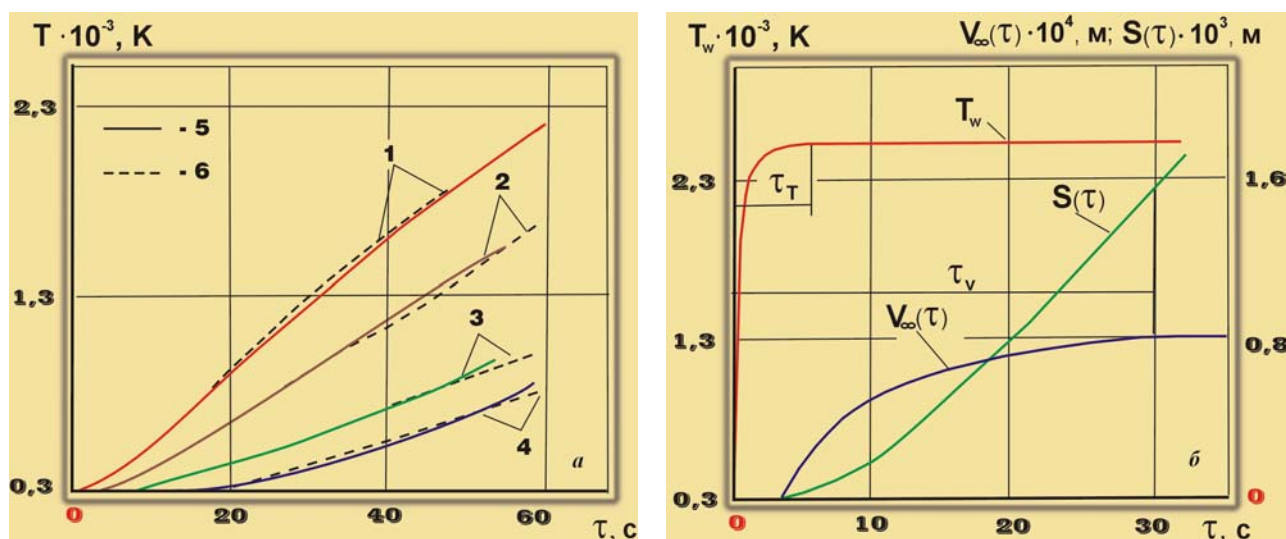


Рис. 7.19. Температурные поля (а) и параметры разрушения (б) в образце чистой КСК при $\bar{V}_\infty = 0,08 \cdot 10^{-3}$ м/с: 1–4 – расстояние от исходной поверхности $(5,5; 7,23; 9,95; 11,7) \cdot 10^{-3}$ м; 5 – эксперимент; 6 – расчет при граничных условиях на поверхности

На рис. 7.19 видно, что расчетные значения температур, определенные по $\lambda(T)$ (рис. 7.20, кривая 2), хорошо согласуются с экспериментальными данными. Начиная с температуры ~ 2000 К зависимость $\lambda(T)$ для чистой керамики резко возрастает, хотя при более низких значениях температур ее теплопроводность слабо отличается от теплопроводности легированной керамики.

Важной особенностью легированной кварцевой стеклокерамики является слабая зависимость ее коэффициента температуропроводности от температуры практически во всем диапазоне от T_0 до T_p (рис. 7.20, кривая 3).

На рис. 7.21 показана зависимость температуропроводности КСК от содержания Cr_2O_3 и пористости, найденная с помощью способа [289], из которой видно, что изменение количества Cr_2O_3 от 0,5 до 7% и пористости от 7,5 до 20% также слабо влияет на значение α . Однако, в разд. 6.4 было отмечено, что согласно работе [248] теплопроводность КСК зависит не только от пористости образцов, но и от пористости заготовок до спекания. Поскольку диаметр образцов изменялся от $10 \cdot 10^{-3}$ до $25 \cdot 10^{-3}$ м,

то они не могли быть изготовлены в одной партии и их температуропроводность находилась в пределах $(0,45 - 0,65) \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

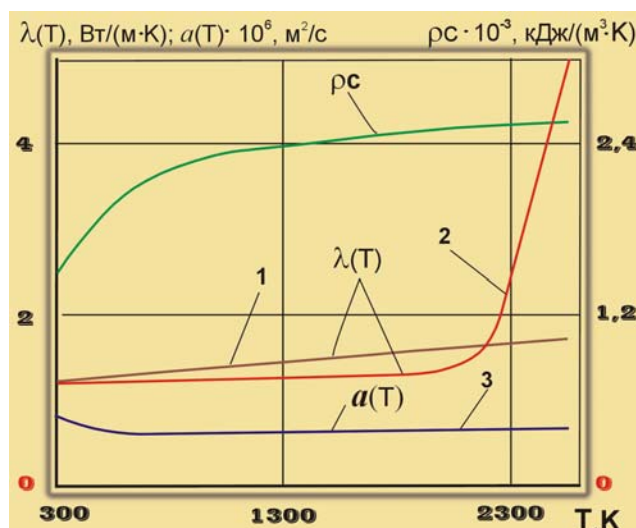


Рис. 7.20. Теплофизические характеристики кварцевой стеклокерамики: 1, 3 – легированная, 2 – чистая

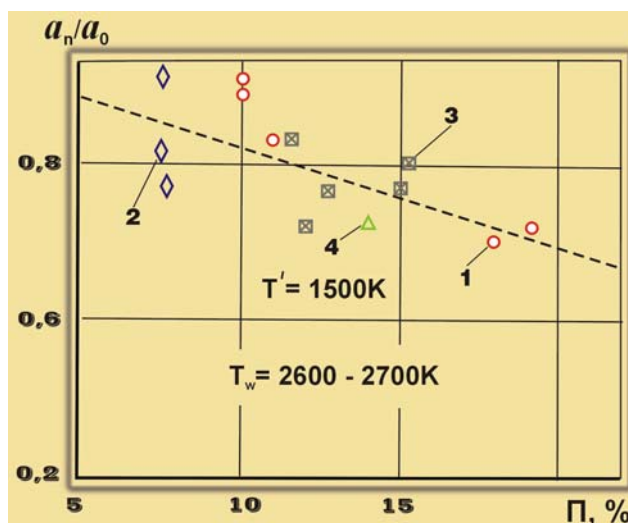


Рис. 7.21. Зависимость температуропроводности легированной КСК от пористости и содержания Cr_2O_3 при $T' = (T_w + T_0) / 2 \approx 1500 \text{ K}$: 1–4 – содержание Cr_2O_3 – 0,5; 1,0; 2,0 и 7% ($a_0 = 0,77 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ [285])

К. – Погляди-ка! Стоило тебя напугать, что мы никуда не полетим, и ты тут же научился нестационарный унос даже при переменных условиях рассчитывать. А если бы, как при Сталине, тебя в «шарашку» посадить, так мы бы, наверное, уже и всю вселенную освоили.

У. – Спасибо, как-нибудь обойдусь. А вот ты, как я полагаю, особых успехов еще не достиг. Подумаешь, научились восстанавливать температурные поля, а обратные задачи как были, так и остались со всеми своими некоррекциями. Хотя, следует отметить, что слабая зависимость температуропроводности кварцевой стеклокерамики от температуры еще раз доказывает, что с эталоном мы не прогадали.

К. – Не скажи! Мы же показали, что температурные поля, рассчитанные при использовании в качестве граничных условий законов изменения скорости разрушения и температуры поверхности, определяемых константой и параметром нестационарного уноса, вполне удовлетворительно согласуются с экспериментальными полями и показывают, что наличие общего «фокуса» у зависимостей пути, пройденного изотермами, также является следствием этих законов. Даже то, что расчет по уравнению теплопроводности согласуется с экспериментальными данными только для изотерм с невысокой температурой также работает в нашу пользу. Это говорит о том, что «классическая» теория, конечно же, не могла учесть установленную закономерность поглощения тепла в нестационарном режиме и приводит к необходимости применения $\Delta\epsilon$ при определении времени его завершения.

У. – Все равно, чего-то здесь не хватает.

ЭНЕРГОЕМКОСТЬ ВНУТРЕННИХ ПРОЦЕССОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ ТЕПЛОВОМ РАЗРУШЕНИИ МАТЕРИАЛА

Принципиальное различие механизмов поглощения тепла за счет внутренних и поверхностных процессов состоит в том, что в первом случае тепло аккумулируется в некотором объеме, а во втором поглощается в поверхностном слое разрушающегося материала. Время нестационарного периода накопления тепла внутренними слоями материала значительно превышает время установления стационарного режима поглощения тепла в поверхностном слое, которое соответствует времени достижения квазистационарной скорости уноса массы τ_v .

Внутренние процессы поглощения тепла зависят от теплофизических свойств материала, включают все связанные с выделением и поглощением тепла эффекты, проходящие внутри материала, и, в конечном счете, определяют его теплосодержание. В данном случае под энергоемкостью внутренних процессов следует понимать теплосодержание материала в слое фиксированной толщины, равной стационарному значению глубины прогрева. При заданной температуре поверхности она зависит от профиля температур внутри материала и достигает максимальной величины в момент установления стационарного профиля температур.

8.1. Эффект накопления тепла в поверхностном слое низкотеплопроводных материалов при тепловом разрушении

При экспериментальных исследованиях температурных полей в кварцевой стеклокерамике вблизи разрушающейся поверхности был установлен *S*-образный профиль температур [237], возникновение которого в однородных материалах типа КСК можно было объяснить только значительным увеличением теплопроводности за счет лучистой составляющей теплопереноса.

На рис. 8.1 представлены температурные профили в образцах чистой и легированной КСК в квазистационарном режиме прогрева и уноса массы этих материалов. Они полностью соответствуют теоретическим моделям. *S*-образный профиль в поверхностном слое чистой керамики хорошо согласуется с расчетом и объясняется тем, что ее теплопроводность при температурах выше 2000 К возрастает в три раза по сравнению с теплопроводностью легированной керамики (рис. 7.20, кривая 2).

В легированной керамике, теплопроводность которой при повышении температуры растет слабо, как и следовало ожидать, в квазистационарном режиме прогрева профиль температуры имеет экспоненциальный характер и определяется выражением:

$$\theta^* = \frac{\tilde{T} - T_0}{T_w - T_0} = \exp\left(-\frac{\bar{V}_\infty}{a} y\right), \quad (8.1)$$

Однако оказалось, что в образцах непрозрачной КСК в нестационарном режиме прогрева также наблюдается *S*-образный профиль температуры (рис. 8.2). Такой профиль в нестационарном режиме прогрева легированной КСК оставался вплоть до установления квазистационарного режима.

С точки зрения существующих понятий одно из объяснений этого результата может выглядеть следующим образом: с момента начала разрушения (плавления) поверхности КСК какое-то количество тепла идет на разрыв связей. В случае кристаллического материала оно больше, а стеклообразного – меньше. Это может привести к замедлению нарастания температуры поверхности, заданного тепловым потоком до начала ее разрушения и, соответственно, к деформации профиля температур. Однако недостаток такого объяснения заключается в том, что теплота плавления двуоксида кремния не превышает 160 кДж/кг, т. е. порядка 7% его теплосодержания при температуре плавления (2140 кДж/кг), и вряд ли может привести к такому существенному искривлению профиля температуры, тем более, что в квазистационарном режиме прогрева легированной (непрозрачной) КСК *S*-образный профиль полностью исчезает (рис. 8.2, кривая 2). В то же время, если в поверхностном слое материала до установления стационарного режима уноса массы, как было показано в разд. 6.2, поглощается не менее

1000 кДж/м², то обнаруженное искривление профиля температур вполне возможно. По-видимому, механизм достижения стационарного режима уноса массы аналогичен эрозионному разрушению [245, 246].

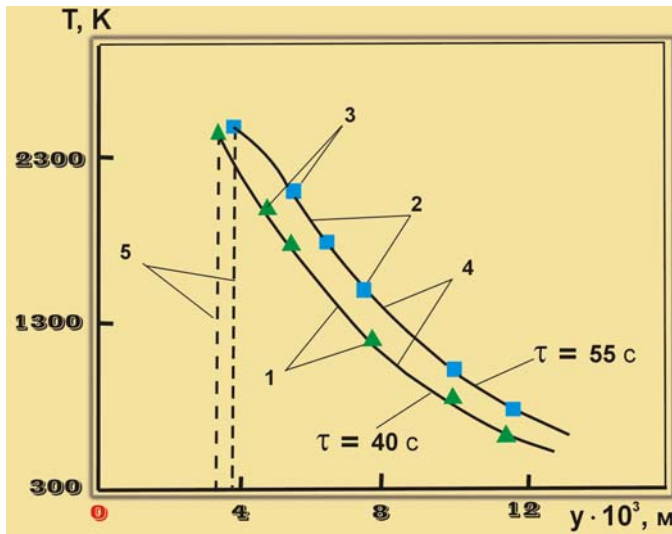


Рис. 8.1. Сравнение температурных профилей в чистой и легированной КСК: 1 – легированная КСК на 40 с нагрева ($q_k = 8350$ кВт/м²; $T_w = 2390$ К; $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с); чистая КСК на 55 с нагрева ($q_k = 7260$ кВт/м²; $T_w = 2510$ К; $\bar{V}_\infty = 0,08 \cdot 10^{-3}$ м/с); 3 – эксперимент; 4 – расчет по уравнению теплопроводности при переменных теплофизических характеристиках (рис. 7.20); 5 – положение нагреваемой поверхности

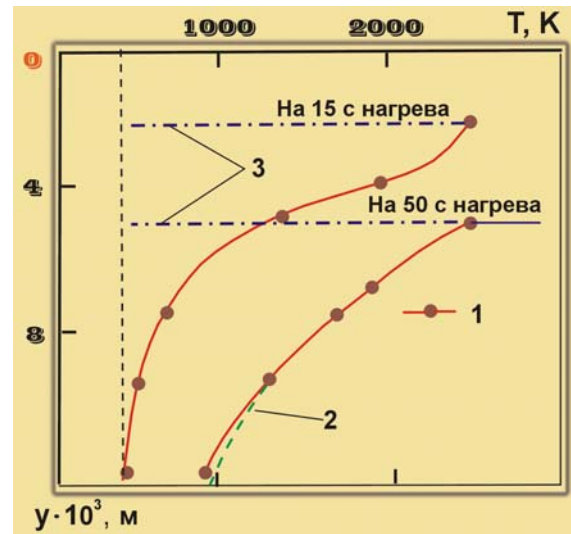


Рис. 8.2. Экспериментальные профили температур в образце легированной КСК при $\bar{V}_\infty = 0,11 \cdot 10^{-3}$ м/с: 1 – эксперимент; 2 – стационарный профиль температур, расчет по (8.1); 3 – положение нагреваемой поверхности ($q_k = 7260$ кВт/м²)

В разделах 5.3 и 7.1 было отмечено, что численные расчеты по существующим моделям прогрева и уноса массы [2] позволяют подтвердить установленные закономерности только для глубинных изотерм и не согласуются с экспериментальными данными при высоких температурах.

Согласно экспериментальной модели прогрева и уноса массы, включающей константу теплового разрушения (см. разд. 6.5), скорость уноса устанавливается в тот момент, когда с поверхности будет унесен слой ($S(\tau_v) = d_0 / K_{Tp}^2$), толщина которого зависит от теплопроводности материала. Однако после достижения стационарного значения скорость уноса уже не зависит от теплопроводности и в дальнейшем определяется только балансом тепла на разрушающейся поверхности материала. Этот вывод согласуется с формулой (4.5), хотя она получена по модели, предполагающей установление стационарного режима уноса массы через бесконечное время нагрева [2].

Следовательно при достаточной тепловой нагрузке для установления стационарного режима уноса массы, по-видимому, не требуется бесконечного времени нагрева. Поступление тепла к внутренним слоям материала перестает зависеть от его теплопроводности и определяется только скоростью перемещения поверхности материала с момента удаления слоя $S(\tau_v)$. Можно считать, что в этот момент времени профиль температуры, если рассматривать изотермы с температурой близкой к $\bar{T}_w$, стал стационарным, поскольку их скорость сравнялась со скоростью уноса. Предложенная модель (см. разд. 6.5, рис. 6.17) предполагает не постепенное приближение, а полное совпадение текущего профиля температур со стационарным по мере перехода к изотерме с более низкой температурой. На рис. 8.2 видно, что на 50-й секунде нагрева экспериментальный профиль для легированной КСК совпадает с расчетным для стационарного режима и только для изотерм с низкой температурой еще наблюдается отклонение от стационарного профиля, определяемого уравнением (8.1). Именно в этом смысле режим прогрева остается квазистационарным.

Однако приведенные выше результаты были получены при экспериментальных исследованиях однородных образцов, в частности, кварцевой стеклокерамики. В то же время большинство теплозащитных покрытий представляют собой композиционные материалы типа асбо,- угле,- стеклопласти-

8.1. Эффект накопления тепла в поверхностном слое низкотеплопроводных материалов при тепловом разрушении

ков и применимость установленных закономерностей при их тепловом разрушении требует проверки. Полученные результаты еще не позволяют сделать однозначный вывод о влиянии накопленного тепла (энергии) в поверхностном слое на процесс достижения стационарного уноса массы, так как нестационарный режим разрушения поверхности при наличии в материалах внутреннего фронта газообразования и без него существенно отличается.

При испытаниях образцов коксующихся теплозащитных материалов, например, асботекстолита в потоке воздушной плазмы в первом приближении можно считать, что разрушение поверхности происходит под влиянием термического, термомеханического и окислительного воздействий набегающего газового потока. На рис. 5.3 (см. разд. 5.1) приведены результаты исследования закономерности $\Delta^* \approx K\sqrt{\tau}$ для образцов асботекстолита, испытанных в условиях радиационного и конвективного нагрева в струе воздушной плазмы при двух значениях теплового потока, одинаковых для радиационного и конвективного нагрева (т. е. практически при одинаковых темпах нагрева). При одном и том же тепловом воздействии в условиях радиационного и конвективного нагрева скорость разрушения поверхности отличалась почти в три раза. Вид нагрева (точнее различие в механизмах уноса массы) сильно влияет также на установившееся значение глубины прококсированного слоя асботекстолита. Так, например, значение $\delta_c \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ м характерно для конвективного и совместного радиационно-конвективного нагрева в потоке воздуха, т. е. в условиях термомеханического и окислительного воздействия. При нагреве в потоке азота δ_c достигает $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ м, а при радиационном нагреве $\sim 5,5 \cdot 10^{-3}$ м.

Учитывая, что зависимость температуры поверхности для всех вариантов нагрева при одном и том же тепловом потоке почти совпадала (рис. 8.3), а тангенс угла наклона линейных зависимостей ($K\sqrt{a}$), был примерно равен, то, и эффективный коэффициент температуропроводности прококсированного слоя можно считать одинаковым, несмотря на его различную толщину в условиях радиационного и конвективного нагрева в потоках воздушной и азотной плазмы.

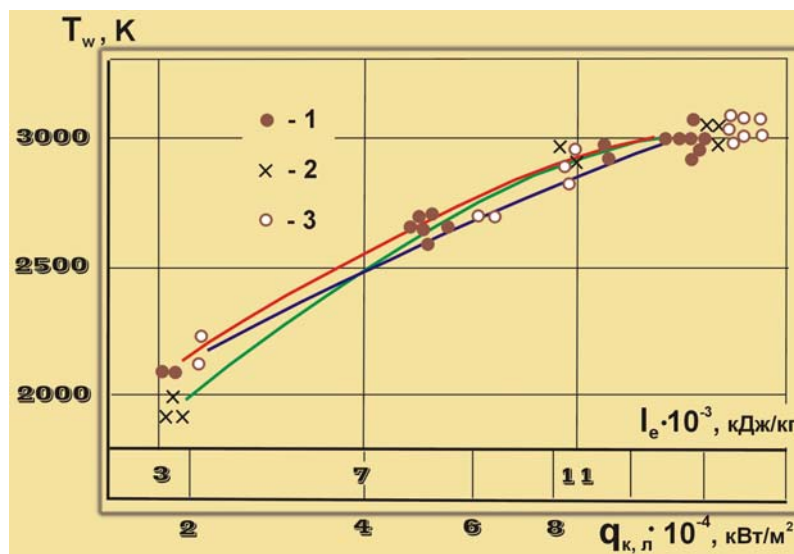


Рис. 8.3. Зависимость температуры поверхности образцов асботекстолита, испытанных в различных условиях нагрева: 1, 2 – конвективный нагрев в потоках воздуха и азота; 3 – радиационный нагрев; точки – эксперимент, линии – аппроксимация

Отсюда следует, что увеличение скорости уноса за счет различного механизма разрушения поверхности асботекстолита при одинаковом темпе нагрева приводит только к сокращению времени существования линейных зависимостей $\Delta^* = f\sqrt{\tau}$, но не меняет скорости перемещения изотермы коксования ($T^* \approx 1070$ К), а, следовательно, и скорости фильтрации газообразных продуктов через прококсированный слой.

В этих экспериментах неожиданным оказалось то, что, вопреки принятым представлениям, в условиях одного вида нагрева глубина прококсированного слоя асботекстолита в момент завершения нестационарного периода коксования τ_{δ_c} достигала одного и того же значения независимо от уровня подводимого теплового потока (рис. 8.4, б). При этом скорость уноса, например, для конвективного и совместного радиационно-конвективного нагрева в потоке воздуха, изменялась более чем на порядок ($\bar{V}_{\infty} = (0,05 - 0,6) \cdot 10^{-3}$ м/с, рис. 8.4, а).

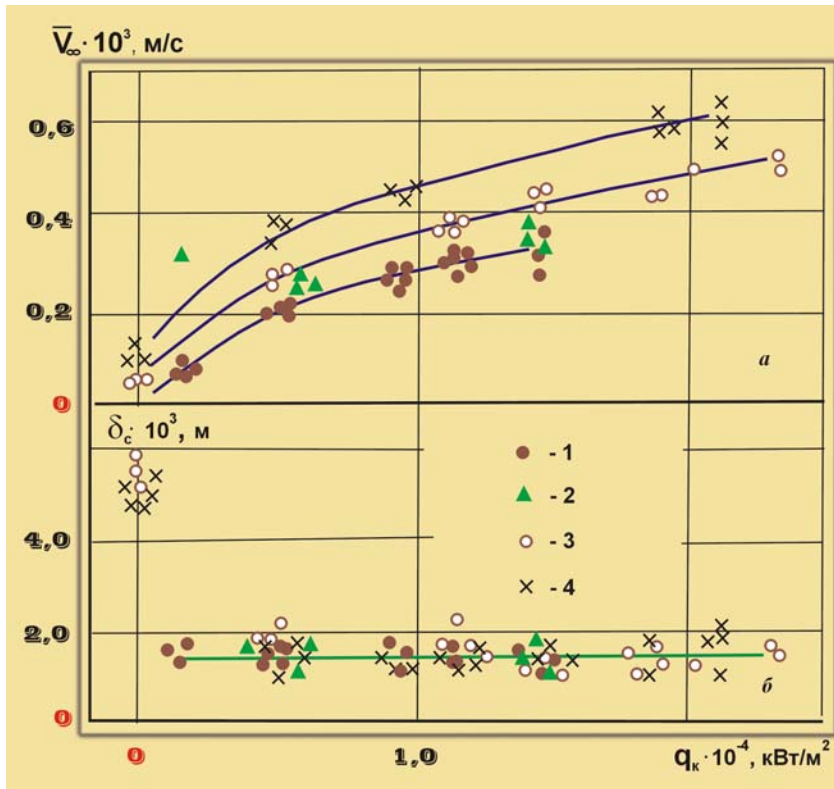


Рис. 8.4. Скорость уноса (а) и толщина прококсованного слоя (б) асботекстолита при конвективном и совместном радиационно – конвективном нагреве в зависимости от конвективного теплового потока: 1 – конвективный нагрев; 2–4 – совместный нагрев, лучистый тепловой поток $q_{\text{л}} = 4200, 6300, 10\ 500 \text{ кВт/м}^2$; точки – эксперимент, линии – аппроксимация

Это противоречит экспериментальным результатам, полученным на образцах стеклопластика на эпоксидном связующем и кварцевой стеклокерамики, толщины прококсованного (рис. 7.7, разд. 7.2) и прогретого слоя (рис. 7.13, разд. 7.3) которых убывают при увеличении скорости уноса и хорошо согласуются с расчетом по (7.5) при постоянных значениях коэффициента температуропроводности ($a = 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ и $0,65 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, соответственно).

При тепловом разрушении композиционного материала, в том числе асботекстолита, сильное влияние на формирование температурного поля внутри материала оказывает фильтрация газообразных продуктов разложения связующего. При повышении уровня подводимого теплового потока возрастает скорость их выхода (рис. 8.5, б), а, следовательно, и количество поглощаемого газообразными продуктами тепла. Принципиальное различие в зависимостях стационарных значений прококсованного слоя асботекстолита и стеклопластика от скорости уноса массы определяется только тем, образуется при разрушении наполнителя пленка расплава или нет. Пленка расплава, которая образуется в процессе плавления наполнителя, может не только закрыть каналы в прококсованном слое, но и существенно изменить механизм разрушения материала. Характер прогрева и разрушения такого стеклопластика близок к механизму разрушения материалов на основе кварцевого стекла. В этом случае охлаждающая роль газообразных продуктов разложения связующего резко уменьшается, так как практически прекращается фильтрация через пористый коксовый слой. При этом, как следует из рис. 7.7, значение эффективного коэффициента температуропроводности практически не зависит от скорости уноса массы.

На рис. 8.5 и 8.6 показано, что при свободной фильтрации газообразных продуктов через прококсованный слой его толщина выходит на постоянное значение также и при других механизмах разрушения поверхности и не зависит от природы материала.

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 8.7, а, дают возможность оценить влияние газообразных продуктов разложения связующего на эффективную температуропроводность асботекстолита в нестационарном режиме прогрева. В табл. 8.1 даны значения коэффициента a , полученные по формуле $\Delta^* = K\sqrt{a}(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_\varepsilon})$ (5.7) и выражению

$$a = \frac{4\bar{V}_\infty^2}{K^2} \tau_\delta, \quad (8.2)$$

8.1. Эффект накопления тепла в поверхностном слое низкотеплопроводных материалов при тепловом разрушении

вытекающему из формулы (6.27) для определения времени установления стационарного режима коксования, при котором $V_{\theta^*} = \bar{V}_{\infty}$. Здесь коэффициент K определяется по (5.22).

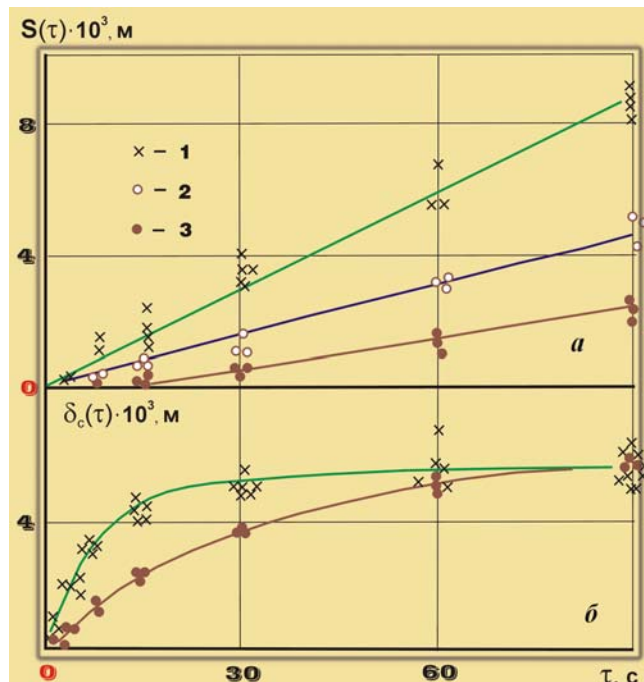


Рис. 8.5. Зависимости линейного уноса (а) и глубины прококсованного слоя (б) асботекстолита АП от времени при радиационном нагреве (СГУ-4): 1, 2, 3- $q_{\text{л}} = (1,05; 0,63; 0,21) \cdot 10^4$ кВт/м²; точки – эксперимент

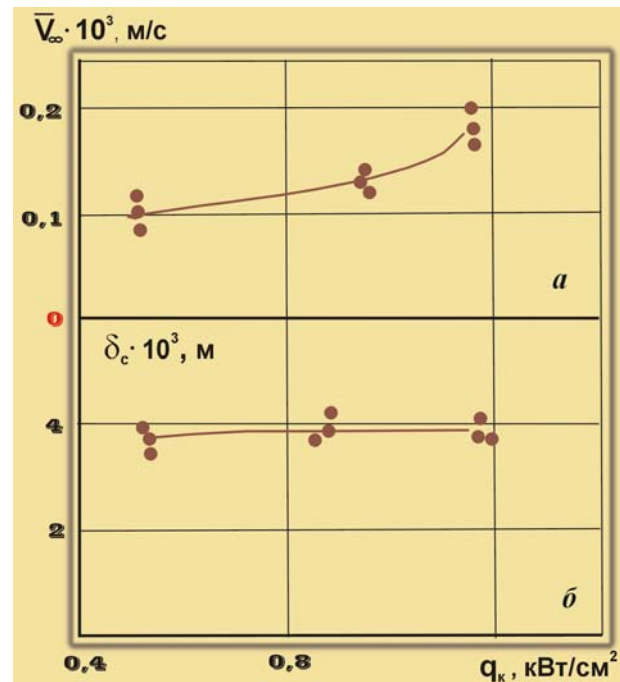


Рис. 8.6. Зависимости скорости уноса (а) и глубины прококсованного слоя (б) углепластика УСС-2 от калориметрического теплового потока при нагреве в воздушной плазме: точки – эксперимент

Из таблицы видно, что значение температуропроводности a для скорости уноса $0,25 \cdot 10^{-3}$ м/с примерно в три раза превышает его величину, полученную при скорости $0,065 \cdot 10^{-3}$ м/с, и удовлетворительно согласуется с данными работы [139]. В то же время из рис. 8.5, б следует, что примерно во столько же раз приращение скорости уноса массы за счет газообразных продуктов разложения связующего при $\bar{V}_{\infty} = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м/с больше, чем при $\bar{V}_{\infty} = 0,065 \cdot 10^{-3}$ м/с. Необходимо отметить, что при определении коэффициента a через тангенс угла наклона линейной зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ для 2-го режима нагрева следует рассматривать только нестационарный участок (до 8 с нагрева).

Следовательно возрастание эффективной теплопроводности прококсованного слоя асботекстолита происходит в основном за счет повышения скорости выхода газообразных продуктов разложения связующего при их фильтрации через пористый слой.

Анализ результатов, приведенных на рис. 6.4 и рис. 8.7, а подтверждает вывод о том, что в поверхностном слое разрушающегося материала при повышении его температуры от T_p до $\bar{T}_w$, действительно, накапливается тепло, величина которого не зависит от перепада температур $(\bar{T}_w - T_p)$ [244].

При уносе массы материала без внутреннего источника газообразования нестационарный режим заканчивается после того, как это тепло (определяемое константой теплового разрушения) будет поглощено унесенной массой с его поверхности [250]. Уравнение (6.7), описывающее унос массы в нестационарном периоде, при подстановке в него соответствующих значений $S(\tau_v)$, τ_v и τ_y , переходит в уравнение (5.24), из которого получено значение константы K_{T_p} .

В свою очередь, на рис. 8.7 видно, что при свободном выходе газообразных продуктов разложения связующего нестационарный участок линейного уноса с поверхности материала практически отсутствует (рис. 8.7, а, светлые треугольники и точки), а стационарный режим разрушения поверхности начинается сразу после того, как накопленное тепло будет поглощено за счет фильтрации газообразных продуктов разложения связующего.

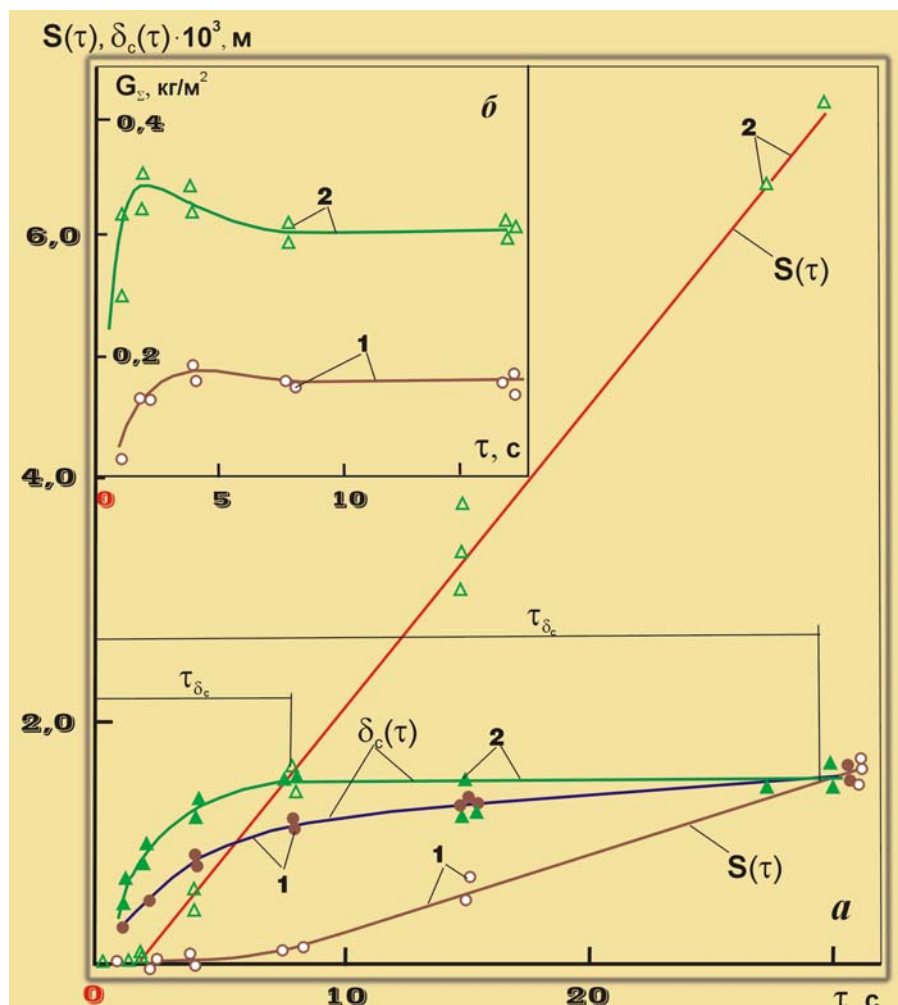


Рис. 8.7. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$, толщины прококсованного слоя $\delta_c(\tau)$ (а) и массового уноса G_v (б) асботекстолита от времени нагрева:
 1 – $\bar{V}_\infty = 0,065 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$;
 2 – $\bar{V}_\infty = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$;
 точки – эксперимент; линии – аппроксимация; светлые точки – унос массы; темные точки – прококсованный слой

Таблица 8.1 – Влияние темпа нагрева на эффективный коэффициент температуропроводности прококсованного слоя асботекстолита

q_k , кВт/м ²	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	$K\sqrt{a}$, м/с ^{0,5}	τ_δ , с	$a \cdot 10^6$, м ² /с		
					(5.7)	(8.2)	[139]
1600	0,065	2160	0,7	30	0,21	0,21	0,36
10 000	0,25	2980	1,45	8	0,73	0,69	0,72

Поскольку за время нестационарного периода прококсованный слой достигает постоянной толщины и не зависит от скорости уноса массы при заданном механизме разрушения поверхности (рис. 8.7, а, темные треугольники и точки), то из этого следует, что в нестационарном периоде коксования выделяется приблизительно одинаковое количество газообразных продуктов [290].

Причиной этого, по-видимому, является то, что коэффициент K , определяющий скорость перемещения изотермы коксования (5.7), при наличии внутреннего фронта газообразования стремится к своему минимальному значению, которое при уносе массы рассчитывается по (5.22). В этих условиях происходит изменение скорости фильтрации газообразных продуктов разложения связующего пропорционально подводимому тепловому потоку, т. е. происходит «саморегулирование» эффективного коэффициента температуропроводности таким образом, чтобы скорость перемещения изотермы коксования в нестационарном режиме не превышала величины, определяемой зависимостью (5.22). При этом суммарная толщина прококсованного и унесенного слоев в момент установления стационарного режима коксования достигает одной и той же величины ($\sim 2\delta_c$), которая определяется механизмом разрушения поверхности (термическим, термоэрозийным и окислительным), независимо от величины подводимого теплового потока и связанного с этим изменения скорости разрушения поверхности (рис. 8.7, а).

8.1. Эффект накопления тепла в поверхностном слое низкотеплопроводных материалов при тепловом разрушении

Формулы (6.7), (6.8), (6.13), (6.18), (6.31) и (6.32), включающие константу K_{Tp} и параметр d_0 , и тем самым учитывающие эффект накопления тепла в поверхностном слое материала, позволяют восстановить граничные условия на поверхности по стационарным значениям $\bar{T}_w$ и $\bar{V}_\infty$. Использование этих граничных условий при восстановлении теплофизических характеристик дает возможность значительно расширить температурный диапазон их определения. Это хорошо видно на примерах чистой кварцевой стеклокерамики (рис. 7.20) и углепластика (рис. 8.8).

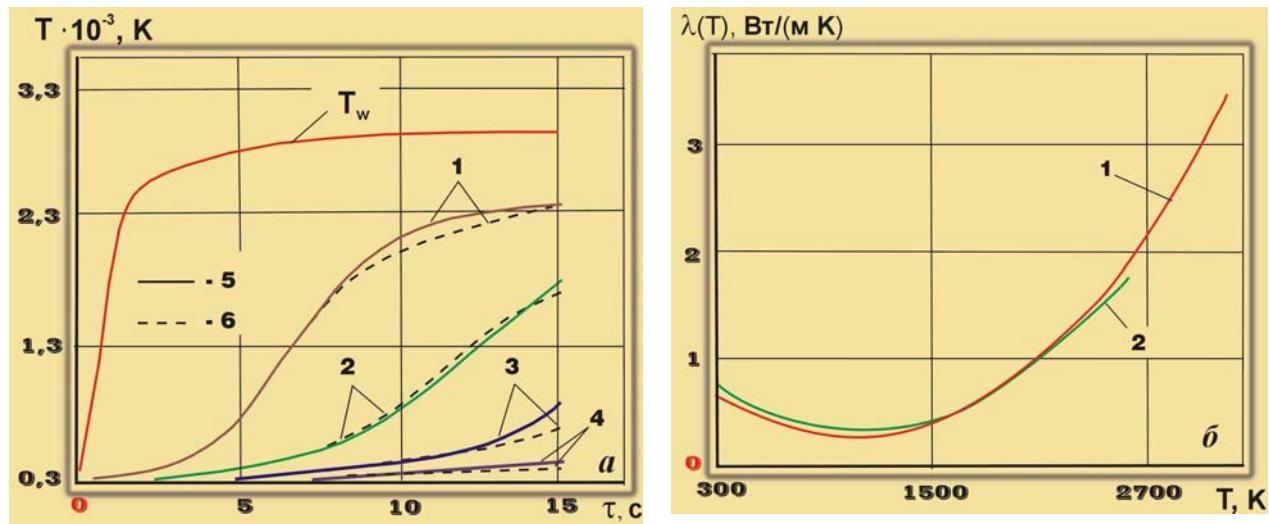


Рис. 8.8. Температурное поле (а) и теплопроводность углепластика УТП (б) в условиях стенда ВПС-1000Л/В при $\bar{T}_w = 2920$ К и $\bar{V}_\infty = 0,05 \cdot 10^{-3}$ м/с: а – 1–4 расстояние от исходной поверхности (2,35; 3,8; 5,2; 6,8) · 10⁻³ м; 5 – эксперимент; 6 – расчет; б – $\lambda(T)$, восстановленная при граничных условиях на поверхности; 2 – с помощью ОКЗТ (граничные условия по данным первой и четвертой термопар).

Полученные результаты показывают, что при скоростях уноса выше $0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с, достаточно продолжительных временах нагрева, а также высоких значениях коэффициента $\lambda(T)$ (например, для углепластика, рис. 8.8) расчеты по нелинейному уравнению теплопроводности хорошо согласуются с экспериментальными полями во всем температурном диапазоне. Однако при небольших скоростях уноса массы наблюдается значительное искажение профиля температуры вблизи поверхности вследствие поглощения тепла в разрушающемся слое. Использование таких термограмм для восстановления теплофизических свойств путем решения ОКЗТ может привести к большим ошибкам (например, рис. 7.15). Применимость теплофизических свойств, полученных для образцов ТЗМ при уносе массы, желательно проверять путем сравнения экспериментальных и расчетных температурных полей при задании граничных условий на поверхности. При этом для определения временных зависимостей скорости уноса и температуры поверхности при известных стационарных значениях можно воспользоваться уравнениями, полученными на основе константы K_{Tp} и параметра d_0 .

У. – Отлично! Ты полностью реабилитирован. Наконец-то, нам удалось спуститься с космических высот на Землю и выдать что-то стоящее для прояснения высокотемпературных процессов при плавлении различных материалов. Мы имеем наглядное доказательство, почему нестационарный режим заканчивается быстрее, чем предписывает теория. Профили температур вблизи разрушающейся поверхности материала, которые нам удалось измерить, наглядно это подтверждают. Кстати, с точки зрения физики здесь, по-моему, никакого криминала нет. У разрушающейся поверхности материал меняет свое агрегатное состояние, что, как правило, сопровождается всякими «катаклизмами».

К. – Конечно, получилось красиво. Однако, меня смущают возможные вопросы, связанные с измерением высоких температур даже в нашем эталонном материале. Например, что бы ты мог возразить на замечания по точности измерения температуры поверхности, а также результатов, полученных с помощью термопарных измерений. Насколько ты можешь гарантировать одномерность профиля температур и отсутствие бокового прогрева и т. д. Многие нам просто не поверят.

У. – Как ты помнишь, мы и раньше пытались доказать, что мы все правильно делаем. Конечно, здесь нужны альтернативные измерения. Однако мы их то же проводили. Например, при испытаниях образцов в некоторых случаях (стенд ЖРД-2М) нам удалось продублировать показания пирометра термопарными измерениями. По мере разрушения поверхности образца вольфрам-рениевая термопара выходила на поверхность и давала возможность сравнить ее показания с показаниями пирометра.

Далее, мы провели большую работу по определению температуры, при которой происходит изменение окраски в образцах легированной кварцевой стеклокерамики. Было установлено, что эта температура соответствует $T^*=1800$ К. В результате, в нашем распоряжении появилась контрольная точка, которая всегда позволяла проверить показания термопары, оказавшейся в этой области.

Ты, наверное, забыл, сколько времени ушло на изготовление керамических колец, одной из задач которых была именно защита от бокового нагрева при обтекании газовым потоком.

Уравнение для расчета температурного коэффициента K , из которого получено значение нашей константы, установлено, как с помощью термопарных измерений, так и путем измерений пути, пройденного изотермой с четко установленной температурой ($T^*=1800$ К), и проверено на материалах различных классов.

Я уже не говорю о том, что эксперименты проводились на разных установках по различным методикам, на образцах разного диаметра, которые защищались от бокового прогрева различными методами. Кроме того, для доказательства закономерностей и определения параметров широко использовались экспериментальные данные из литературы, обработанные соответствующим образом. Наконец, вполне удовлетворительно согласуются расчетные и экспериментальные температурные поля для различных материалов при граничных условиях на поверхности, определяемых константой теплового разрушения материала и параметром нестационарного уноса. – Разве этого мало?

К. – Наверное, ты прав, но Фома-неверующий всегда найдется. Кстати, хочу отметить один любопытный вывод, который вытекает из уравнений, ограничивающих верхнюю и нижнюю границы области, в которой установлена зависимость температурного коэффициента K от темпа нагрева. Как ты заметил, если минимальные значения температурного коэффициента K определяются уравнением (5.22), из которого при $\theta^*=1$ вытекает значение K_{T_p} , то для определения его максимальных значений надо применять уравнение (5.23), которое при $\theta^*=1$ вообще вырождается, как бы подчеркивая, что внутренние процессы поглощения тепла свои возможности полностью исчерпали.

8.2. Равенство толщин прогретого и унесенного слоев материала в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла

В разд. 5.3 (табл. 5.1) было показано, что в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев глубина прогретого слоя отличается от своего стационарного значения не более чем на 10%. Однако расчеты позволяют сделать такой вывод только для изотерм с безразмерной температурой $\theta^* \leq 0,1$. В то же время на рис. 8.9 приведены экспериментальные данные, подтверждающие равенство толщин в момент времени τ_δ даже для изотермы $\theta^* = 0,6$. Кроме того, в работе [246] показано, что эта закономерность должна выполняться также при чисто эрозионном разрушении материала под воздействием потока твердых частиц (рис. 8.10).

Подстановка формулы (6.27) в уравнения (5.7) и (6.21) показывает, что, действительно, для всех изотерм температурного поля с точностью до постоянных в момент τ_δ должно выполняться равенство толщин прогретого и унесенного слоев материала, т. е.

$$\Delta^*(\tau_\delta)/S(\tau_\delta) \approx 2. \quad (8.3)$$

При этом, как видно на рис. 8.11, резкое увеличение коэффициента теплопроводности при высоких температурах, например для чистой КСК (рис. 7.20), не влияет на выполнение этой закономерности.

Однако экспериментальные данные, приведенные на рис. 8.12, показывают значительное смещение зависимости линейного уноса влево при увеличении скорости разрушения поверхности легированной КСК.

Это вызывает необходимость рассмотреть диапазон применимости закономерности (8.3). Тем более, что при исследовании температурных полей в кварцевой стеклокерамике была установлена

8.2. Равенство толщин прогретого и унесенного слоев материала в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла

существенная зависимость температурного коэффициента K в закономерности $\Delta^*(t) \approx K\sqrt{t}$ от скорости разрушения поверхности (рис. 5.15, разд. 5.6). Было установлено, что коэффициент K может изменяться в диапазоне, ограниченном зависимостями (5.22) и (5.23).

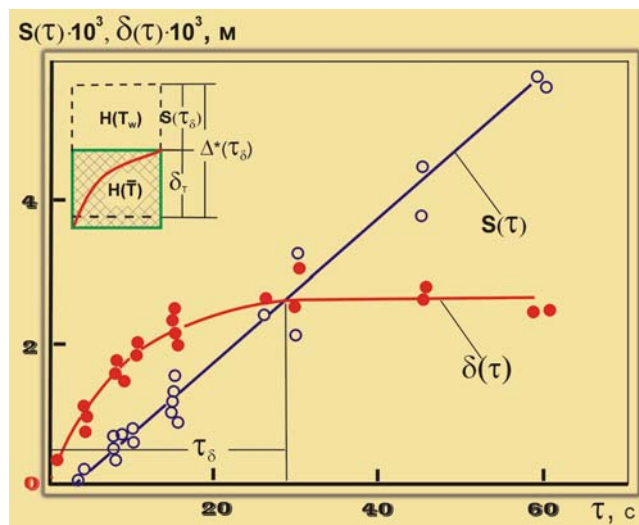


Рис. 8.9. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и глубины прогрева $\delta(\tau)$ до температуры 1800 К от времени нагрева для легированной КСК при $q_k = 7650$ кВт/м², $I_e = 8600$ кДж/кг; $\bar{V}_\infty = 0,1 \cdot 10^{-3}$ м/с; точки – эксперимент

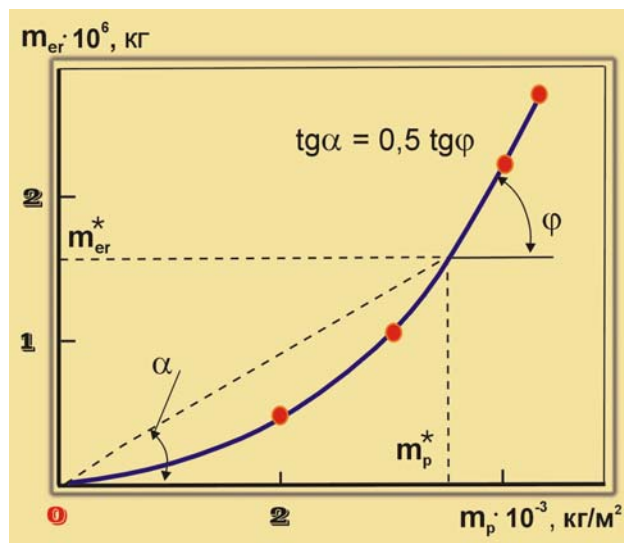


Рис. 8.10. Зависимость потери массы $m_{\text{ер}}$ пластины из никеля от интегральной массы выпавших частиц кварцевого песка m_p при скорости соударения 82 м/с

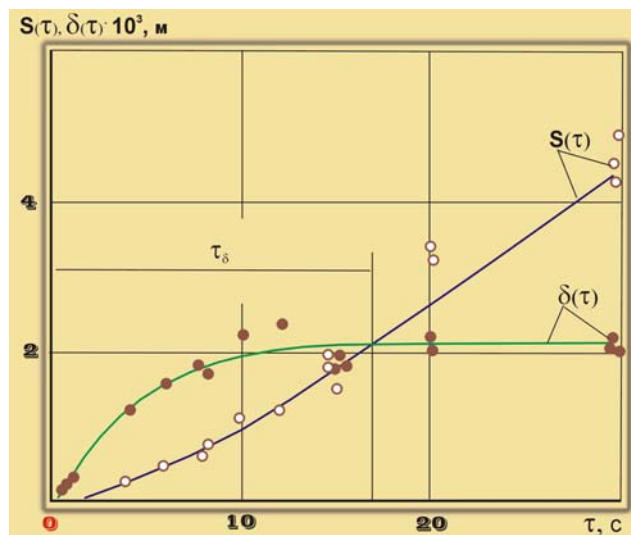


Рис. 8.11. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и глубины прогрева $\delta(\tau)$ от времени нагрева для чистой КСК при $q_k = 11\,500$ кВт/м², $I_e = 12\,300$ кДж/кг, $\bar{V}_\infty = 0,17 \cdot 10^{-3}$ м/с: 1 – линейный унос; 2 – глубина прогрева до изотермы $T^* = 1800$ К; точки – эксперимент

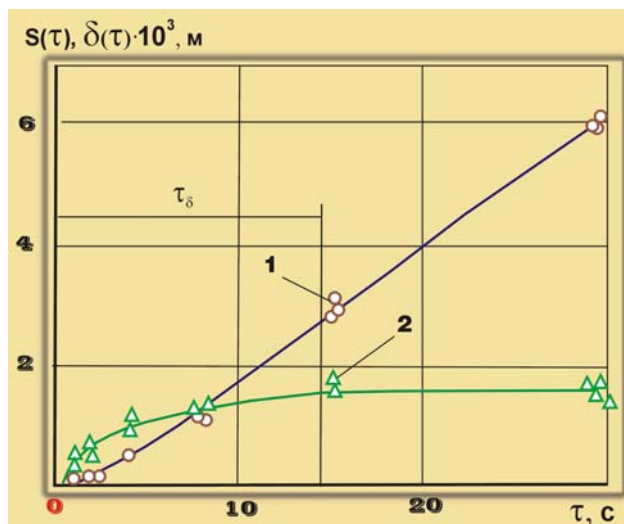


Рис. 8.12. Зависимость линейного уноса $S(\tau)$ и глубины прогрева $\delta(\tau)$ от времени нагрева для легированной КСК при $q_k = 11\,500$ кВт/м², $I_e = 12\,300$ кДж/кг; $\bar{V}_\infty = 0,21 \cdot 10^{-3}$ м/с: 1 – линейный унос; 2 – глубина прогрева до изотермы $T^* = 1800$ К; точки – эксперимент

Для получения выражения, определяющего зависимость K от скорости уноса в этих границах, воспользуемся уравнениями (5.7), (6.21), (6.27) и (7.5). Представленные в безразмерной форме, они имеют вид

$$\Delta^*(t) = K\sqrt{t} - 1, \quad (8.4)$$

$$S(t) = \bar{V}_\infty \cdot t - \bar{d}_0, \quad (8.5)$$

$$t_\delta = \frac{K^2}{4\bar{V}_\infty}, \quad (8.6)$$

$$\bar{\delta}_T = -\frac{\ln\theta^*}{\bar{V}_\infty}. \quad (8.7)$$

Здесь $S(\tau) = S(\tau)/\sqrt{a\tau_\xi}$, $\Delta^*(t) = \Delta^*/\sqrt{a\tau_\xi}$, $\bar{d}_0 = d_0/\sqrt{a\tau_\xi}$, $t = \tau/\tau_\xi$, $\bar{V}_\infty = \bar{V}_\infty \cdot \sqrt{\tau_\xi/a}$.

В итоге приходим к выражению

$$\bar{\delta}_T = \Delta^*(t_\delta) - S(t_\delta) = \frac{K^2}{4\bar{V}_\infty} - K + \bar{d}_0, \quad (8.8)$$

расчеты по которому до значения $\theta^* \approx 0,8$ хорошо согласуются с уравнением (8.7), рис. 8.13.

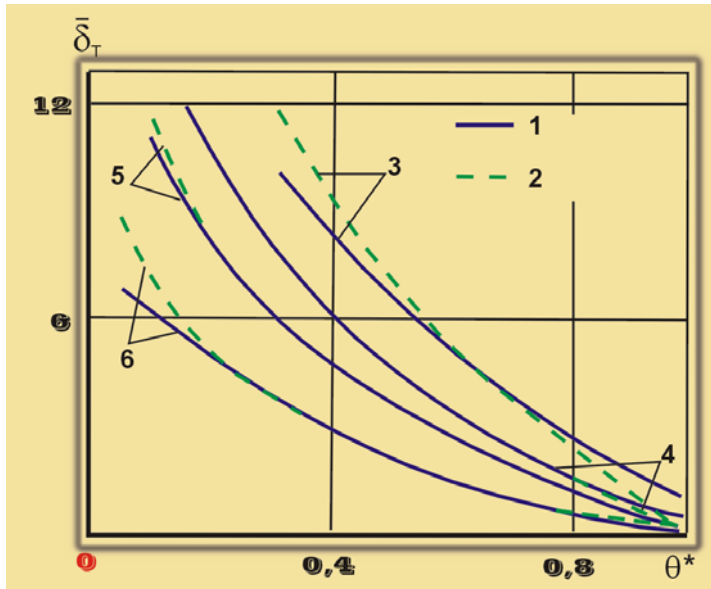


Рис. 8.13. Зависимость толщины прогретого слоя от θ^* при различных скоростях уноса: 1 – расчет по формуле (8.8); 2 – по (8.7); 3–6 – безразмерная скорость уноса $\bar{V}_\infty = 0,1; 0,15; 0,2$ и $0,32$

В табл. 8.2 показано сравнение экспериментальных данных с расчетом по (8.7) и (8.8). Первые пять значений $\bar{\delta}_T$ получены при испытаниях на установке РПУ-1, а два последних – на стенде ЖРД-2М.

Приравняв (8.7) и (8.8), найдем уравнение для определения коэффициента K

$$K = 2\left\{\bar{V}_\infty + \sqrt{\bar{V}_\infty(\bar{V}_\infty - \bar{d}_0) - \ln\theta^*}\right\}, \quad (8.9)$$

которое подтверждено экспериментальными данными в диапазоне $0,1 \leq \bar{V}_\infty \leq 0,3$ при изменении θ^* от 0,2 до 0,8.

Для того чтобы исключить возможную неопределенность при выборе времени t_δ сравнение толщины прогретого слоя со стационарным значением $\bar{\delta}_T$ проводилось в момент его равенства линейному уносу. С этой целью с помощью выражений $\Delta^*(t) = K\sqrt{t} - 1$ и $S(t) = \bar{V}_\infty \cdot t - \bar{d}_0$ определялся момент времени, при котором $S(t_x) = \delta(t_x)$. Подставляя значение t_x в уравнение линейного уноса, в итоге получим формулу, позволяющую установить границы применимости закономерности (8.3):

8.2. Равенство толщин прогретого и унесенного слоев материала в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла

$$S(t_x) = \delta(t_x) = \frac{K}{2} \left(\frac{K}{4\bar{V}_\infty} + \sqrt{\frac{1}{\bar{V}_\infty} \left(\frac{K^2}{16\bar{V}_\infty^2} - \frac{K}{\bar{V}_\infty} + \bar{d}_0 \right)} - 1 \right). \quad (8.10)$$

Таблица 8.2 – Сравнение экспериментальных и расчетных значений глубин прогрева для изотермы $T^* = 1800$ К в образцах легированной кварцевой стеклокерамики (1 – эксперимент, 2 – расчет по (8.7) и (8.8))

$a \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	$q_k, \text{ кВт}/\text{м}^2$	$I_e, \text{ кДж}/\text{кг}$	$T_w, \text{ К}$	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3, \text{ м}/\text{с}$	$\delta_T \cdot 10^3, \text{ м}$	
					1*)	2
0,65	7650	8600	2620	0,10	2,65	2,83
0,65	10 500	10 600	2710	0,16	2,0	1,93
0,65	10 500	12 300	2800	0,16	2,2	2,08
0,65	11 500	12 300	2800	0,18	1,75	1,84
0,65	14 000	12 300	2820	0,21	1,6	1,61
0,45	7000	3500	2400	0,09	1,5	1,68
0,45	14 000	4700	2530	0,14	1,3	1,27

*) экспериментальные значения δ_T получены в результате обработки не менее 10 экспериментов на каждом режиме нагрева

На рис. 8.14 приведены расчеты для отношения $[\bar{\delta}_T - \delta(t)] / \bar{\delta}_T$ в зависимости от θ^* , скорости уноса $\bar{V}_\infty$ и параметра $\bar{d}_0$.

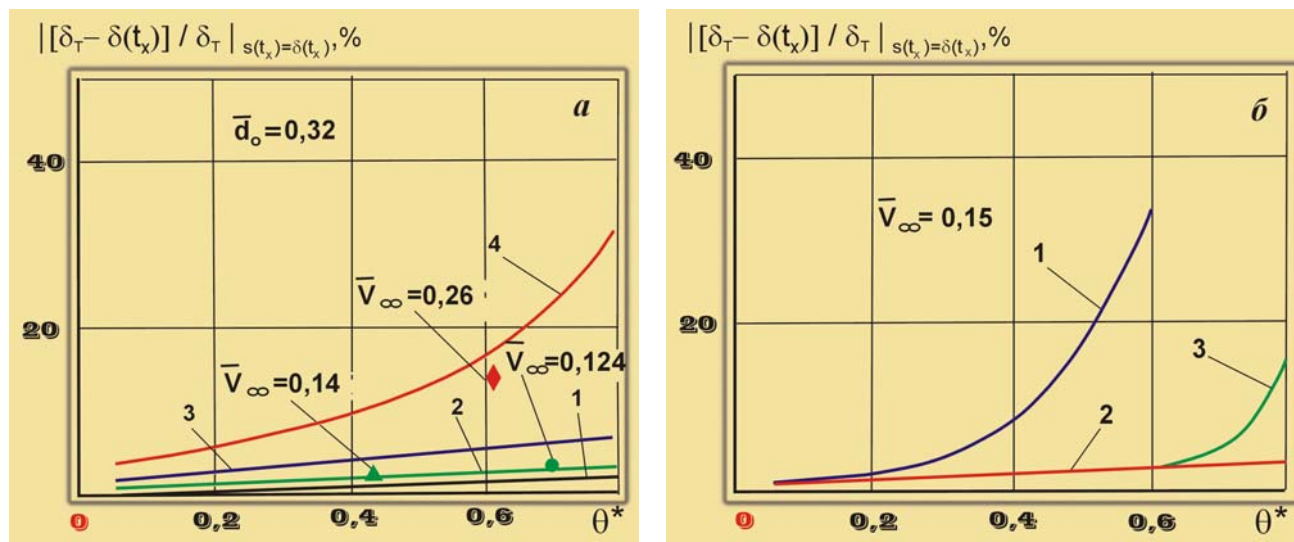


Рис. 8.14. Сравнение толщины прогретого слоя $\delta(t_x)$ в момент ее равенства линейному уносу $S(t_x)$ со стационарной глубиной прогрева $\bar{\delta}_T$: а – при различных значениях скорости $\bar{V}_\infty$ и $\bar{d}_0 = 0,32$; 1–4 – расчет, $\bar{V}_\infty = 0,1; 0,15; 0,2$ и $0,3$; точки – эксперимент; б – при различных значениях параметра $\bar{d}_0$ и $\bar{V}_\infty = 0,15$; 1 – окись алюминия, $\bar{d}_0 = 2,9$; 2 – легированная стеклокерамика, $\bar{d}_0 = 0,32$; 3 – графит, $\bar{d}_0 = 1,16$

На этом рисунке видно, что при скоростях $\bar{V}_\infty < 0,2$ и $\bar{d}_0 < 1,0$ отклонение толщины прогретого слоя в момент времени, когда $S(t_x) = \delta(t_x)$, от стационарного значения $\bar{\delta}_T$ не превышает 8% для любого значения θ^* . Только при скоростях $\bar{V}_\infty > 0,3$ (для кварцевой стеклокерамики $\bar{G}_s > 0,5$) и $\bar{d}_0 > 1,0$ эта закономерность нарушается. Расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными (точки на рис.8.14, а), полученными при обработке зависимостей глубины прогретого слоя до $T^* = 1800$ К и линейного уноса для легированной КСК, например, рис. 8.9.

Экспериментальные данные поясняются схемой, приведенной на рис. 8.15. На рисунке видно, что в момент, когда скорость перемещения любой изотермы температурного поля сравнивается со скоростью уноса массы, толщина унесенного слоя с поверхности материала равна толщине прогретого слоя, ограниченного этой изотермой. Другими словами, в момент достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла толщина унесенного слоя равна глубине залегания изотермы θ^* практически по всему температурному полю (до $\theta^* \approx 0,8$).

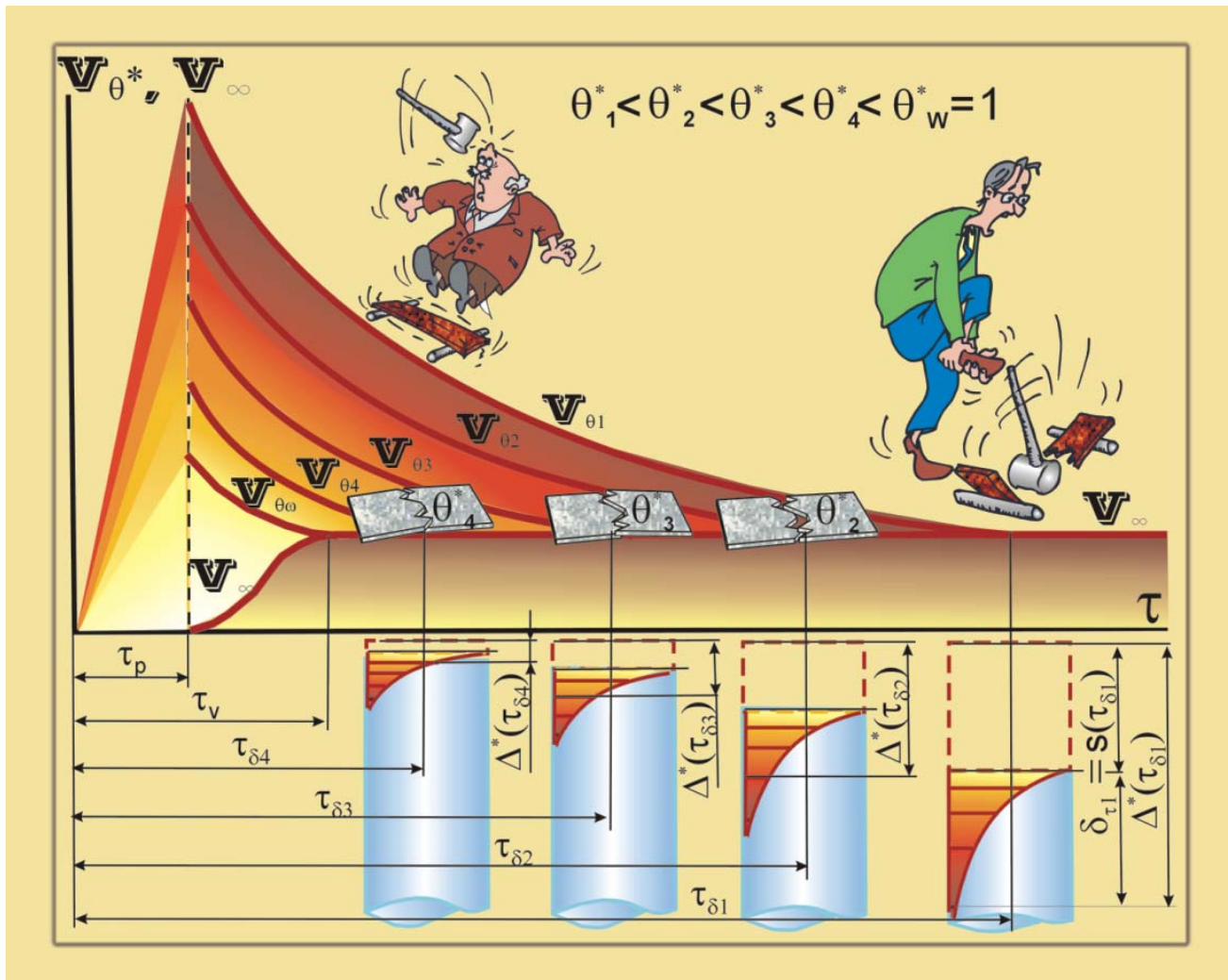


Рис. 8.15. Схема установления стационарного режима прогрева

Выше было показано, что закономерность $\Delta^*(t_\delta)/S(t_\delta) \approx 2$ выполняется не только при тепловом, но и при эрозионном разрушении материалов. На рис. 8.7 видно, что, несмотря на сложный механизм разрушения асботекстолита в потоке воздушной плазмы, в момент достижения установившегося значения прококсированного слоя его толщина также равна слою, унесенному с поверхности материала. При этом в рассмотренном диапазоне условий нагрева влияния на эту закономерность скорости уноса и эффективной температуропроводности материала, в отличие от однородных материалов (рис. 8.14), не обнаружено. По-видимому, материалы с внутренним фронтом газообразования обла-

дают большими возможностями саморегулирования нестационарного режима прогрева и уноса массы.

Таким образом не зависимо от природы и механизма разрушения материала при повышении температуры поверхностного слоя от T_p до $\bar{T}_w$ в нем накапливается количество тепла, определяемое константой K_{Tp} , в момент отвода которого (либо в процессе нестационарного уноса массы [250], либо за счет фильтрации газообразных продуктов разложения связующего) завершается процесс достижения стационарной скорости разрушения поверхности материала. Такая закономерность является основной причиной того, что стационарный режим прогрева до любой изотермы температурного поля (T^*) устанавливается в момент времени τ_δ , при котором $V_{\theta^*} = \bar{V}_\infty$ и унесенный слой с поверхности материала равен глубине залегания изотермы T^* .

Теплосодержание материала, уносимого с поверхности, близко к теплосодержанию при температуре поверхности. Представляет интерес оценить теплосодержание прогретого слоя, под которым понимается удельное количество тепла в слое фиксированной толщины, равной стационарному значению глубины прогрева.

Для определения отношения теплосодержания прогретого слоя $H(\bar{T})$ к теплосодержанию при температуре поверхности $H(T_w)$ воспользуемся выражением (8.1), определяющим стационарный профиль температур. В момент установления этого профиля также выполняется условие (8.3).

Рассмотрев количество тепла, поглощенное в слоях материала δ_T и $S(\tau_\delta)$ за счет теплоемкости при постоянных теплофизических свойствах, получим:

$$\frac{H(\bar{T})}{H(T_w)} = \frac{\rho c \frac{1}{\delta_T} \int_0^{\delta_T} (\tilde{T} - T_0) dy}{\rho c (T_w - T_0)} = \frac{1}{\delta_T} \int_0^{\delta_T} \frac{\tilde{T} - T_0}{T_w - T_0} dy. \quad (8.11)$$

Время τ_v почти на порядок меньше τ_δ , поэтому, пренебрегая уносом массы в нестационарном периоде разрушения и учитывая соотношение (6.27), запишем:

$$\delta_T \approx S(\tau_\delta) \approx \bar{V}_\infty \tau_\delta = \frac{K^2 a}{4 \bar{V}_\infty}. \quad (8.12)$$

Решая совместно (8.3), (8.12) и преобразуя (8.11) к виду

$$\frac{H(\bar{T})}{H(T_w)} \approx \frac{1}{\delta_T} \int_0^{\delta_T} \exp\left(-\frac{K^2}{4\delta_T} y\right) dy$$

после интегрирования находим

$$\frac{H(\bar{T})}{H(T_w)} \approx \frac{4}{K^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{K^2}{4}\right) \right]. \quad (8.13).$$

Для принятого в работах [2, 229] значения $\theta^* = 0,05$, ограничивающего снизу толщину прогретого слоя, отношение $H(\bar{T})/H(T_w) \approx 0,3$. Поскольку количество тепла, поглощенное в материале, пропорционально времени нагрева, а, согласно (5.7), суммарная толщина прогретого и унесенного слоев $\Delta^*(\tau) \sim \sqrt{\tau}$, то можно записать

$$\frac{\Delta^*(\tau_\delta)}{\delta_T} = \frac{\delta_T + S(\tau_\delta)}{\delta_T} \approx \left[\frac{H(\bar{T}) + H(T_w)}{H(\bar{T})} \right]^{0,5} \approx 2. \quad (8.14)$$

Расчеты по формуле (8.13) показывают, что для глубинных изотерм (при изменении θ^* от 0,005 до 0,1) соотношение (8.14) выполняется с точностью до 15% [291].

8.3. Влияние темпа нагрева на скорость разрушения поверхности и прогрев материала

В зависимости от свойств материала, плотности подводимого теплового потока и вида нагрева материал можно довести до разрушения различными способами. Если подводимый тепловой поток, постепенно возрастая, обеспечивает монотонный нагрев поверхности материала до температуры разрушения (плавления), то, скорее всего, процесс распространения тепла должен определяться известными решениями уравнения теплопроводности при соответствующих граничных условиях [226]. Однако многие технологические процессы, например: плавка, резка, оплавление поверхности под действием лазерного облучения, а также работа теплозащитных покрытий ракетно-космической техники, характеризуются высокой плотностью тепловой энергии, подводимой к поверхности материала непосредственно в начальный момент времени. Если при этом термические напряжения не превысят допустимые значения для материала, и он не развалится на куски, то, как правило, за очень короткое время температура его поверхности достигает температур плавления и испарения. Считается, что в этом случае скорость разрушения поверхности в значительной степени зависит от количества тепла, поглощаемого уносимой массой за счет ее испарения и эффекта вдува [2], что, в свою очередь, должно также отразиться и на скорости распространения тепла вглубь материала.

Однако полученные выше результаты показывают, что в материалах с внутренним фронтом газообразования скорость прогрева определяется в основном начальным (калориметрическим) значением подводимого теплового потока (см. разд. 5.1, рис. 5.2) и вплоть до установления стационарного режима разрушения практически не зависит от процессов на поверхности материала. В то же время в однородных материалах типа кварцевой стеклокерамики наблюдается существенная зависимость скорости прогрева от начального теплового потока, если его величина превышает критический уровень допустимый для нагрева поверхности без разрушения (разд. 5.6, рис. 5.15).

Рассмотрим особенности распространения тепла в условиях, когда постоянный тепловой поток, подводимый к поверхности, доводит ее до разрушения.

Решение линейного уравнения теплопроводности (5.4):

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}.$$

при граничных условиях второго рода ($q = \text{const}$) имеет вид

$$T(y, \tau) = T_0 + \frac{2q}{\lambda} \sqrt{\frac{a\tau}{\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{4a\tau}\right) - q \frac{y}{\lambda} \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right). \quad (8.15)$$

Установившаяся скорость разрушения поверхности, как правило, рассчитывается по формуле (4.28):

$$G_{\Sigma} = \rho \bar{V}_{\infty} = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{\Gamma[\Delta Q_w + \gamma(I_e - I_w)] + H(T_w)},$$

полученной из баланса тепла на поверхности материала, в котором тепловой поток, входящий в материал, определяется выражением:

$$-\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w = \rho \bar{V}_{\infty} c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_{\infty} H(T_w).$$

Поскольку в стационарном режиме уноса массы тепловой поток, входящий в материал, не может превышать величину $\bar{V}_{\infty} H(T_w)$, то суммарное значение остальных составляющих теплового баланса ($\varepsilon \sigma T_w^4$, ΔQ_w и $q_{\text{вд}}$) должно обеспечить снижение теплового потока до этой величины. При этом значения энергоемкости теплового эффекта физико-химических превращений на поверхности и эффекта вдува определяются долей испарения материала (коэффициентом газификации) Γ . В свою

очередь расчеты, приведенные в [2], а также экспериментальные данные (см. разд. 4.5) показывают, что коэффициент Γ в основном зависит от энтальпии набегающего потока газа.

Несмотря на это скорость уноса массы легированной КСК, рассчитанная по (4.28), хорошо согласуется с экспериментальными данными (табл. 8.3), полученными как в условиях стенда ЖРД-2М ($I_e = 4700$ кДж/кг; $\Gamma = 0,1$), так и в условиях высокоэнтальпийной струи плазмы ($I_e = 12\,300$ кДж/кг; $\Gamma = 0,82$).

Полученные результаты можно объяснить следующим образом: чем выше энтальпия торможения газового потока, тем больше доля испарения материала, но меньше тепловой поток, подводимый к его горячей поверхности, так как $q_0 = q_k(I_e - I_w)/(I_e - I_0)$, и $q_0/q_k \sim \Gamma$. В результате этого тепловые потоки q'_0 в условиях стенда ЖРД-2М и струи плазмы отличались почти в 5 раз и на поверхности устанавливался баланс тепла, обеспечивающий одинаковые скорости уноса массы материала (табл. 8.3).

Таблица 8.3 – Скорость разрушения легированной кварцевой стеклокерамики
(1 – эксперимент, 2 – расчет по уравнению (4.28))

q_k , кВт/м ²	I_e , кДж/кг	$P_e \cdot 10^{-5}$, Па	T_w , К	q'_{cp} , кВт/м ²	q'_0 , кВт/м ²	Γ	G_Σ , кг/м ² с	
							1	2
11 500	12 300	1,0	2800	9250	5550	0,82	0,36	0,34
14 700	4700	3,5	2610	8540	1530	0,1	0,36	0,38

Здесь q'_{cp} и q'_0 – среднеинтегральный тепловой поток и тепловой поток к горячей поверхности за вычетом излучения.

Аналогичный вывод также следует из табл. 4.14 (разд. 4.7), где приведены данные испытаний стеклопластика ТЗМКТ-8 в различных условиях нагрева. В ней показано, что независимо от вида нагрева при одинаковом начальном тепловом потоке могут быть получены приблизительно равные скорости разрушения. Следовательно в определенном диапазоне скоростей уноса массы темп нагрева, задаваемый начальным значением теплового потока, имеет решающее значение как на формирование температурного поля внутри материала, так и на скорость разрушения поверхности.

Подводимый к поверхности постоянный калориметрический тепловой поток за время нарастания температуры поверхности уменьшается от q_k до q'_0 ($q'_0 = q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4$) и в дальнейшем уже не меняется. Изменение теплового потока от q_k до q'_0 в основном происходит до начала разрушения поверхности, когда температура поверхности увеличивается от T_0 до $\bar{T}_w$. Поэтому можно считать, что именно среднеинтегральное значение теплового потока за период от 0 до τ_T определяет темп нагрева поверхности материала.

Характер нарастания температуры поверхности за период времени τ_T показывает, что с точностью до 2% среднеинтегральный тепловой поток можно определить по формуле:

$$q'_{cp} \approx \frac{q_k}{2} \left(1 + \frac{I_e - I_w}{I_e - I_0} \right) - \frac{1}{4} \varepsilon \sigma T_w^4. \quad (8.16)$$

Если пренебречь излучением и разделить (8.16) на коэффициент теплообмена, то можно записать

$$\bar{q}'_{cp} = q'_{cp} / (\alpha / c_p)_0 \approx 0,5 (2I_e - I_w - I_0) \approx I_e - I_w, \quad (8.17)$$

т. е. фактически приходим к рассмотрению значений перепада энтальпии в пограничном слое модели ($I_e - I_w$), которые отличаются от $\bar{q}'_{cp}$ при испытаниях в плазменных струях не более, чем на 5%.

В разделе 8.2 на основе установленных закономерностей, а также формулы (8.7), полученной для расчета стационарной глубины прогрева, предложено выражение (8.8), расчеты по которому хорошо согласуются, как с расчетом по (8.7), так и с экспериментальными данными для легированной

КСК (см. рис. 8.13 и табл. 8.2). Применим аналогичный подход при выводе формулы для расчета скорости уноса массы.

Допустим, что разрушение поверхности материала начинается при $T_p = \bar{T}_w$ в момент времени $\tau_p = \tau_y = \tau_T$ и $q \approx q'_{cr} = \text{const}$. Тогда используя формулу (5.19)

$$\tau_p = \frac{\pi \lambda \rho c}{4} \frac{(T_p - T_0)^2}{q^2},$$

которая вытекает из уравнения (8.15), и зависимость (6.29)

$$\tau_y = (K_{T_p}^2 - 2K_{T_p} + 1) \frac{a}{4\bar{V}_\infty^2},$$

полученную из модели нестационарного прогрева и уноса массы ТЗМ (см. разд. 6.5), приходим к выражению:

$$G_\Sigma \approx \frac{q'_{cr}}{6,79 c_p (\bar{T}_w - T_0)}. \quad (8.18)$$

Поскольку $q'_{cr}/(\alpha/c_p)_0 = \bar{q}'_{cr} \approx I_e - I_w$, то на рис. 8.16 представлена зависимость безразмерной скорости уноса фторопласта, стеклопластика ТЗМКТ-8 и легированной КСК от перепада энтальпии в пограничном слое. На рисунке видно, что при отсутствии горения на поверхности (данные для фторопласта получены в потоке азота [114]) и термомеханического уноса до безразмерной скорости $\bar{G}_\Sigma \leq 0,5$, приведенные результаты удовлетворительно описываются уравнением:

$$\bar{G}_\Sigma \approx \frac{I_e - I_w}{6,79 H(T_{\text{кип}})}, \quad (8.19)$$

где $H(T_{\text{кип}})$ – максимальное теплосодержание материала при температурах кипения, разложения или сублимации (в зависимости от класса материала).

Следовательно установившееся значение скорости уноса в этом диапазоне слабо зависит от предыстории нагрева, доли испарения и излучения с поверхности материала.

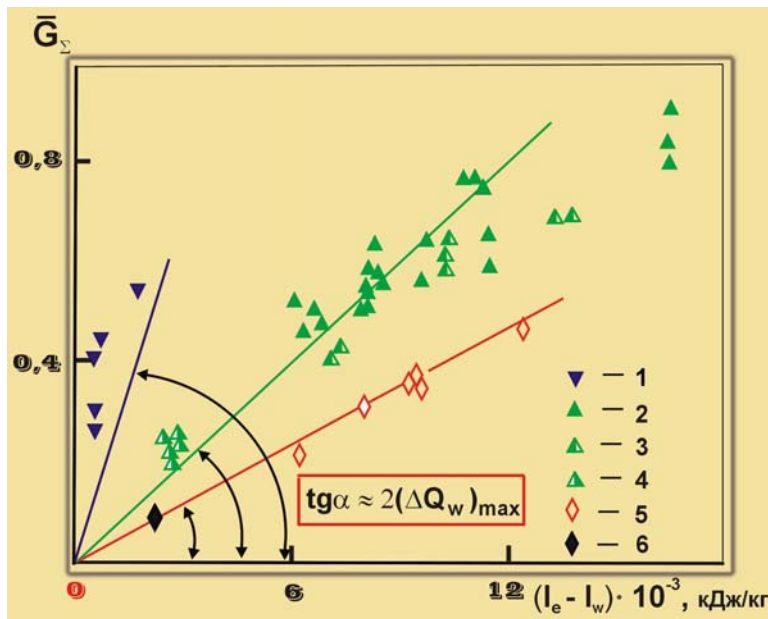


Рис. 8.16. Зависимость безразмерной скорости уноса ТЗМ от перепада энтальпии: 1 – фторопласт [114]; 2–4 – стеклопластик ТЗМКТ-8, 2 – воздушная плазма, 3 – азотная плазма, 4 – стенд ЖРД-2М, 5 – данные [291]; 5, 6 – легированная КСК, 5 – воздушная плазма, 6 – стенд ЖРД-2М; линии – расчет по (8.19)

Интересно отметить, что тангенс угла наклона прямых $\bar{G}_\Sigma = f(I_e - I_w)$ для рассмотренных материалов приблизительно равен удвоенному значению максимального теплового эффекта физико-химических превращений на поверхности (рис. 8.16).

На рис. 8.17 показаны расчетные и экспериментальные профили температур в легированной КСК, построенные для времен нагрева $\tau \leq \tau_T$, когда температура поверхности еще не достигла постоянного значения. Методика установки термпар и проведения эксперимента описана в разделе 5.4.

Поскольку тепловой поток, входящий в материал, по мере повышения температуры поверхности и скорости уноса уменьшается почти на порядок, то использование при расчетах по (8.15) его максимального значения должно обеспечить более высокую скорость распространения тепла по сравнению с экспериментальными данными. Значение теплового потока, которое применялось при расчетах по (8.15), уточнялось по формуле (5.19), используя экспериментально установленное значение времени $\tau_p \approx 1$ с, за которое температура поверхности достигала температуры начала плавления КСК (~ 2000 K), и составило 2700 кВт/м^2 .

Однако, несмотря на подстановку в (8.15) этого значения теплового потока, расчет дает существенно более низкие температуры внутри материала по сравнению с экспериментом (рис. 8.17, кривые 5, 6)). В то же время расчет по формуле (5.5), которая должна быть справедлива только в том случае, если температура поверхности мгновенно принимает максимально возможное значение для заданных условий нагрева, вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными (рис. 8.17, кривые 1–4).

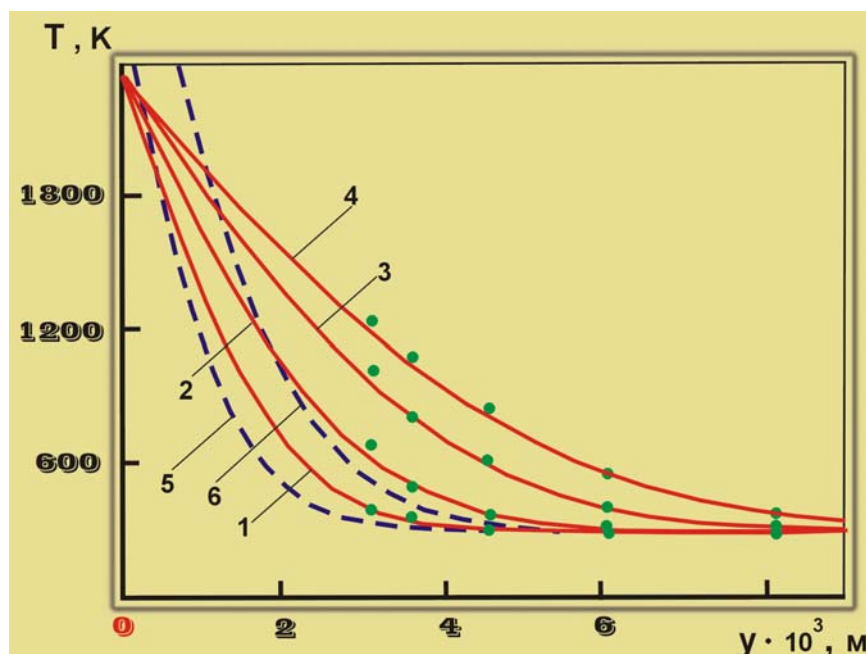


Рис. 8.17. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей температуры в легированной КСК при временах нагрева $\tau \leq \tau_T$: 1–4 – расчет по (5.5) на 2, 4, 8 и 13 секундах нагрева при $T_w = \text{const}$; 5, 6 – расчет по (8.15) на 2 и 4 секундах нагрева при $q = \text{const}$; точки – эксперимент ($q_k = 2700 \text{ кВт/м}^2$, $T_w = 2350 \text{ K}$, $a = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\tau_T = 13 \text{ с}$)

По-видимому, в случае, когда начальное значение подводимого теплового потока превышает критический уровень, допустимый для нагрева поверхности до температуры разрушения (плавления) материала, принципиально меняется механизм теплопереноса внутри твердого тела и тепловая волна распространяется быстрее, чем это следует из граничных условий.

Полученные результаты позволяют получить аналитические соотношения для расчета температурного поля [292]. При тепловом разрушении поверхности материала также можно воспользоваться уравнением (5.4), если в неподвижной системе координат рассматривать соответствующие начальные и граничные условия. При стационарном разрушении поверхности материала ($V_\infty = \text{const}$) можно записать:

$$1) - \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \Big|_{y=S(\tau)} = \rho \bar{V}_\infty c (\bar{T}_w - T_0) = \rho \bar{V}_\infty H(T_w) = \text{const}; \quad (8.20)$$

$$2) T(y, \tau) \Big|_{y=S(\tau)} = \bar{T}_w;$$

$$3) \text{ при } \tau > 0 \text{ и } y \rightarrow \infty \quad T \rightarrow T_0;$$

$$4) y > S(\tau).$$

Решая уравнение (5.4) методом интегральных преобразований Лапласа для начальных и граничных условий (8.20) получим решение, аналогичное (8.1):

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp(-hy + h^2 a \tau), \text{ где } h = \frac{\bar{V}_\infty}{a}. \quad (8.21)$$

Поскольку для получения решения (8.21) из (5.4) не требовалось выполнения условия $\tau \rightarrow \infty$, то с учетом полученных закономерностей уравнение (8.21) можно применять при $\tau > \tau_v$ и $S(\tau) < y < y_s$. Положение границы y_s определяется закономерностью, которая заключается в том, что стационарный режим прогрева до любой изотермы температурного поля, устанавливается в момент времени, когда глубина залегания этой изотермы (δ_T) равна слою материала, унесенному с поверхности (рис. 8.15). Таким образом $y_s \approx S(\tau) + \delta_T \approx 2S(\tau)$ – координата, которая отсчитывается от исходной поверхности и определяет нижнюю границу стационарного прогретого слоя.

Для получения решения (5.4) на участке $y > 2S(\tau)$ в качестве граничного условия при $y = 2S(\tau)$ следует использовать (8.1) с учетом того, что $S(\tau) \approx \bar{V}_\infty \tau$.

$$1) T(y, \tau)|_{y=2S(\tau)} = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp\left(-\frac{\bar{V}_\infty}{a} \tau\right)$$

$$2) \text{ при } \tau > 0 \text{ и } y \rightarrow \infty \quad T \rightarrow T_0.$$

В результате получим

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp\left(-\frac{\bar{V}_\infty}{a} [y - S(\tau)]\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{y - y_s}{2\sqrt{a\tau}}\right)\right]. \quad (8.22)$$

Учитывая, что унесенный слой равен $S(\tau) = \bar{V}_\infty \tau - d_0$, для распределения температур в стационарном прогревом слое из (8.21) запишем:

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp\left[-\frac{\bar{V}_\infty}{a} (y - \bar{V}_\infty \tau + d_0)\right], \quad (8.23)$$

где $S(\tau) < y < y_s$.

Поскольку температуропроводность легированной КСК практически не зависит от температуры (рис. 7.20), то это дает возможность сравнить экспериментальные данные, полученные в различных условиях нагрева, с расчетом по (8.22) и (8.23).

Следует отметить, что сравнение расчетных и экспериментальных данных надо выполнять для стационарного режима уноса массы, т. е. для времен, превышающих время установления стационарной скорости разрушения поверхности τ_v .

На основании результатов, приведенных на рис. 8.18, можно сделать такие основные выводы.

1. Экспериментальные результаты при $S(\tau) < y < y_s$ хорошо согласуются с расчетом по (8.23), а при $y \geq y_s$ по (8.22).

2. S-образный профиль температуры в однородных материалах возникает вследствие достаточно резкого разграничения стационарной и нестационарной областей температурного поля. При этом глубина залегания нижней границы стационарного прогретого слоя равна толщине слоя материала, унесенного с поверхности.

3. Все расчетные и экспериментальные результаты находятся в области, ограниченной решениями (5.5) и (8.22).

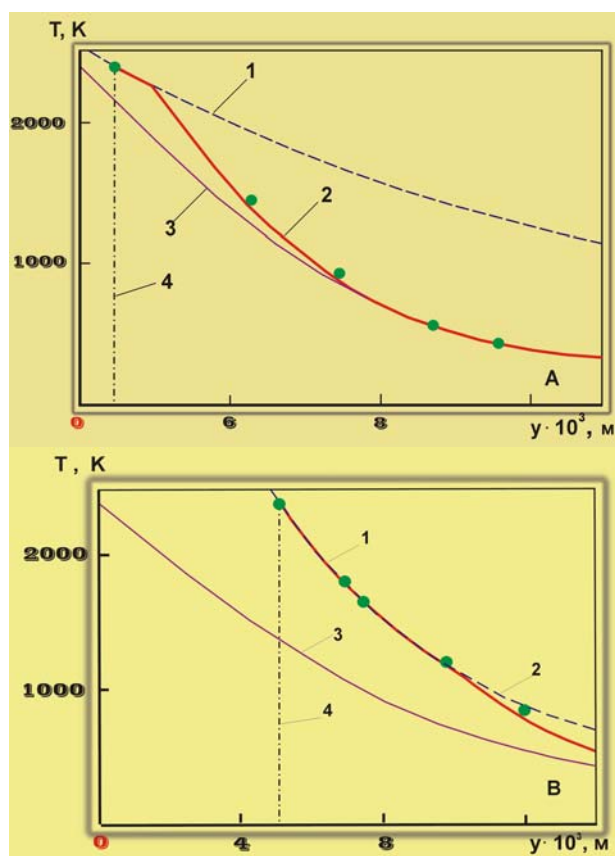


Рис. 8.18. Сравнение расчетных и экспериментальных профилей температуры в легированной КСК: А и Б – $\bar{V}_{\infty} = 0,05 \cdot 10^{-3}$ м/с, $T_w = 2400$ К, $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с; А – на 30 секунде нагрева; Б – на 50 секунде нагрева; В – $\bar{V}_{\infty} = 0,11 \cdot 10^{-3}$ м/с, $T_w = 2390$ К, $a = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м²/с, на 50 секунде нагрева; 1 – расчет по (8.23), 2 – по (8.22) при $y \geq y_s$ и по (8.23) при $S(\tau) < y \leq y_s$, 3 – по (5.5), 4 – положение нагреваемой поверхности, точки – эксперимент

8.4. Комментарии к закономерности достижения предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла

У. – Полученные нами результаты часто выходят за рамки устоявшихся представлений об абляции материала в высокотемпературном потоке. Поэтому попробуй объяснить то, что мы здесь пытались доказать по «рабоче-крестьянски».

К. – Представь себе, что без всякой подготовки к материалу вдруг подвели экстремальный тепловой поток. Этот материал может либо сразу развалиться вследствие термоудара на куски, или, если можно так выразиться, начнет сопротивляться. До сих пор понятие «саморегулирование» уноса массы аблирующей тепловой защиты в основном относилось к поверхностным процессам поглощения тепла, а мы показали, что и скорость прогрева материала, пока он не исчерпал свои возможности, ограничена не только его теплофизическими характеристиками, но и неизвестным до сих пор механизмом поглощения тепла вблизи разрушающейся поверхности материала. Мы установили, что именно начальное значение теплового потока, подводимого к поверхности, определяет прогрев и скорость уноса массы материала. Тепловой баланс, который в дальнейшем устанавливается на разрушаемой поверхности, обеспечивает тем большее значение теплового потока к горячей поверхности, чем большее количество тепла поглощается при испарении и вдуве газообразного материала в пограничный слой.

Температурное поле в этот момент времени можно сравнить со сжатой пружиной, витки которой представляют собой изотермы температурного поля. Если один конец пружины освободить, то путь, пройденный каждым витком пружины, будет тем больше, чем дальше виток находится от неподвижного конца пружины. По мере снижения температуры рассматриваемой изотермы скорость ее перемещения, как и соответствующего витка пружины, возрастает, и к моменту установления стационарного (не будем бояться этого слова) режима прогрева, путь, пройденный этой изотермой, будет тем больше, чем меньше ее температура. В этот момент времени, прогретый слой достигает максимальной толщины, а количество тепла, накопленного в нем, – предельного значения. В дальнейшем все изотермы температурного поля, которые находятся выше рассматриваемой изотермы, будут перемещаться со скоростью, равной стационарной скорости разрушения поверхности материала.

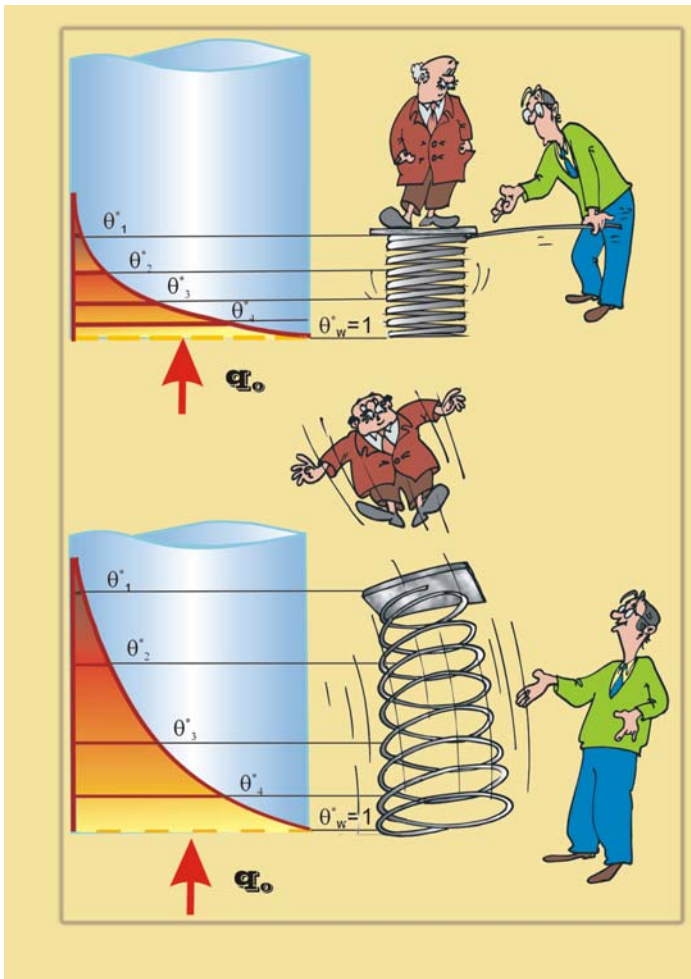


Рис. 8.19. Температурное поле – пружина

К. – Разумеется! Окончательно убедившись, что темп нагрева еще до начала разрушения поверхности, играет определяющую роль в формировании температурного поля и задает скорость уноса массы, мы предложили модель теплового разрушения. Из нее были получены уравнения, позволившие четко идентифицировать времена перехода нестационарного режима в стационарный как для скорости разрушения поверхности, так и для любой изотермы температурного поля. Наконец, с помощью этой модели и константы теплового разрушения мы получили формулу для оценки скорости уноса массы, учитывающую только теплосодержание материала.

У. – Чувствую, пахло чем-то новеньким. По-моему, мы зацепили очень интересную связь теплосодержания материала с тепловыми эффектами физико-химических превращений. Если наше утверждение о том, что константа теплового разрушения материала это энергетический параметр, определяющий количество тепла, которое необходимо подвести к поверхности для установления стационарного режима ее разрушения, соответствует действительности, то просматривается некая аналогия с тепловыми эффектами, необходимыми для разрыва связей при переходе материала из одного агрегатного состояния в другое. Посмотрим, посмотрим...

Так вот, самое интересное заключается в том, что практически все изотермы температурного поля прекращают «убегать» от поверхности разрушения в тот момент времени, когда глубина их залегания сравняется с толщиной унесенного слоя, т. е. той частью пружины, которая должна сгореть, попадая в область температур разрушения.

Казалось бы, ничего тут неожиданного нет. Ведь и модель прогрева и уноса массы, построенная на основе классического подхода, также показывает, что для глубинных изотерм эта закономерность справедлива. Однако, именно для глубинных. Стоило подняться выше значения 0,1 для безразмерной температуры, как от равенства толщин прогретого и унесенного слоев не осталось и следа. Да и линейная закономерность перемещения их суммарной толщины от корня квадратного из времени нагрева также растаяла.

В то же время все наши экспериментальные результаты, полученные на материалах различных классов при постоянном тепловом воздействии, говорят о том, что практически для любой изотермы температурного поля, а мы поднимались до $\theta^* = 0,8$, эта закономерность «железно» выполняется.

У. – Так уж и «железно».

ЭНЕРГОЕМКОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЦЕССОВ ПОГЛОЩЕНИЯ ТЕПЛА ПРИ ТЕПЛОВОМ РАЗРУШЕНИИ МАТЕРИАЛА

Вопрос о предельном количестве тепла, которое может поглотить твердое тело при взаимодействии с высокотемпературной средой, особенно важен при разработке теплозащитных покрытий. При этом представляет интерес установить при каких соотношениях теплофизических и физико-химических характеристик материала и в каких условиях можно ожидать максимального рассеивания тепла, подводимого к его поверхности при аэродинамическом нагреве.

При переходе твердого тела в газообразное состояние поглощается некоторое количество тепла, которое определяется его термодинамической энтальпией. Если теплосодержание материала слабо зависит от способа нагрева тела, то на суммарный тепловой эффект фазовых и физико-химических превращений на поверхности ΔQ_w влияют скорость уноса массы, давление и температура торможения, а также состав газового потока. Особенно сильно зависит от условий нагрева и свойств материала эффект вдува. Поэтому задача определения энергоемкости поверхностных процессов поглощения тепла требует рассмотрения всех взаимосвязанных факторов.

9.1. Взаимосвязь константы теплового разрушения с теплотой испарения материала

В разделе 8.3 с помощью константы теплового разрушения получена формула (8.19), которая позволяет при безразмерной скорости уноса $\bar{G}_\Sigma < 0,5$ оценить ее величину, используя только теплосодержание материала при предельной температуре, которое еще может характеризовать его твердое или жидкое состояние. При этом было установлено, что знаменатель в (8.19) равен удвоенному максимальному тепловому эффекту физико-химических превращений на поверхности материала. В связи с этим интересно исследовать возможную взаимосвязь между теплосодержанием и теплотой испарения материала.

Однако применительно к соединениям сведения о теплотах испарения несут меньшую физическую информацию, чем в случае простых веществ. Кроме того, для них в настоящее время достигнута наиболее высокая точность определения термодинамических характеристик [158].

Полученные в разделах 6.5 и 8.3 уравнения позволяют представить зависимость между теплотой испарения, константой теплового разрушения и теплосодержанием вещества в виде

$$\Delta Q_{\text{и}} \approx 0,5 \sqrt{\frac{\pi}{K_{\text{Тр}}^2 - 2K_{\text{Тр}} + 1}} H(T_{\text{кип}}) \approx 3,4 H(T_{\text{кип}}), \quad (9.1)$$

где $H(T_{\text{кип}}) = \bar{c}_p T_{\text{пл}} + c_p^{\text{ж}} (T_{\text{кип}} - T_{\text{пл}})$. В этом выражении теплосодержание вещества, нагретого до температуры кипения, необходимо рассматривать отдельно для жидкого и твердого состояний. Поскольку для большинства веществ теплоемкость в расплавленном состоянии изменяется незначительно, то в основном она принималась постоянной. Однако для твердого состояния необходимо учитывать зависимость теплоемкости от температуры и при расчете брать ее среднеинтегральное значение в диапазоне температур от 0 до $T_{\text{пл}}$.

На основании анализа литературных данных, приведенных в табл. 9.1, было установлено, что действительно тепловой эффект испарения большинства простых веществ с точностью в среднем до 7% можно рассчитать по (9.1). При этом следует обратить внимание на тот факт, что совпадение литературных и расчетных значений $\Delta Q_{\text{и}}$ тем лучше, чем меньше разброс литературных данных по температурам плавления, кипения, а также теплоемкостям вещества в твердом и жидком состояниях. Из табл. 9.1 видно, что, например, для серебра (учитывая, что исследователи занимаются этим материалом еще с древних времен) экспериментальные данные по теплоте испарения практически полностью совпадают с расчетом по формуле (9.1).

Таблица 9.1 – Сравнение литературных данных по тепловому эффекту испарения некоторых веществ с расчетом по формуле (9.1)

Вещество	$T_{пл}, K$	$T_{кип}, K$	$\frac{\bar{c}_p}{\bar{c}_p^ж}, \frac{KДж}{кг \cdot K}$	$\Delta Q_{и}, KДж/кг$	
	литературные данные				Расчет по (9.1)
1	2	3	4	5	6
Ar	83,86 [159], 83,78 [160]	87,29 [159, 160]	<u>0,589 [160]</u> 0,986 [159]	163,2 [160]	179,5
Kr	115,96 [160], 115,76 [159]	119,96 [160], 119,78 [159]	<u>0,245 [160]</u> ~0,34 [160]	107,7 [160], 107,9 [159]	101,2
Xe	161,3 [159, 160]	165,06 [160]	<u>0,2 [160]</u> ~0,26 [160]	96,27 [160], 96,05 [159]	113,0
Hg	234,3 [159, 160]	629,89 [160], 630,11 [159]	<u>0,119 [160]</u> 0,139 [160]	294,7 [160], 294,9 [159]	281,8
Ga	303,0 [161, 166]	2700 [161], 2500 [160]	<u>0,27 [166]</u> 0,386 [166]	3643 [160]	3424
Rb	312,0 [161, 166]	952 [161], 974 [160]	<u>0,298 [166]</u> 0,366 [159]	887 [161], 809,5 [160]	1113
K	336,4 [159, 160, 161], 336,86 [166]	1052 [161], 1032,2 [159], 1027 [160]	<u>0,629 [160, 166]</u> 0,746 [166]	2022 [161], 1982 [160], 1920 [159]	2536
Na	371 [159, 160, 161], 371,01 [166]	1187 [161], 1163 [160], 1156 [159]	<u>0,93 [160]</u> 1,287 [159]	4260 [161], 3873 [160]	4744
In	430 [160, 161, 166]	2440 [160, 161], 2348 [159]	<u>0,209 [166]</u> 0,238 [166]	1968 [160] 1962 [161]	1932
Li	459 [161], 454 [159, 160], 453,69 [166]	1640 [161], 1590 [160], 1600 [159]	<u>2,80 [160, 166]</u> 4,21 [166, 161]	19 595 [161], 21 343 [160], 19412 [159]	21 274
Sn	505 [160, 161, 166]	2960 [160], 2473 [161]	<u>0,206 [166]</u> 0,244 [166]	2447 [160], 2388 [162]	2390
Bi	544 [160, 161]	1900 [161], 1832 [160]	<u>0,117 [160, 161]</u> 0,15 [160, 161]	823 [161], 725 [160]	908
Tl	577 [160, 161, 166]	1730 [160, 161]	<u>0,128 [166]</u> 0,142 [166]	795 [160, 161]	808

9.1. Взаимосвязь константы теплового разрушения с теплотой испарения материала

Продолжение таблицы 9.1

1	2	3	4	5	6
Cd	594 [160, 161]	1040 [161] 1038 [160]	<u>0,217 [160, 161]</u> 0,264 [161]	889 [160, 161]	839
Pb	600,6 [160, 161]	2023 [161], 2024 [160]	<u>0,125 [160, 161]</u> 0,137 [161]	858 [161], 866 [160], 842 [162]	918
Zn	693 [160, 161, 162]	1180 [160, 161], 1179 [162]	<u>0,366 [160]</u> 0,48 [160, 161]	1755 [160] 1754 [161] 1781 [162]	1657
Te	723 [160, 161]	1263 [160], 1360 [161]	<u>0,192 [160]</u> 0,295 [161]	894 [160], 890 [161]	1014
Mg	923 [160, 161]	1393 [160, 161]	<u>1,01 [160, 161]</u> 1,378 [161]	5427 [161], 5421 [160], 5514 [162]	5372
Al	933,6 [166], 931,7 [161]	2720 [160], 2600 [161]	<u>0,901 [166]</u> 1,174 [166]	10 885 [160], 10 536 [161]	9994
Ba	977 [161], 983 [160]	1911 [161], 1910 [160]	<u>0,173 [161]</u> 0,225 [161]	1087 [161], 1099 [160]	1289
Sr	1043 [160, 161]	1657 [161], 1640 [160]	<u>0,28 [161]</u> 0,367 [161]	1606 [161], 1585 [160]	1759
Ca	1115 [166], 1123 [161]	1755 [161], 1760 [160]	<u>0,751 [166]</u> 0,776 [166]	4032 [161], 3743 [160]	4536
La	1193 [160, 166], 1153 [161]	3643 [160], 3000 [161]	<u>0,226 [166]</u> 0,236 [166]	2880 [160], 2412 [161], 2829 [163]	2882
Ge	1232 [161], 1210 [160]	2980 [161], 3101 [160], 3125 [163]	<u>0,347 [160, 161]</u> 0,422 [161]	3931 [161], 4601 [160]	3961
Ag	1234 [160, 161]	2485 [160, 161]	<u>0,237 [161, 164]</u> 0,319 [164]	2357 [161], 2354 [160]	2351
Au	1336 [160, 161], 1337 [164]	2933 [161], 2800 [164], 2973 [160]	<u>0,135 [160, 161]</u> 0,149 [160, 161]	1577 [161], 1647 [160]	1422

Продолжение таблицы 9.1

1	2	3	4	5	6
Cu	1356 [160, 161]	868 [160, 161], 2630 [162]	<u>0,398 [160, 161]</u> 0,494 [160, 161]	4797 [161], 4784 [160], 3596 [162]	4374
Be	1560 [166], 1556 [160]	2750 [160], 2720 [163]	<u>2,485 [166]</u> 3,354 [166]	32622 [160]	26750
Si	1683 [161], 1696 [160]	2750 [161], 2628 [160]	<u>1,04 [160, 161]</u> 1,104 [161]	10 575 [161], 14 046 [160]	9956
Ni	1728 [161], 1726 [160]	3110 [161], 3073 [160]	<u>0,499 [160, 161]</u> 0,656 [161]	6453 [161], 6483 [160], 6475 [165]	6014
Co	1766 [161], 1765 [160]	3370 [161], 2528 [160]	<u>0,54 [160, 161]</u> 0,59 [161]	6600 [161], 6499 [160]	6460
Y	1801 [166], 1750 [161], 1773 [160]	3473 [160], 3500 [161], 3610 [163]	<u>0,367 [166]</u> 0,445 [166]	4420 [160], 4240 [161]	4777
Fe	1808 [160, 161]	3043 [161]	<u>0,578 [160, 161]</u> 0,75 [161]	6805 [161]	6702
Sc	1814 [166], 1670 [160, 161]	3000 [161], 2970 [163]	<u>0,73 [166]</u> 0,979 [166]	7452 [161], 6782 [160]	8450
Pd	1824 [161], 1825 [161, 164]	3440 [161], 3833 [160], 4253 [164]	<u>0,266 [160, 161]</u> 0,354 [161]	3505 [161], 4182 [164]	3595
Ti	1944 [166], 1941 [160], 2000 [161]	3550 [160, 161] 3530 [163]	<u>0,66 [166]</u> 0,975 [166]	8977 [160], 8829 [161], 9841 [163]	9683
Th	2023 [166], 1968 [160]	4470 [160], 4500 [161]	<u>0,198 [166]</u> 0,144 [166]	2344 [160], 2346 [161]	2633
Pt	2042 [161, 164]	4580 [160], 4800 [164]	<u>0,149 [160, 161]</u> 0,193 [161]	2620 [161], 2660 [164]	2700
Zr	2125 [161], 2128 [160]	3900 [161], 4653 [160]	<u>0,317 [160, 161]</u> 0,367 [161]	4582 [161], 6380 [160]	4505

9.1. Взаимосвязь константы теплового разрушения с теплотой испарения материала

Продолжение таблицы 9.1

1	2	3	4	5	6
Cr	2176 [160], 2173 [161]	2915 [160], 2495 [161], 2700 [163]	<u>0,61 [160, 161]</u> 0,754 [161]	6712 [160], 5875 [161]	6415
V	2220 [166], 2003 [160]	3653 [160], 3582 [163], 3800 [161]	<u>0,599 [166]</u> 0,907 [166]	8990 [160], 9010 [163]	8937
Rh	2239 [164], 2233 [160], 2240 [161]	4770 [164], 4233 [160], 4150 [161]	<u>0,309 [160, 161]</u> 0,366 [161]	5620 [164], 5167 [161]	5502
Hf	2506 [166], 2493 [160]	5473 [160], 5670 [163]	<u>0,188 [166]</u> 0,244 [166]	3703 [160]	4060
Ir	2716 [164], 2727 [161]	5570 [164], 4623 [160]	<u>0,159 [160, 163]</u> ~0,205 [161]	3310 [164]	3457
Nb	2750 [166], 2760 [161]	5400 [163], 5173 [160]	<u>0,323 [166]</u> 0,45 [166]	7667 [163], 7491 [160]	7076
Mo	2896 [166], 2898 [160], 2883 [161]	5100 [163], 5073 [160]	<u>0,334 [166]</u> 0,416 [166]	6800 [163], 6191 [160], 7400 [165]	6409
Ta	3295 [166], 3269 [160], 3250 [161]	5673 [160], 5570 [163]	<u>0,167 [166]</u> 0,248 [166]	4161 [160], 4168 [163]	3883
Os	3320 [164], 2940 [161]	5770 [164]	<u>0,168 [160, 163]</u> ~0,19 [161]	3561 [164]	3479
W	3695 [166], 3653 [160]	5800 [160], 6170 [163]	<u>0,175 [166]</u> 0,245 [166]	4346 [160], 4957 [163]	3952
SiO₂	1996 [166]	3050 [2]	<u>1,058 [166]</u> 1,443 [166]	12 000 [2]	10 976

У. – Ничего себе таблицу отгрохал. Ты думаешь, в самом деле, наша константа эту гору удержит.

К. – А что нам остается. Почти полвека на нее карабкались. Смотри, что получается.

Мы уже обращали внимание, на то, что численные расчеты по существующим моделям прогрева и уноса массы позволяют подтвердить установленные нами закономерности только для глубинных изотерм, т. е. мягко говоря, не совсем соответствуют экспериментальным данным при высоких температурах. Однако существуют два момента времени, когда расчетные формулы, полученные в «классической» теории теплопроводности, очень хорошо согласуются с расчетными зависимостями экспериментальной модели прогрева и уноса массы, включающими константу теплового разрушения. По одной из формул рассчитывается время начала разрушения поверхности материала, а по другой – стационарное значение толщины прогретого слоя, т. е. два, совершенно различных подхода, хорошо согласуются между собой в начале и в конце нестационарного режима прогрева и уноса массы. На основе формул, позволяющих рассчитать время начала разрушения поверхности для этих двух моделей, мы получили зависимость $\Delta Q_{\text{и}} \approx 3,4H(T_{\text{кпп}})$, в которой коэффициент 3,4 непосредственно связан с константой теплового разрушения. Насколько хорошо согласуется эта зависимость с тепловыми эффектами простых веществ и кварцевого стекла прекрасно видно из приведенной таблицы. По-моему теперь мы можем утверждать, что константа теплового разрушения материала имеет фундаментальное значение.



В первом приближении физический смысл коэффициента в формуле (9.1) можно объяснить следующим образом. С возрастанием давления энтальпия жидкости увеличивается и достигает максимального значения при критических значениях давления и температуры. В свою очередь теплота испарения с ростом давления уменьшается и при критическом давлении равна нулю. Сравнение значений энтальпии жидкости и пара на линии насыщения для индивидуальных веществ, приведенных в [159], показывает, что во всем диапазоне давлений от 0 до $P_{\text{кр}}$ сумма $H(T_{\text{кпп}}) + \Delta Q_{\text{и}}$ незначительно отличается от энтальпии вещества в критической точке. Например, при атмосферном давлении это отличие не превышает 20%. Следовательно, можно допустить, что уменьшение до нуля теплоты испарения сопровождается соответствующим повышением энтальпии вещества в критической точке. При этом соотношение параметров газа, определяемое по выражению:

$$z = \frac{RT}{PV} \quad (9.2)$$

возрастает в несколько раз. Значения этого коэффициента приведены в работах [159, 160].

Так как одноатомные газы, к которым относятся пары металлов, подчиняются законам идеального газа, для них при температуре кипения и $P = 10^5$ Па аналогичное отношение примерно равно единице. Однако, из табл. 9.2 видно, что в настоящее время достаточно надежные данные по критическим параметрам имеются только для веществ, температура кипения которых не превышает температуру кипения воды. Уже для ртути и щелочных металлов погрешность определения критического коэффициента может достигать 50%. В связи с этим по имеющимся данным еще нельзя сделать однозначный вывод о наличии связи между критическим коэффициентом и теплосодержанием вещества в критической точке. Однако если, на основании изложенного выше, допустить существование зависимости вида $H(T_{\text{кип}}) + \Delta Q_{\text{и}} \approx H(T_{\text{кр}}) \approx z_{\text{кр}} H(T_{\text{кип}})$, то получим

$$\Delta Q_{\text{и}} \approx (z_{\text{кр}} - 1)H(T_{\text{кип}}). \quad (9.3)$$

Таблица 9.2 – Критические параметры некоторых веществ

Вещество	$T_{\text{кр}}, \text{K}$	$P_{\text{кр}} \cdot 10^{-5}, \text{Па}$	$V_{\text{кр}} \cdot 10^3, \text{м}^3/\text{кг}$	Источник	$z_{\text{кр}} = \frac{RT_{\text{кр}}}{P_{\text{кр}}V_{\text{кр}}}$
O₂	154,77	50,9	2,46	[159]	3,21
	154,78	50,8	2,44	[160]	3,24
N₂	126,25	33,96	3,29	[159]	3,35
	126,25	33,99	3,22	[160]	3,43
NH₃	405,6	112,9	4,25	[159]	4,12
	405,5	112,8	4,25	[160]	4,12
H₂O	647,28	221,2	3,15	[159]	4,29
	647,3	221,3	3,13	[160]	4,32
Hg	1763	1510	0,182	[159]	2,66
	1460 ± 20	1662 ± 50	0,2–0,24	[160]	1,46–1,9
K	2250	160	6,25	[159]	4,78
	2228 ± 300	162	5,35	[160]	4,73–6,2
Na	2500	370	5,56	[159]	4,4
	2570 ± 350	355	5,05	[160]	4,48–5,9
Li	3800	970	10,0	[159]	4,69
	3200 ± 600	689	9,51	[160]	4,75–6,95
Rb	2100	160	2,86	[159]	4,47
	2093 ± 35	159	2,89	[160]	4,26–4,51
Cs	2050	117	2,33	[159]	4,71
	2057 ± 40	147	2,34	[160]	3,67–3,81

Из табл. 9.2 следует, что среднее значение критического параметра для металлов может быть принято $\sim 4,4$, поэтому коэффициент 3,4 в формуле (9.1) согласуется с выражением (9.3).

В табл. 9.1 приведены значения тепловых эффектов для различных веществ, взятые из [2, 159–166] и рассчитанные по формуле (9.1). По возможности в эту формулу подставлялись данные, полученные в одной и той же работе (как правило, первая строка для каждого вещества). При определении среднеинтегральных значений теплоемкости в диапазоне температур от 298 К до $T_{\text{кип}}$ использовались зависимости теплоемкости от температуры: $c_p = a + bT + cT^{-2}$, приведенные в [161], а в диапазоне температур 0–250 К – данные [160]. Для некоторых веществ среднеинтегральная теплоемкость находилась по значениям энтальпии из [159, 166], взятым при соответствующей температуре кипения без теплоты плавления. В немногих случаях, когда отсутствовали данные по теплоемкости вещества в расплавленном состоянии, она принималась равной теплоемкости твердого тела при температуре плавления (Kг, Хе, Ir, Os.)

При расчете по (9.1) возможно появление дополнительной погрешности, связанной с определением среднеинтегральных значений теплоемкости. Однако для простых веществ, приведенных в табл. 9.1, расхождение литературных данных по теплоте испарения и расчета по (9.1) в среднем не превышает 7%. Точность соотношения (9.1) для одноатомных веществ с температурой плавления до 1000 К практически равна точности расчета по правилу Трутона (4.10), а для веществ с температурой плавления 1000–3700 К превышает ее в 4 раза. Наибольшее расхождение расчета и литературных данных наблюдается для щелочных металлов (K, Rb, Cs) и бария, для которых характерна сильная зависимость теплоемкости в расплавленном состоянии от температуры. На примере углеводородов установлено, что по мере увеличения количества атомов в молекуле вещества расчет по (9.1) все более отличается от литературных данных. Для веществ, молекулы которых состоят из двух и более атомов, с меньшей погрешностью выполняется правило Трутона.

На основании изложенного можно сделать следующий вывод: уравнение (9.1) для расчета теплового эффекта испарения, полученное на основе константы теплового разрушения материала $K_{\text{Тр}}$ и доказанное на примере простых веществ и наиболее устойчивых химических соединений (например, двуокиси кремния) показывает, что теплота испарения материала не может превышать более чем в 3,4 раза его теплосодержание при температуре кипения, т. е. $\Delta Q_{\text{и}} \leq 3,4H(T_{\text{кип}})$.

У. – Ну куда тебя понесло. Зачем тебе эти критические коэффициенты. В этой области еще почти не ступала нога человека. Видишь – гора уже начала дымиться.

К. – Ты чего там рисуешь ?

У. – Как чего ? Спускаемый аппарат. Ты как знаешь, а я думаю, как отсюда быстрее смыться. Конечно, для того чтобы соорудить нечто подобное рисунку В.1. лучше использовать элементы, на которых мы сидим. Однако, я считаю, что в нашем случае твоя рубашка будет надежнее.



9.2. Закономерность изменения безразмерной скорости уноса от энтальпии заторможенного потока

Как уже отмечалось, наряду с эффективной энтальпией широкое распространение для сравнения ТЗМ получила безразмерная скорость уноса $\bar{G}_\Sigma = G_\Sigma / (\alpha / c_p)_0$, которая позволяет исключить из рассмотрения коэффициент теплообмена и в отличие от $I_{\text{эфф}}$ всегда имеет положительное значение.

Безразмерная скорость уноса массы, как и эффективная энтальпия материала, часто рассматривается в зависимости от энтальпии торможения газового потока. Однако, представляя $I_{\text{эфф}}$ в виде зависимости $I_{\text{эфф}} = a + bI_e$, константам a и b не дается никакого физического обоснования, что затрудняет выбор их для новых материалов.

При линейной аппроксимации эффекта вдува скорость уноса массы стеклообразных материалов рассчитывают по формуле (4.28), которая справедлива при $\psi = q_w / q_0 = 1 - \gamma \bar{G}_w \leq 0,4$. Если $0,4 < \gamma \bar{G}_w < 1,2$, то обычно используется аппроксимация (4.14). Тогда формула для расчета скорости уноса принимает вид

$$G_\Sigma = \rho \bar{V}_\infty = \frac{(\alpha / c_p)_0 [1,012 - 1,16(\gamma \bar{G}_w) + 0,325(I_e - I_w) - \varepsilon \sigma T_w^4]}{\Gamma \Delta Q_w + H(T_w)}. \quad (9.4)$$

Зависимости (4.28) и (9.4) применяются также для расчета скорости разрушения термопластичных материалов. В этом случае можно пренебречь энергией излучения ($T_w < 1000$ K) и принять коэффициент испарения Γ равным единице.

На рис. 9.1 представлены экспериментальные и расчетные результаты определения безразмерной скорости уноса легированной КСК (расчет по уравнениям (4.28), (9.4) и (8.19)), полученные в работах [124, 291, 293]. Степень черноты, температура поверхности и коэффициент газификации даны в табл. 4.2 и 4.4.

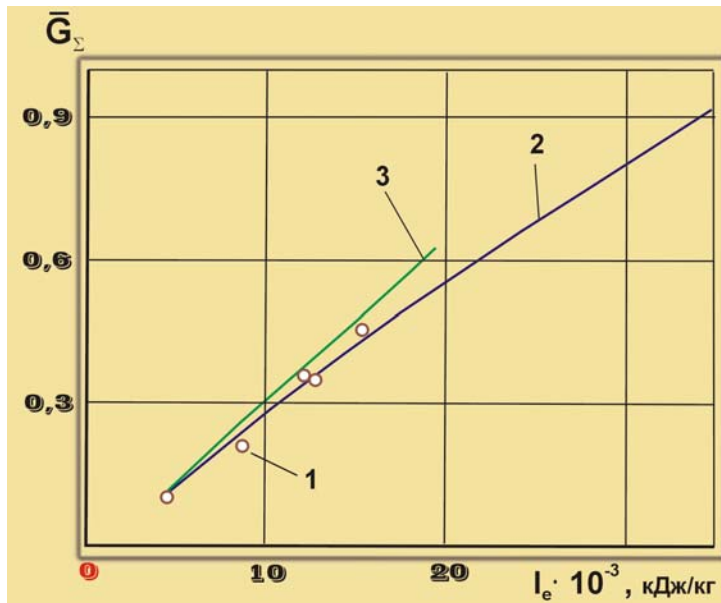


Рис. 9.1. Зависимость безразмерной скорости уноса легированной КСК от энтальпии торможения: 1 – эксперимент; 2 – расчет по (4.28) и (9.4); 3 – расчет по (8.19)

Из рисунка следует, что до значений безразмерной скорости уноса $\bar{G}_\Sigma < 0,5$ эксперимент и расчет хорошо согласуются. В то же время при $\bar{G}_\Sigma \geq 0,5$ зависимость (8.19) уже не применима.

Поскольку, согласно (4.28), скорость уноса зависит от многих параметров, то, как и следовало ожидать, $\bar{G}_\Sigma = f(I_e)$ имеет достаточно сложный характер. Однако, если рассматривать $\bar{G}_\Sigma$ как функцию корня квадратного из энтальпии торможения, то эта зависимость в первом приближении может быть представлена уравнением:

$$\bar{G}_{\Sigma} = a\sqrt{I_e} - b, \quad (9.5)$$

т. е. является прямой линией. Здесь a и b – постоянные для данного материала величины. Оказалось, что зависимость (9.5) характерна не только для кварцевой стеклокерамики, но и для материалов других классов.

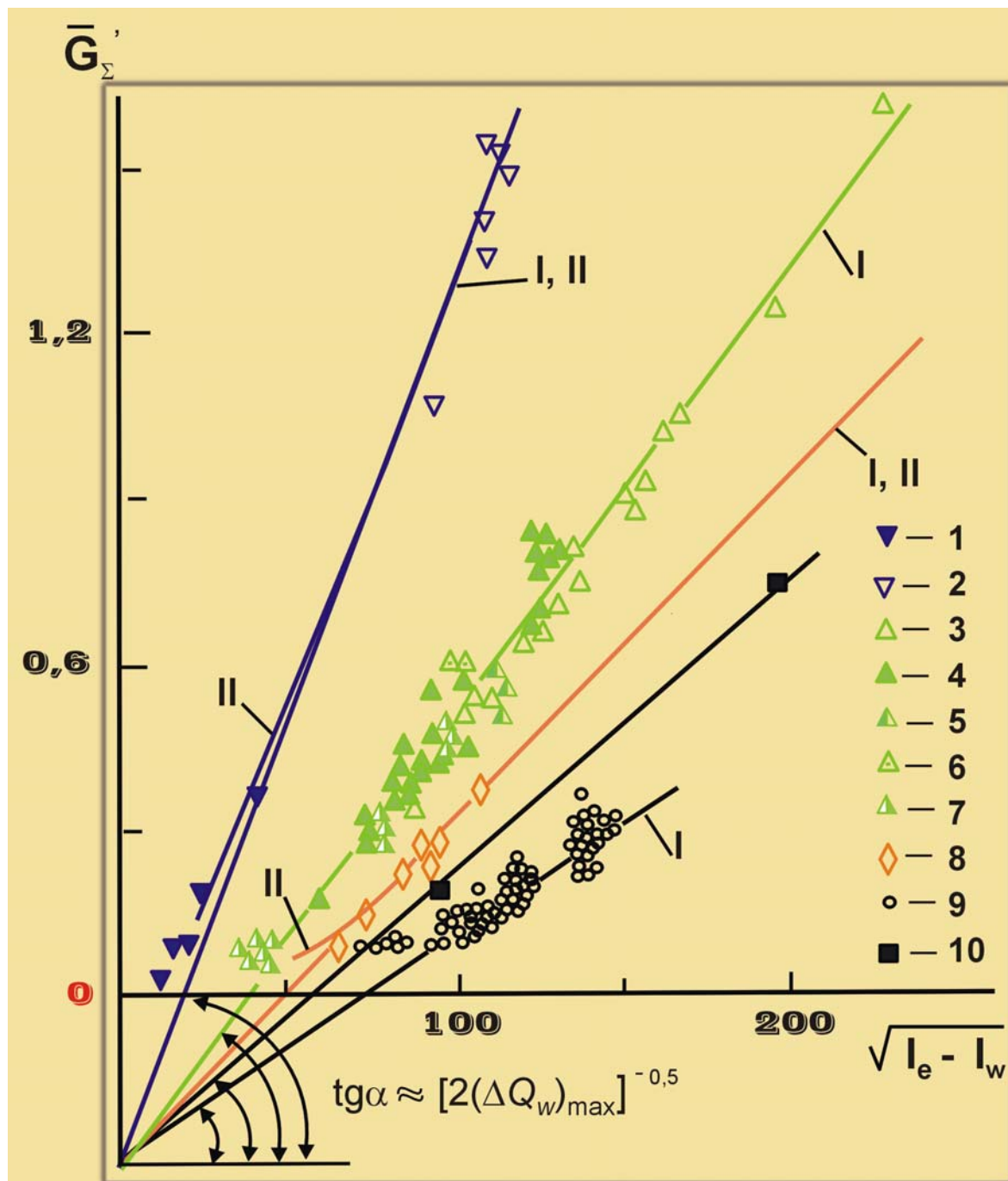


Рис. 9.2. Зависимость безразмерной скорости уноса $\bar{G}'_{\Sigma}$ от перепада энтальпии: 1, 2 – фторопласт (1 – аргон, 2 – азот, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па) [114]; 3–7 – стеклопластик на эпоксидном связующем (3 – воздух, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па [294], 4 – воздух, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па [293], 5 – азот, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па [293], 6 – воздух, $P_e = 0,3 \cdot 10^5$ Па [293], 7 – газогенератор, $P_e = 3,5 \cdot 10^5$ Па [293]; 8 – легированная КСК (воздух, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па) [293]; 9 – графит (воздух, $P_e = (0,3 - 4,2) \cdot 10^5$ Па) [187]; 10 – углепластик (воздух, $P_e = 1 \cdot 10^5$ Па) [293]; I – расчет по (9.6), II – расчет по (4.28) и (9.4)

Более того, при известной температуре поверхности экспериментальные результаты можно представить в виде $\bar{G}'_{\Sigma} = f \sqrt{I_e - I_w}$ (рис. 9.2). Здесь $\bar{G}'_{\Sigma} = \bar{G}_{\Sigma} (I_e - I_w) / (I_e - I_0)$, т. е. безразмерная скорость уноса рассматривается как бы по отношению к начальному перепаду энтальпии или тепловому потоку на холодную поверхность. Такая обработка результатов позволяет линейные зависимости $\bar{G}_{\Sigma} = f \sqrt{I_e}$ привести к одному "фокусу", примерно равному 0,3, и при отсутствии горения на поверхности для расчета $\bar{G}'_{\Sigma}$ предложить уравнение вида

$$\bar{G}'_{\Sigma} \approx \sqrt{\frac{I_e - I_w}{H}} - 0,3. \quad (9.6)$$

Данные для стеклопластика ТЗМКТ-8, показанные на рис. 9.2 (точки 3–7), получены в работах [230, 293, 294]. Испытания этого материала проведены в диапазоне тепловых потоков 2100–22 700 кВт/м², энтальпии торможения 4700–56 000 кДж/кг, давлении торможения $(0,3-3,5) \cdot 10^5$ Па, в потоках азота, воздуха и продуктов сгорания топлива керосин-кислород. Результаты испытаний графита (точки 9) взяты из работы [187]. При этих испытаниях давление торможения находилось в пределах $(0,3-4,3) \cdot 10^5$ Па, тепловые потоки изменялись в 10 раз, а энтальпия торможения – в 2,5–3 раза.

Авторы работы [187] отмечают, что, по крайней мере, частично различие между экспериментальными и теоретическими значениями скорости уноса массы обусловлено уносом в виде частиц. Так как наиболее сильно это расхождение проявляется при температурах выше 3700 К, то на рис. 9.2 показаны только результаты испытаний, полученные при температурах поверхности до 3750 К.

Температура поверхности рассматриваемых материалов приведена на рис. 9.3. Для легированной КСК она определялась на образцах при $R_{эфф} = 10,5 \cdot 10^{-3}$ м. В работе [2] отмечается слабая зависимость температуры поверхности от размеров тела. Начиная с $I_e > 10\,000$ кДж/кг, она практически не зависит от величины $(\alpha/c_p)_0$ и полностью определяется давлением торможения. Экспериментальные значения температуры (точки 1) хорошо согласуются с расчетом для кварцевого стекла [2] при $R_{эфф} = 7 \cdot 10^{-3}$ м и $\varepsilon = 0,9$.

Значение температуры поверхности политетрафторэтилена можно принять равной 1000 К [2].

В работе [149] результаты численных расчетов процесса сублимации графита представлены в виде простой аппроксимации для концентрации углерода:

$$\tilde{C}_{c,w} = 0,15 - 2,4 \cdot 10^6 P_e^{-0,67} \exp[-61400/T_w]. \quad (9.7)$$

Скорость уноса графита в сублимационном режиме связана со скоростью диффузионного горения:

$$G_w^{(s)} = 6,67 G_w^{(D)} \tilde{C}_{c,w}, \quad (9.8)$$

причем

$$G_w^{(D)} = 0,13 (\alpha/c_p), \quad (9.9)$$

где согласно [2] можно приближенно принять:

$$(\alpha/c_p)_0 \approx 0,132 \sqrt{P_e / R_T}. \quad (9.10)$$

Здесь P_e , Па $\cdot 10^{-5}$; R_T , м; T_w , К.

На рис. 9.4 показано сравнение расчета скорости уноса массы графита по (9.7)–(9.10) и (9.6) для $P_e = 0,98 \cdot 10^5$ Па и $(\alpha/c_p)_0 = 1$ кг/(м² с). При расчете по (9.6) использовалась экспериментальная зависимость температуры поверхности графита от энтальпии торможения (рис. 9.3, точки 4), построенная по данным [187]. На участке сублимации расчет по (9.6) хорошо согласуется с расчетом по методике [149] (формулы (9.7)–(9.10)).

Обработка экспериментальных данных, приведенных на рис. 9.2, по методу наименьших квадратов показала, что нормирующий множитель H в формуле (9.6), как и в уравнении (8.19), приблизи-

9.2. Закономерность изменения безразмерной скорости уноса от энтальпии заторможенного потока

тельно равен удвоенному максимальному тепловому эффекту поверхностных процессов $(\Delta Q_w)_{\max}$ (табл. 9.3).

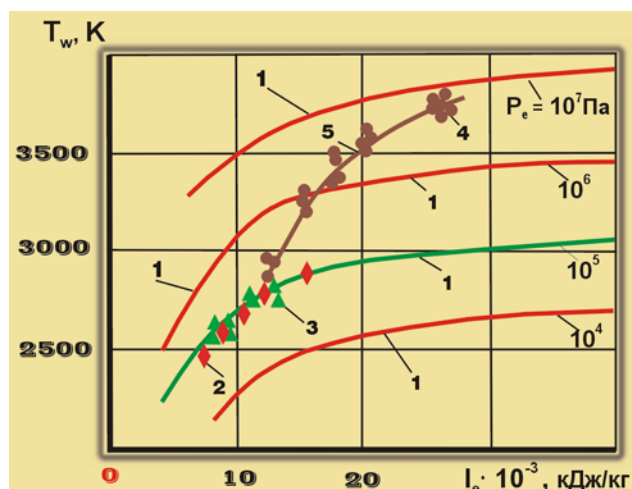


Рис. 9.3. Зависимость температуры поверхности ТЗМ от энтальпии торможения: 1 – расчет [2] при $R_{\text{эфф}} = 7 \cdot 10^{-3}$ м и $\varepsilon = 0,9$; 2 – легированная КСК; 3 – стеклопластик ТЗМКТ-8; 4 – графит, $P_e = 10^5$ Па; $(\alpha/c_p)_0 = 1 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с}) \pm 30\%$ [187]; 5 – аппроксимация

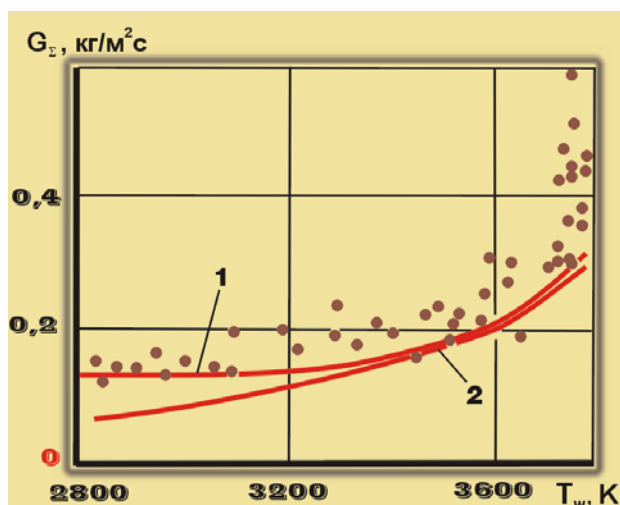


Рис. 9.4. Зависимость массовой скорости уноса графита от температуры поверхности: 1 – расчет по формулам (9.7) – (9.10) [2]; 2 – по (9.6); точки – эксперимент [187]

В данном случае под $(\Delta Q_w)_{\max}$ для фторопласта подразумевается теплота разложения, для стеклопластика и кварцевой стеклокерамики – суммарный тепловой эффект физико-химических превращений при температуре кипения, а для графита – максимальное значение теплоты сублимации. Следует отметить, что при анализе результатов во внимание принимались только те экспериментальные данные, для которых перепад энтальпии больше минимально допустимого значения $I_e - I_w$, удовлетворяющего (9.6) при положительной величине $\bar{G}'_{\Sigma}$.

Таблица 9.3 – Результаты обработки экспериментальных зависимостей $\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$ по методу наименьших квадратов

Материал	$T_w, \text{ K}$	$2(\Delta Q_w)_{\max}, \text{ кДж/кг}$	$6,8 H(T_{\text{к}}), \text{ кДж/кг}$	$\bar{G}'_{\Sigma} = \sqrt{(I_e - I_w)/H} - b$		
				$H, \text{ кДж/кг}$	b	$\sigma', \%$
Политетрафторэтилен	1000	3800	–	4400	0,22	6,7
Стеклопластик на основе кремнеземного наполнителя	3050	14 800	–	15 240	0,3	4,9
Легированная стеклокерамика (0,5% Cr_2O_3)	3050	24 000	25 370	25 350	0,32	0,4
Графит	4130	52 000	58 100	58 680	0,3	3,4

σ' – среднеквадратичное отклонение в %.

Так как экспериментальные значения $\overline{G}'_{\Sigma}$ согласуются не только с расчетом по уравнению (9.6), но и по (4.28) и (9.4) при подстановке в них максимального значения $(\Delta Q_w)_{\max}$ и $\Gamma = 1$ (рис. 9.2, кривые II), то, по-видимому, под $\overline{G}'_{\Sigma}$ следует понимать такую безразмерную скорость уноса массы, которую имеет материал в том случае, если при заданных внешних условиях его «термодинамические возможности» реализуются полностью. При расчетах значения теплосодержания $H(T_w)$ для КСК брались из работы [166]. В диапазоне температур 2000–4000 К они с хорошей точностью аппроксимируются полиномом 2-й степени

$$H(T) = 3,046 \cdot 10^{-8} T^2 + 1,390 T - 503, \text{ кДж/кг}. \quad (9.11)$$

9.3. Определение границ применимости закономерности изменения безразмерной скорости уноса от энтальпии торможения

Несмотря на то, что в экспериментах, приведенных на рис. 9.2, давление торможения изменялось на порядок, а коэффициент теплообмена в 5 раз, обнаружить их влияние на безразмерные скорости уноса $\overline{G}_{\Sigma}$ и $\overline{G}'_{\Sigma}$ не удалось. В работе [2] отмечается, что безразмерная скорость разрушения $\overline{G}_{\Sigma}$ зависит только от энтальпии торможения потока и практически не зависит от коэффициента $(\alpha/c_p)_0$.

Поэтому необходимо рассмотреть, в какой степени давление заторможенного потока влияет на выполнение закономерности (9.6). С этой целью были использованы результаты численных расчетов теплового эффекта поверхностных процессов и температуры поверхности кварцевого стекла в диапазоне давлений от 10^5 до 10^7 Па из работы [2], а также экспериментальные значения коэффициента газификации, определенные в [124] (табл. 4.4). Численные расчеты [2] показывают, что при изменении давления в указанном диапазоне коэффициент Γ меняется не более чем на 20%. Теплосодержание двуокиси кремния от температуры в диапазоне от 2000 до 4000 К рассчитывалось по формуле (9.11). Результаты расчетов по уравнениям (4.28), (9.4), представленные в форме (9.6), приведены на рис. 9.5. На рисунке видно, что во всем рассмотренном диапазоне давлений закономерность (9.6) хорошо выполняется.

Таким образом, закономерность (9.6) подтверждена многочисленными экспериментальными данными, а также результатами численных расчетов процесса разрушения кварцевого стекла при ламинарном режиме обтекания тела (коэффициент вдува $\gamma \approx 0,6$) в диапазоне энтальпии торможения $(10\,000 - 50\,000)$ кДж/кг и давлений торможения $10^5 - 10^7$ Па.

Однако известно, что коэффициент вдува γ при турбулентном режиме обтекания в два-три раза меньше, чем при ламинарном. Его значение сильно зависит от отношения молекулярных масс смеси газов у поверхности тела μ_{Σ} и пара μ_v [2]. Кроме того, тепловая картина процесса разрушения обтекаемого тела может осложняться термомеханическим уносом, полупрозрачностью материала, горением и различными технологическими факторами. Все эти эффекты в большей или меньшей степени должны приводить к увеличению фактической скорости уноса массы.

Для доказательства общности закономерности (9.6) и определения пределов ее применимости рассмотрим условия стабилизации параметров теплового разрушения материалов [295].

На рис. 9.6 видно, что с ростом энтальпии потока различие в химической индивидуальности $\eta_{\text{хим}}$ моделей разрушения все меньше, тогда как влияние эффекта вдува $\eta_{\text{вд}}$ в тепловом балансе все значительнее [177]. Быстро уменьшается также роль вязкости расплава, и большинство материалов уносится, как правило, в газообразном виде уже при энтальпии потока выше 20 000 кДж/кг. Все это дает основание построить упрощенную схему теплового разрушения с минимальным числом определяющих параметров.

Рассмотрим баланс тепла на разрушающейся поверхности тела, унос массы которого происходит в основном в газообразном виде. При достаточно высоких уровнях теплового воздействия можно пренебречь излучением с разрушающейся поверхности. Будем также считать, что температура поверхности «стабилизировалась», поэтому можно принять постоянным параметр внутреннего теплопоглощения $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w = \text{const}$.

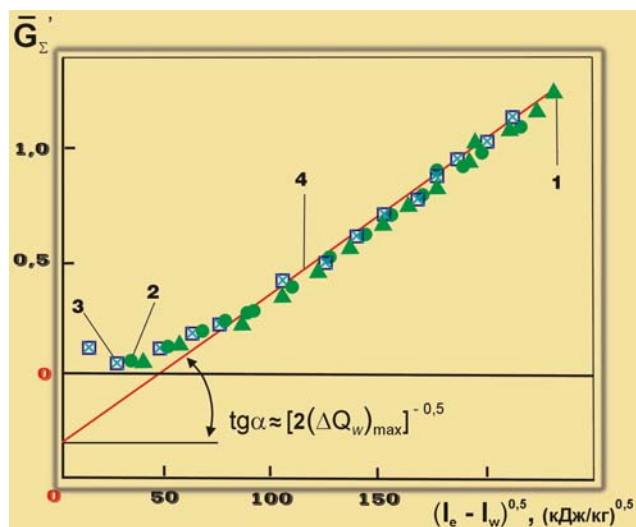


Рис. 9.5. Зависимость безразмерной скорости уноса $\bar{G}'_\Sigma$ от $\sqrt{I_e - I_w}$, рассчитанная по (4.28), (9.4) и результатам численных расчетов, приведенных в [2]: 1–3 – давление 10^5 , 10^6 и 10^7 Па; 4 – расчет по (9.6)

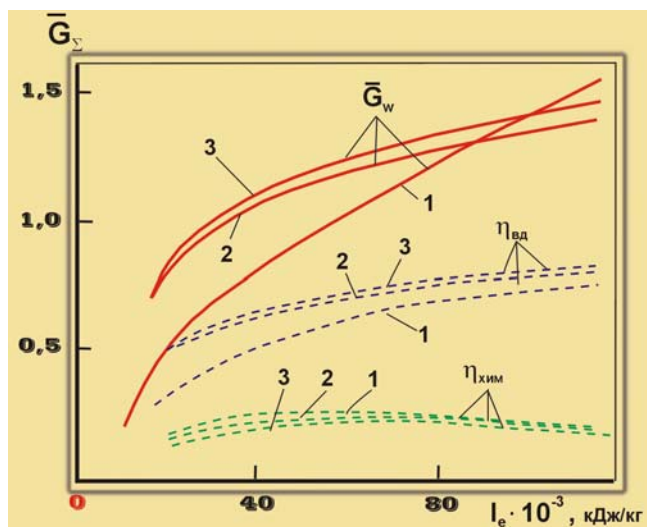


Рис. 9.6. Зависимость безразмерной скорости уноса массы и относительной доли тепловых эффектов вдува $\eta_{вд}$ и химических реакций $\eta_{хим}$ в балансе тепла на разрушающейся поверхности от энтальпии торможения: 1–3 – модели расчета; 1 – оплавление кварцевого стекла, 2 – горение углерода на поверхности, 3 – гетерогенное взаимодействие кварца и углерода [177]

Тогда получим

$$q_0 = (\alpha / c_p)_0 (I_e - I_w) = \varepsilon \sigma T_w^4 + q_{вд} + G_w [H(T_w) + [H(T_w) + \Delta Q_w]] \approx q_{вд} + G_w H^*. \quad (9.12)$$

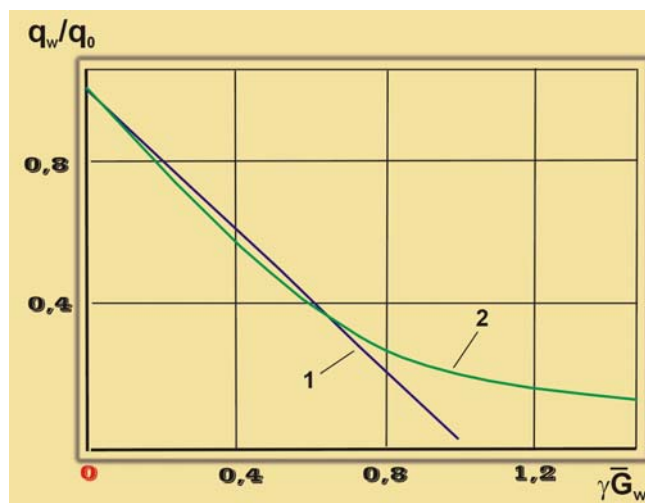


Рис. 9.7. Зависимость эффекта вдува от параметра $\gamma \bar{G}_w$: 1 – аппроксимация (4.12); 2 – (4.15)

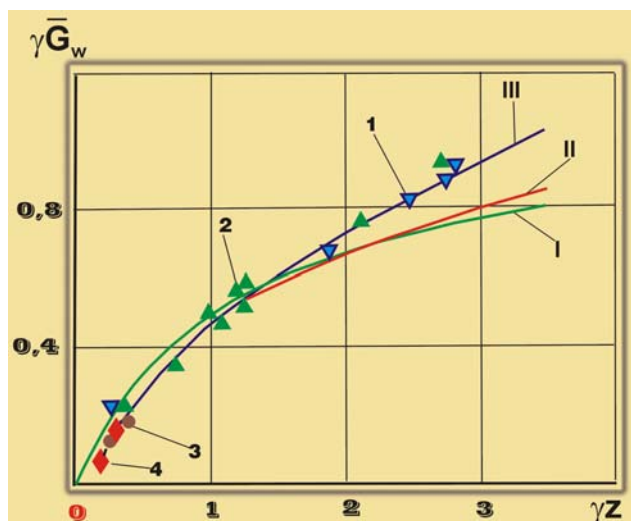


Рис. 9.8. Зависимость $\gamma \bar{G}_w$ от безразмерной энтальпии потока γZ : I, II, III – расчет по (9.13), (9.14), (9.15); точки – эксперимент; 1 – политетрафторэтилен [114], $H^* = 2750$ кДж/кг; 2 – стеклопластик на эпоксидном связующем, $H^* = 10\,700$ кДж/кг; 3 – легированная КСК, $H^* = 15\,700$ кДж/кг; 4 – графит [187], $H^* = 34\,000$ кДж/кг

Эффект вдува рассмотрим теперь в двух приближениях: линейном $q_w/q_0 = 1 - \gamma \bar{G}_w$ и квадратичном $q_w/q_0 = 1/[3(\gamma \bar{G}_w)^2 + \gamma \bar{G}_w + 1]$ [2]. На рис. 9.7 представлено сравнение этих двух аппроксимаций. Видно, что существенное расхождение начинается при $\gamma \bar{G}_w > 0,6$.

При линейной аппроксимации вдува баланс тепла (9.6) сводится к следующему уравнению для определения безразмерной скорости уноса массы (точнее, произведения $\gamma \bar{G}_w$)

$$\gamma \bar{G}_w = \gamma z / (1 + \gamma z), \quad (9.13)$$

где $z = (I_e - I_w) / H^*$ – безразмерная энтальпия потока.

В пределе при $z \rightarrow \infty$ произведение $\gamma \bar{G}_w \rightarrow 1$, т. е. безразмерная скорость уноса не может превысить $1/\gamma$. Наибольшее изменение комплекса $\gamma \bar{G}_w$ наблюдается в диапазоне $0 < \gamma z < 1$, тогда как при $\gamma z > 1$ производная его быстро уменьшается, обратно пропорционально квадрату z .

Из рис. 9.8 следует, что в диапазоне $\gamma \bar{G}_w > 0,65$ линейная аппроксимация эффекта вдува может давать значительные погрешности. Рассмотрим поэтому уравнение теплового баланса при квадратичной аппроксимации эффекта вдува. Оно сводится к кубическому уравнению относительно комплекса $\gamma \bar{G}_w$:

$$3(\gamma \bar{G}_w)^3 + (\gamma \bar{G}_w)^2 + \gamma \bar{G}_w = \gamma z.$$

Это уравнение имеет единственный действительный корень. В интересующей нас области $\gamma \bar{G}_w > 0,65$ или $\gamma z > 1,5$ (рис. 9.8) для нахождения этого корня можно воспользоваться разложением в ряд. Оставляя в разложении лишь линейный член, окончательно получаем уравнение для безразмерной скорости уноса массы в виде

$$\gamma \bar{G}_w = \sqrt[3]{\frac{\gamma z}{3}} \left(1 - \frac{0,2}{\sqrt[3]{(\gamma z)^2}} \right) - \frac{1}{9}. \quad (9.14)$$

Проверка показала, что удовлетворительную точность решение кубического уравнения в форме (9.14) имеет уже при $\gamma z > 0,4$ (рис. 9.8). Сравнение комплексов $\gamma \bar{G}_w$ для линейной и квадратичной аппроксимации эффекта вдува показывает их близкое совпадение в диапазоне $\gamma \bar{G}_w < 3,0$. Это говорит о том, что за верхнюю границу применимости линейной аппроксимации эффекта вдува можно принять $\gamma(I_e - I_w) \leq 3H^*$ или $\gamma \bar{G}_w < 0,75/\gamma$.

В табл. 9.1 показано, что для чистых веществ и кварцевого стекла в режиме сублимации справедливо приблизительное соотношение (9.1). Воспользовавшись этим соотношением, умножив уравнение (9.6) на коэффициент γ и учитывая, что при высоких значениях энтальпии $\bar{G}'_\Sigma \approx \bar{G}_w$, преобразуем его к виду, аналогичному (9.13) и (9.14): $\gamma \bar{G}_w = \sqrt{\gamma z (\gamma/1,5)} - 0,3\gamma$.

Для ламинарного пограничного слоя $\gamma \approx 0,6$, что позволяет произвести дальнейшее упрощение:

$$\gamma \bar{G}_w = 0,63\sqrt{\gamma z} - 0,18. \quad (9.15)$$

Сравнение экспериментальных данных (точки 1–4, рис. 9.8) с различными по точности решениями в форме (9.13) и (9.14) и уравнением (9.15) указывает на существование универсальной зависимости $\gamma \bar{G}_w$ от γz . Таким образом, эмпирическое соотношение (9.6) может быть распространено на любые другие условия, если коэффициент вдува незначительно отличается от среднего «ламинарного» значения 0,6, а отношение $\gamma z < 5$. (Энтальпия I_e не более $9H^*$ или $12 \Delta Q_w$).

Поскольку $H \approx 2(\Delta Q_w)_{\max}$ в (9.6) можно считать параметром стабилизации уноса массы материала, то он должен зависеть не только от внутреннего теплоглощения материала $H^* = H(T_w) + \Delta Q_w$, но и от эффекта вдува. Действительно, с точностью до 10% можно записать $H \approx [H(T_w) + \Delta Q_w]/\gamma$. Тогда (9.6) можно представить в виде выражения:

$$\bar{G}_w \approx \sqrt{\frac{\gamma(I_e - I_w)}{\Delta Q_w + H(T_w)}} - \frac{H(T_w)}{\Delta Q_w} = \sqrt{\gamma z} - 0,3, \quad (9.16)$$

из которого видно, что безразмерная скорость испарения материала прямо пропорциональна корню квадратному из отношения основных параметров, определяющих теплообмен в пограничном слое, и теплозащитных возможностей материала.

Это уравнение должно быть справедливо при вдуве полностью газифицированных продуктов теплового разрушения материала в ламинарный пограничный слой и «идеальном» теплозащитном материале, для которого максимальный тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности в 3,4 раза превышает его теплосодержание при температуре кипения. В настоящее время к таким ТЗМ можно отнести только легированную кварцевую стеклокерамику, если в рассматриваемых условиях нагрева ее можно считать непрозрачной, и некоторые композиционные материалы способные противостоять окислительному и термомеханическому воздействию набегающего газового потока.

Известно, что эффект вдува возрастает при увеличении скорости разрушения и повышении энтальпии заторможенного потока. В разделе 4.4 было показано, что при $\gamma \bar{G}_w < 1,2$ результаты, полученные различными авторами вполне удовлетворительно описываются линейной зависимостью (4.12). Однако при более высоких значениях параметра вдува наблюдается весьма большой разброс экспериментальных данных и исследователям никак не удается описать полученные результаты единой зависимостью. Часто это объясняется различными режимами обтекания, установление которых, по-видимому, также проблематично. В то же время выражение (9.6), представленное в виде безразмерной функции теплообмена:

$$\psi = \frac{q_w}{q_0} = \frac{\bar{G}_w}{z}, \quad (9.17)$$

подтверждается экспериментальными данными работы [181] до значений безразмерного параметра вдува $\bar{G}_w = 9$ (рис. 9.9). Тогда как, например, для кварцевого стекла даже при энтальпии 100 000 кДж/кг параметр $\bar{G}_w < 2$. Только при входе в атмосферу Юпитера энтальпия торможения превышает это значение (табл. 1.1).

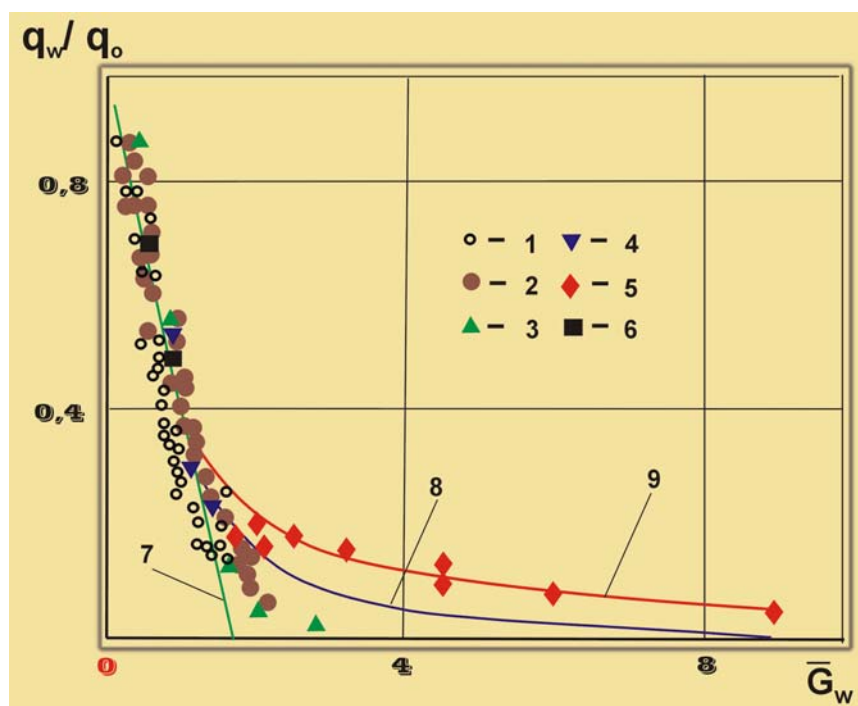


Рис. 9.9. Влияние $\bar{G}_w$ на отношение q_w/q_0 : 1 – [177]; 2 – [172]; 3 – [168]; 4 – [167]; 5 – [181]; 6 – [178]; 7 – расчет по (4.12); 8 – по (4.15); 9 – по (9.17).

Для проверки влияния полупрозрачности материалов и эрозионного уноса на выполнение закономерности (9.6) были дополнительно обработаны эксперименты по определению скорости уноса кварцевого стекла [250], графита при температурах выше 3750 К [187], а также рассмотрены результаты испытаний легированной кварцевой стеклокерамики и стеклопластика ТЗМКТ-8 в условиях установки ПД-4М (рис. 9.10).

Из этого рисунка, а также рис. 9.2, следует, что наличие связующего, как и прозрачность материала, не влияет на линейный характер зависимости (9.6). Однако теплота разрушения H , которая определяет угол наклона зависимостей (9.6) существенно уменьшается по сравнению с непрозрачным материалом (легированная КСК). Этот вывод согласуется с данными [129], согласно которым изменение оптических свойств плавленного кварца может привести практически к двукратному изменению скорости его разрушения.

На установке ПД-4М энтальпия торможения превышала 40 000 кДж/кг, а лучистая составляющая достигала 10 000 кВт/м². В этих условиях легированная КСК и стеклопластик ТЗМКТ-8 уже относятся к полупрозрачным материалам. В результате скорость их уноса возрастает (точка 5, рис. 9.10).

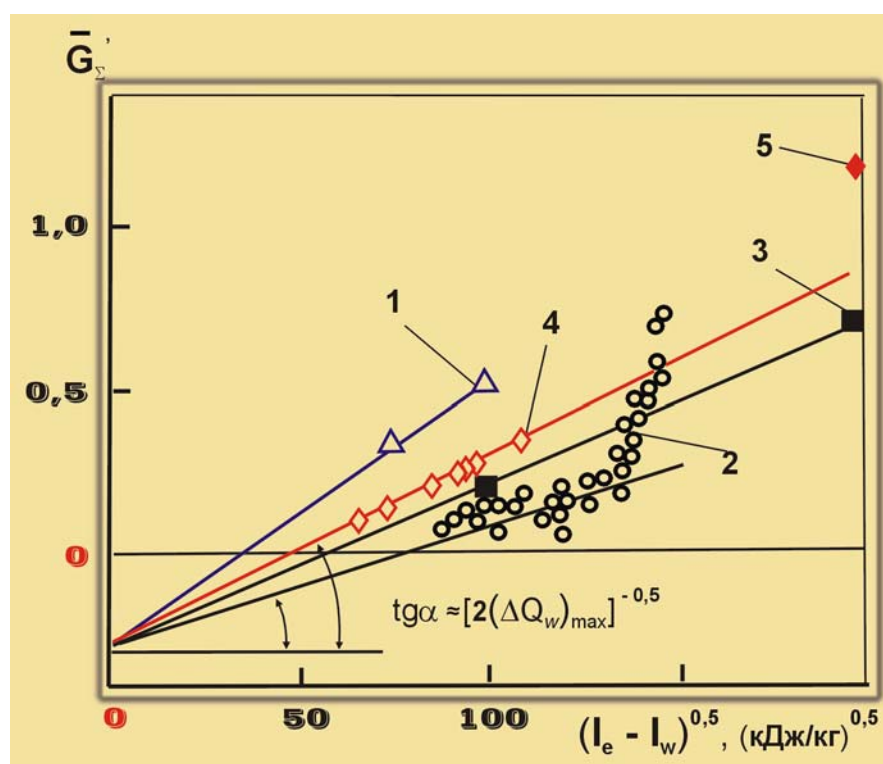


Рис. 9.10. Зависимость безразмерной скорости уноса $\bar{G}'_\Sigma$ от корня квадратного из перепада энтальпии:
1 – кварцевое стекло; 2 – графит [187]; 3 – углепластик; 4, 5 – легированная КСК, 4 – без лучистой составляющей; 5 – при лучистой составляющей $\sim 10^4$ кВт/м² (установка ПД-4М); линии – расчет по (9.6)

Как отмечают авторы работы [187], при температуре выше 3750 К начинается значительный унос графита АТJ в виде частиц. Вследствие чего зависимость $\bar{G}'_\Sigma = f\sqrt{I_e - I_w}$ резко изменяет свой угол наклона (точки 2). В этом случае теплота разрушения графита H намного меньше $2(\Delta Q_w)_{\max}$. Диффузионный режим окисления графита, который наблюдается при энтальпии торможения до 15000 кДж/кг, также увеличивает скорость уноса по сравнению с расчетом по (9.6).

Следовательно, закономерность (9.6) при $\bar{G}'_\Sigma > 0,5$ и $\gamma \sim 0,6$ соблюдается практически во всех рассмотренных случаях. Полупрозрачность материала и эрозионный унос приводят к уменьшению теплоты разрушения H по сравнению с $2(\Delta Q_w)_{\max}$. По мере снижения прозрачности поверхностного слоя материала H возрастает и достигает своего максимального значения $\sim 2(\Delta Q_w)_{\max}$.

Полученные результаты дают возможность определить предельную энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала. Для этого воспользуемся выражением для эффективной энтальпии и закономерностью (9.6). При условии, что энтальпия торможения $I_e \rightarrow \infty$ получим

$$I_{\text{эфф}} = \frac{q_0 - \varepsilon \sigma T_w^4}{G_\Sigma} \rightarrow \frac{q_0}{G_\Sigma} = \frac{(\alpha/c_p)_0(I_e - I_w)}{(\alpha/c_p)_0[\sqrt{(I_e - I_w)/H} - 0,3]} \rightarrow \sqrt{(I_e - I_w)H}. \quad (9.18)$$

В пределе $I_{\text{эфф}} \rightarrow \sqrt{I_e H}$ при $I_e \gg I_w$.

Таким образом, в настоящее время можно считать твердо установленным, что предельная энергоемкость всего процесса теплового разрушения материала стремится к величине, равной корню квадратному из произведения теплосодержания потока и суммарного теплового эффекта поверхностных процессов.

9.4. Способ определения максимального теплового эффекта поверхностных процессов теплозащитных материалов

Закономерность (9.6) дает возможность прогнозировать теплозащитные возможности материала в широком диапазоне параметров нагрева при минимальных данных о его свойствах и давать рекомендации при разработке новых материалов. Кроме того, равенство параметра H удвоенному максимальному тепловому эффекту поверхностных процессов позволяет предложить экспериментальный способ определения $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ [296].

Осуществление этого способа производится путем испытания образцов ТЗМ в высокотемпературном газовом потоке. При этом для исключения уноса материала в виде твердых частиц и уменьшения горения на поверхности желательно использовать дозвуковые газовые потоки с энтальпией торможения выше 8000 кДж/кг. Максимальный тепловой эффект рассчитывается по формуле, вытекающей из закономерности (9.6):

$$(\Delta Q_w)_{\text{max}} = \frac{I_e - I_w}{2(\bar{G}'_\Sigma + 0,3)}. \quad (9.19)$$

В табл. 9.4 приведены результаты определения $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ некоторых угле-, стеклопластиков с различным содержанием углерода в материале. Из таблицы видно, что по мере увеличения доли углерода $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ возрастает. Следует отметить, что повышение значения $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ происходит почти прямопропорционально содержанию наполнителя. Поэтому для оценки максимального теплового эффекта какого либо композиционного ТЗМ достаточно $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ однородного материала, например, кварцевого стекла или графита, умножить на массовую долю наполнителя в материале (рис. 9.11).

Таблица 9.5 – Результаты определения $(\Delta Q_w)_{\text{max}}$ угле-, -стеклопластиков

$$(q_k = 13000 \text{ кВт/м}^2, I_e = 14000 \text{ кДж/кг}, P_e \approx 10^5 \text{ Па}, (\alpha/c_p)_0 = 0,96 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)})$$

Материал	Содержание углерода, %	ρ , кг/м ³	$\bar{V}_\infty \cdot 10^3$, м/с	T_w , К	$(\Delta Q_w)_{\text{max}}$, кДж/кг
Углепластик	60–70	1420	0,19	3370	18 900
Углепластик	62	1450	0,22	3360	17 950
Углепластик	53,5	1300	0,24	3350	17 050
Углепластик	50	1400	0,24	3340	15 825
Углестеклопластик	30	1460	0,36	3350	10 400
Стеклопластик	—	1620	0,47	2630	6250

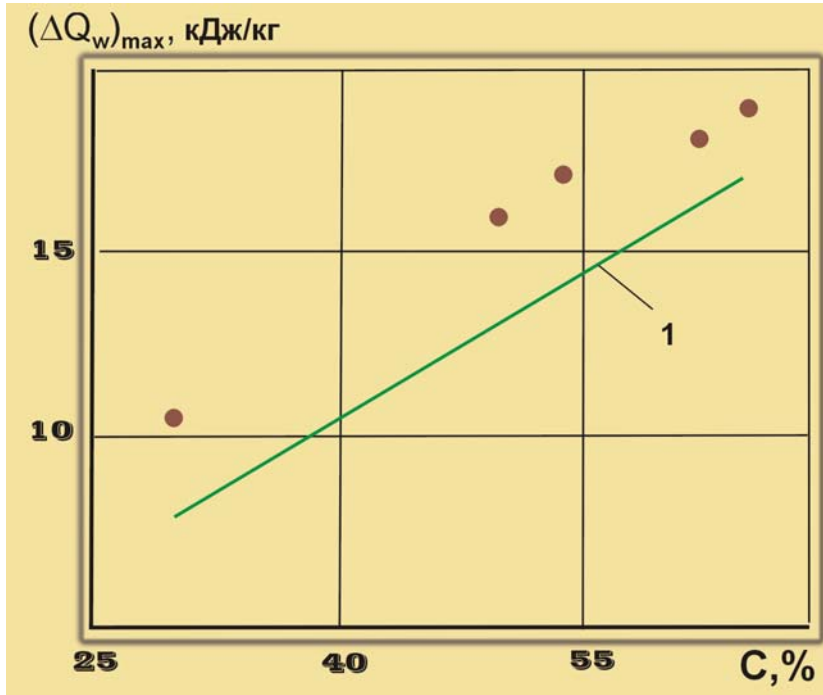


Рис. 9.11. Зависимость теплового эффекта углепластиков от содержания углерода: точки – эксперимент; 1 – оценка по $(\Delta Q_w)_{\max}$ для графита (26 000 кДж/кг)

9.5. Аналогия между закономерностями прогрева и уноса массы. Энергетика теплового разрушения материала

В выражениях, определяющих закономерности прогрева и уноса массы, полученных для внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла много общего.

При определении предельной энергоемкости внутренних процессов поглощения тепла было получено соотношение (8.14)

$$\frac{\Delta^*(\tau_\delta)}{\delta_T} = \frac{\delta_T + S(\tau_\delta)}{\delta_T} \approx \left[\frac{H(\bar{T}) + H(T_w)}{H(\bar{T})} \right]^{0,5} \approx 2.$$

В свою очередь стабилизация поверхностных процессов поглощения тепла характеризуется достижением постоянного значения параметра H , равного $\sim 2(\Delta Q)_{\max}$. При этом также выполняется соотношение, аналогичное (8.14). Учитывая выражение (9.1), можно записать

$$\left[\frac{H(T_{\text{кип}}) + (\Delta Q)_{\max}}{H(T_{\text{кип}})} \right]^{0,5} \approx 2. \quad (9.20)$$

Если зависимость (8.3) с хорошей точностью выполняется для глубинных изотерм ($\theta^* = 0,005-0,1$), то соотношение (9.20) с точностью до 8% справедливо в диапазоне давлений 10^4-10^7 Па. В первом случае теплосодержание прогретого слоя зависит от θ^* , а во-втором – температура кипения зависит от давления.

Аналогия между внутренними и поверхностными процессами поглощения тепла не исчерпывается зависимостями (8.3) и (9.20). Много общего содержат закономерности (5.7) и (9.6). Если суммарная толщина прогретого и унесенного слоев (Δ^*) возрастает прямопропорционально корню квадратному из времени нагрева ($\sqrt{\tau}$) (т. е. увеличивается по такому закону при накоплении тепла за счет теплосодержания материала), то для $\bar{G}'_\Sigma$ характерна аналогичная зависимость от корня квадратного из подводимого тепла к нагреваемой поверхности ($\sqrt{I_e - I_w}$).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что $\sqrt{\tau_{\xi}}$ в уравнении (5.7) может быть принят равным $\sqrt{1c}$, а зависимости (9.6) для различных материалов сходятся в точке на оси ординат, равной $\sim(-0,3)$, т. е. закономерности (5.7) и (9.6) имеют «фокусы». Следует отметить, что величина безразмерной скорости уноса $\bar{V}_{\infty} \approx 0,3$ является предельным значением, при достижении которого нестационарным периодом накопления тепла за счет теплосодержания материала можно пренебречь.

Наконец, тангенсы углов наклона зависимостей (5.7) и (9.6): коэффициенты K и $1/\sqrt{H}$ являются энергетическими комплексами из переменных параметров, характеризующих данные процессы. С учетом указанных ограничений, коэффициент K не зависит от входящих в него величин, а параметр H – от внешних условий.

В результате аналогия между внутренними и поверхностными факторами поглощения тепла позволяет сформулировать общую закономерность поглощения тепла при тепловом разрушении материала следующим образом:

Закономерность поглощения тепла при тепловом разрушении поверхности материала, заключающаяся в том, что предельная энергоемкость внутренних процессов поглощения тепла достигается при равенстве толщин прогретого и унесенного слоев материала, а предельная энергоемкость унесенного слоя – при равенстве значений максимального теплового эффекта физико-химических превращений на поверхности и тепла, поглощаемого и излучаемого материалом в процессе перехода из твердого в газообразное состояния с учетом эффекта вдува.

Уравнение $2K_{Tp}^3 - K_{Tp}^2 + K_{Tp} - 1 = 0$ (5.24), из которого получено точное значение константы K_{Tp} было положено в основу модели прогрева и теплового разрушения материала (разд. 6.4).

Из уравнения (5.24) получается ряд тождеств, численные значения которых отличаются на единицу:

$$\frac{K_{Tp}}{(K_{Tp}^2 + 1)(1 - K_{Tp})} = \frac{1}{K_{Tp}^2} \approx 1,83; \quad (9.21)$$

$$\frac{K_{Tp}^2 + 1}{K_{Tp}^2} = \frac{K_{Tp}}{1 - K_{Tp}} \approx 2,83; \quad (9.22)$$

$$\frac{K_{Tp}^2 + 1}{K_{Tp}^3} = \frac{1}{1 - K_{Tp}} \approx 3,83. \quad (9.23)$$

Эти значения входят в формулы для расчета прогрева и уноса массы. Например, в разд. 6.4 для определения момента достижения стационарного режима разрушения поверхности материала τ_v и линейного уноса в этот момент времени $S(\tau_v)$ получены формулы (6.31) и (6.32): $\tau_v = 2,83d_0 / \bar{V}_{\infty}$; $S(\tau_v) = 1,83d_0$. В свою очередь число 3,83, умноженное на $\sqrt{\pi}$, дает константу 6,79, которая используется в формуле для расчета массовой скорости уноса (8.19).

При анализе зависимостей коэффициента K от безразмерной температуры θ^* без уноса и с уносом массы с поверхности, которые определяются уравнениями (5.5), (5.22) и (5.23): $\theta^* = \operatorname{erfc}\left(\frac{K}{2}\right)$,

$K = -\frac{1}{K_{Tp}}\theta^* + \frac{K_{Tp}^2}{1 - K_{Tp}}$, $K = -\left(\frac{1 - K_{Tp} + K_{Tp}^2}{1 - K_{Tp}}\right)\theta^* + \frac{1}{1 - K_{Tp}}$ (кривые 1–3, рис. 9.12) оказалось, что точки

их пересечения между собой и с осью ординат также определяют эти константы, а соответствующие площади на рис. 9.12, умноженные на $\sqrt{\pi}$, – энергетику теплового разрушения материала [297].

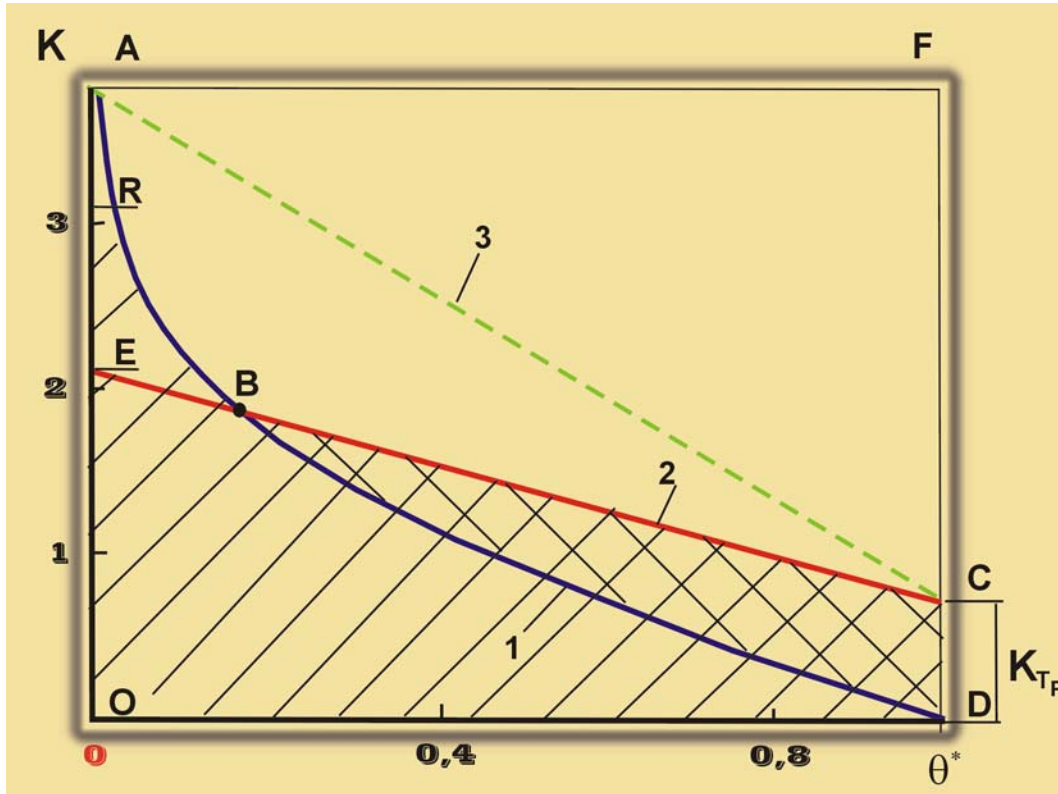


Рис. 9.12. Энергетическая диаграмма теплового разрушения материала (ЭДМ): 1 – зависимость коэффициента K при нагреве материала до температуры разрушения (плавления) поверхности для $T_w = \text{const}$, расчет по (5.5); 2 – зависимость коэффициента K , определяющего положение изотерм относительно исходной поверхности при уносе массы, расчет по (5.22); 3 – зависимость коэффициента K для безразмерной скорости линейного уноса $\bar{V}_\infty \approx 0,3$, расчет по (5.23); значения коэффициента K в точках C, B, E, R и A – 0,74; 1,83; 2,09; 3,09 и 3,83, соответственно

Уравнение (5.5), характеризующее распределение тепловой энергии в твердом теле до начала разрушения (плавления) поверхности, получено при $T_w = \text{const}$ (рис. 9.12, кривая 1). Однако расчеты по нему при значениях безразмерной температуры $\theta^* < 0,2$ хорошо согласуются с экспериментом даже при уносе массы (см. разд. 5.5).

В разделе 6.2 было отмечено, что закон изменения температуры поверхности с момента достижения температуры плавления T_p до установления постоянного значения $\bar{T}_w$ определяет константу K_{Tp} и удовлетворительно описывается уравнением для окружности единичного радиуса: $\theta_{T_w} \approx \sqrt{t'(2-t')}$. Возможно поэтому число π является коэффициентом пропорциональности между площадью S_{BCD} и энергией, определяемой константой K_{Tp} ($S_{BCD} \cdot \sqrt{\pi} \approx K_{Tp}$), площадью S_{OAFD} и полной энергией теплового разрушения материала ($S_{OAFD} \cdot \sqrt{\pi} \approx 6,79$).

В результате накопления тепловой энергии при повышении температуры поверхности от T_p до $\bar{T}_w$ значение коэффициента K при $\theta^* = 1$ достигает величины K_{Tp} (рис. 9.12, прямая 2). При этом кривые 1 и 2 пересекаются в точке B ($K \approx 1,83$; $\theta^* \approx 0,2$). Экспериментальные исследования показывают, что значение $\theta^* \approx 0,2$ ограничивает область температурного поля, до которой распространяется влияние разрушающей поверхности при повышении теплосодержания материала до величины необходимой для установления стационарного уноса массы с поверхности. В разделе 5.5 на рис. 5.12, а показано, что на линейной зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$, полученной для изотермы $\theta^* = 0,2$ в образцах

кварцевой стеклокерамики, есть излом, а для изотермы $\theta^* = 0,05$ – нет. Для высокотемпературных изотерм ($\theta^* \approx 0,6$) зависимости $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ резко изменяют угол наклона при достижении постоянной температуры поверхности, т. е. в момент завершения накопления тепла в поверхностном слое материала (рис. 5.12, б).

Часть тепловой энергии, накопленной в процессе повышения температуры от T_p до $\bar{T}_w$ (площадь S_{BCD} на рис. 9.12) за время установления стационарного режима уноса массы поглощается либо слоем унесенного материала с поверхности $S(\tau_v)$, либо газообразными продуктами разложения связующего (например, при фильтрации через пористый прококсированный слой). Другая часть этой энергии, равная $1 - K_{Tp} \approx 0,26$, аккумулируется в стационарном прогретом слое и расходуется на внутренние процессы, в том числе на теплоту плавления (рис. 9.13).

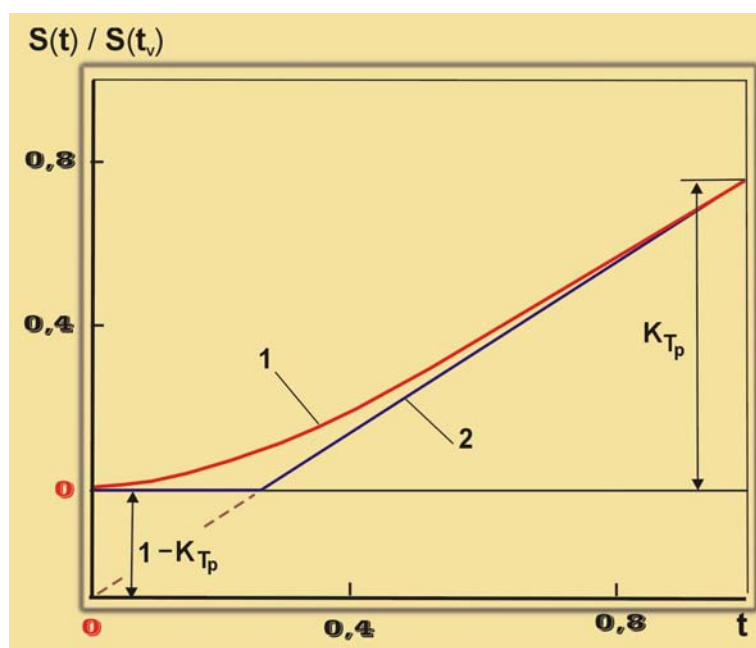


Рис. 9.13. Зависимость безразмерного линейного уноса $S(t)/S(t_v)$ от времени нагрева: 1 – без источника внутреннего газообразования (без охлаждения прогретого слоя), 2 – при охлаждении прококсированного слоя за счет фильтрации газообразных продуктов

Для оценки теплосодержания прогретого слоя в разд. 8.2 получена формула (8.13):

$$\frac{H(\bar{T})}{H(T_w)} \approx \frac{4}{K^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{K^2}{4}\right) \right].$$

Поскольку, согласно (5.5), при $\theta^* = 0$ $K \rightarrow \infty$ температурное поле ограничим изотермой $\theta^* = 0,005$, для которой можно принять $K \approx 3,83$ (9.23).

Выбор значения $K \approx 3,83$ не является случайным, так как эта величина установлена при экспериментальных исследованиях температурных полей в образцах КСК. Повышение плотности подводимого теплового потока, а, следовательно, и скорости уноса массы приводит к тому, что при $\bar{G}_\Sigma > 0,5$ стационарный режим быстро устанавливается практически для всех изотерм температурного поля. Оказалось, что для однородных материалов коэффициент K зависит от темпа нагрева, при повышении которого в нестационарном режиме увеличивается скорость перемещения изотерм. На рис. 9.12 приведены только граничные зависимости $K = f(\theta^*, \bar{V}_\infty)$ – прямые 2 и 3, определяемые уравнениями (5.22) и (5.23).

В разделе 5.6 было отмечено, что приближение $\bar{V}_\infty$ к предельному значению $\sim 0,3$ приводит к сильному сокращению времени существования линейных зависимостей $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$. Уже при $\bar{V}_\infty \approx 0,3$ нестационарным периодом для $\theta^* > 0,2$ можно пренебречь и зависимость коэффициента K

от θ^* описывается выражением (5.23), которое при $K = K_{Tp}$, в отличие от (5.22), вырождается. Уравнение прямой (5.23) при $\theta^* = 0$ дает значение $K \approx 3,83$. Этому значению соответствует количество тепла, определяемое общей площадью диаграммы ЭДМ (рис. 9.12). Произведение $S_{OAFD}\sqrt{\pi} \approx 6,79$ равно полной тепловой энергии, необходимой для газификации единицы массы материала с учетом блокировки подводимого тепла вдувом в пограничный слой и излучения с поверхности.

Из уравнения (8.13) при $K = 3,83$ находим, что теплосодержание прогретого слоя составляет $\sim 0,27$ от теплосодержания унесенного материала. На рис. 9.13 видно, что это значение почти равно разности $(1 - K_{Tp})$.

Энергетическая диаграмма теплового разрушения материала позволяет рассмотреть и так называемый «переходной период», когда при плавлении поверхности уноса пленки расплава практически не происходит. Это также представляет значительный интерес, поскольку многие технологические процессы происходят при плавлении поверхности без уноса массы.

Экспериментальные результаты, полученные в работе [253], дают основания предположить возможность появления S-образного профиля температуры в образцах КСК, когда уносом пленки расплава можно пренебречь. Результаты, приведенные в табл. 8.3, на рис. 8.16 и 8.17 показывают, что если начальное значение подводимого теплового потока превышает уровень, допустимый для нагрева поверхности до температуры разрушения (плавления) материала, тепловая волна распространяется значительно быстрее, чем это следует из граничных условий.

Допустим, что в таких условиях нагрева возможно некое волновое возмущение температурного поля, ускоряющее распространение тепла вглубь материала [298].

В работе [299] найдено решение линейного уравнения теплопроводности (5.4) для начального распределения температуры в стержне длиной l : $T(y, 0) = T_0 + (T_w - T_0)\text{Sin}(\alpha y)$ и граничных условий $T(0, \tau) = T(l, \tau) = T_0$ в виде

$$T(y, \tau) = T_0 + (T_w - T_0) \exp(-\alpha^2 \tau) \text{Sin}(\alpha y), \quad (9.24)$$

где $\alpha = \pi/l$.

Рассмотрим возможность применения (9.24) для объяснения экспериментальных данных, приведенных на рис. 9.14, на котором видно, что экспериментальные значения температур при y меньше некоторого значения y_k заметно выше расчета по (5.5).

Если коэффициент K при $\theta^* > 0,2$ определяется по (5.22), то количество тепловой энергии, накопленной в материале и подводимой к поверхности, должно быть достаточно для установления стационарного режима уноса массы. С другой стороны, если установившаяся температура на поверхности выше температуры плавления, а пленка расплава, тем не менее, остается на поверхности образца, то зависимость $K = f(\theta^*)$ не должна удовлетворять (5.22). В этом случае значение коэффициента K , определяемое точкой пересечения зависимости (5.5) с некоторой прямой, должно быть меньше 1,83. Однако и в таком варианте нагрева тепло, накопленное в поверхностном слое материала при повышении температуры от T_p до $\bar{T}_w$, должно распределяться в некоторой области температурного поля y_k , размеры которой также возможно оценить по формуле $y \approx K\sqrt{a\tau}$ (5.6), где коэффициент $K < 1,83$.

Допустим, что решение (9.24) можно применить для аппроксимации экспериментальных данных, приведенных на рис. 9.14, в интервале $0 < y < y_k$ для следующих начальных и граничных условий: при $\tau \geq \tau_T$ $y_k = K\sqrt{a\tau}$; при $y = 0$ и $\tau \geq \tau_T$ $T(0, \tau) = \bar{T}_w$; при $y = y_k$ $T(y_k, \tau) = T_s = \text{const}$. Тогда зависимость для расчета температурного поля с учетом (9.24) можно представить в виде линейной суперпозиции двух выражений:

при $y \geq y_k$

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \text{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (9.25)$$

при $y < y_k$

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp(-a\alpha^2 \tau) \sin(\alpha y) + (\bar{T}_w - T_0) \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (9.26)$$

где $\alpha = \pi / y_k$.

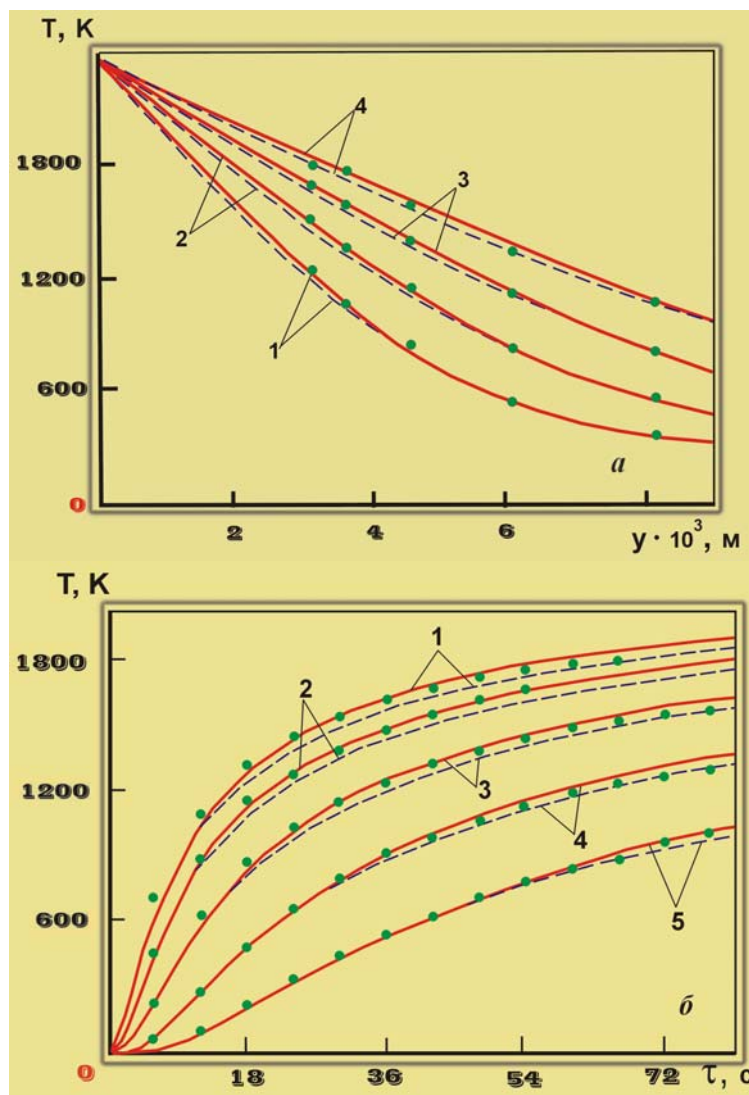


Рис. 9.14. Сравнение расчетных и экспериментальных значений температуры в легированной КСК с учетом волнового возмущения температурного поля в зависимости от координаты y (а) и времени нагрева (б): а – 1–4 – температурный профиль при временах нагрева 13, 24, 42 и 70 с; б – 1–5 – на глубине $(3,1; 3,6; 4,55; 6,05 \text{ и } 8,15) \cdot 10^{-3}$ м (расчет при $y \geq y_k$ по (9.25), при $y < y_k$ – по (9.26), $T_w = 1350$ K, $a = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\tau_T = 13$ с)

Сравнение экспериментальных и расчетных значений температур по (9.25) и (9.26) показывает, что значение коэффициента K в (5.6) должно быть принято равным 1,6. При этом значении коэффициента K наблюдается удовлетворительное совпадение расчетных данных с экспериментом. По формулам (5.19) и (6.18) находим значения времен достижения на поверхности температуры плавления ($\tau_p \approx 2$ с) и $T_w = \text{const}$ ($\tau_T \approx 13$ с). При расчете использовались следующие значения параметров: $q_k = 2700$ кВт/м², $\bar{T}_w = 2350$ K, $T_p = 2000$ K, $a = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\rho c = 2530$ кДж/(м³·K).

Поскольку уравнения (9.25) и (9.26) получены при $T_w = \text{const}$, то сравнение расчетных и экспериментальных данных надо проводить для $\tau > \tau_T$. На рис. 9.14, а, б видно, что зависимости температуры от времени нагрева и координаты y , рассчитанные по (9.25) и (9.26), удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Амплитуда полуволны, которая устанавливается в области температурного поля $y < y_k$, имеет максимальное значение при $y_k/2$ и постепенно уменьшается по мере увеличения времени нагрева, если не начинается унос массы с поверхности материала. Следует отметить, что экспериментальное температурное поле в образце КСК, по-видимому, быстрее возвра-

щается к автомодельному режиму прогрева (9.25), чем это следует из расчета по (9.26) (рис. 9.14, $\tau > 70$ с.).

При дальнейшем повышении плотности подводимого теплового потока начинается унос материала с поверхности, влияние которого на температурное поле при $\bar{V}_\infty < 0,05 \cdot 10^{-3}$ м²/с распространяется до изотермы с безразмерной температурой $\theta^* \approx 0,2$. Зависимость $K = f(\theta^*)$ при $\theta^* > 0,2$ описывается (5.22), а коэффициент K достигает значения 1,83 (рис. 9.12), так как в этом случае рано или поздно должен установиться стационарный режим уноса массы (при K меньше 1,83 уноса массы с поверхности материала нет, и волновое возмущение затухает). При уносе массы с поверхности материала полуволна, которая, по-видимому, появляется вследствие воздействия теплового потока, превышающего уровень, допустимый для нагрева материала без разрушения, является одной из причин сокращения времени достижения стационарного уноса массы.

Для расчета температурного поля при $S(\tau) < y < y_s$ можно воспользоваться (8.23). Однако, при $y \geq y_s$ в (8.22) необходимо учесть волновой член по аналогии с (9.26):

$$T(y, \tau) = T_0 + (\bar{T}_w - T_0) \exp(-a\alpha^2\tau) \sin[\alpha(y - y_s)] + (\bar{T}_w - T_0) \exp\left[-\frac{\bar{V}_\infty}{a}(y - S(\tau))\right] \operatorname{erfc}\left(\frac{y - y_s}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (9.27)$$

где $\alpha = \pi / y_k$; $y_k = 1,83\sqrt{a\tau}$; $S(\tau) = \bar{V}_\infty\tau - d_0$, а $y_s \approx 2S(\tau)$.

На рис. 9.15 показано сравнение расчетного и экспериментального профилей температуры в образце КСК ($a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с) для времени нагрева $\tau > \tau_v$. Из рисунка видно, что расчет по (9.27) с учетом волнового возмущения лучше согласуется с экспериментальными данными, чем расчет по (8.22).

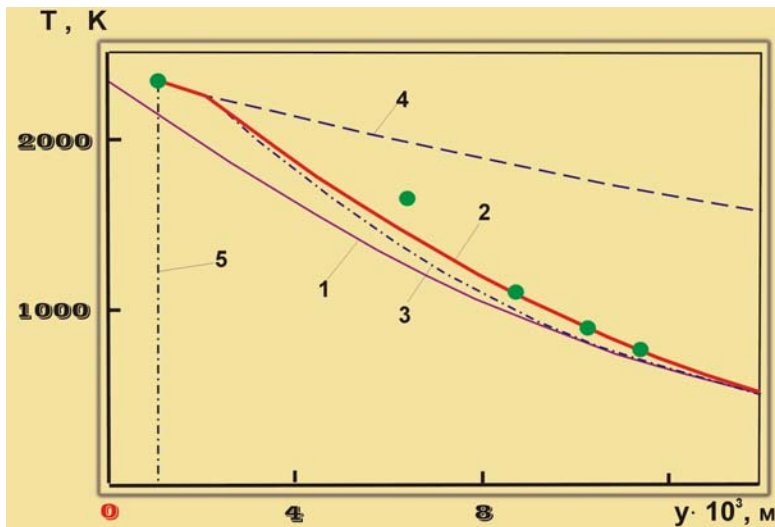


Рис. 9.15. Сравнение расчетного и экспериментального профилей температуры в легированной КСК на 60 секунду нагрева при $\bar{V}_\infty = 0,02 \cdot 10^{-3}$ м/с, $T_w = 1350$ К, $a = 0,65 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\tau_v = 56$ с: 1 — расчет по (5.5), 2 — по (9.27) и 3 — по (8.22) при $y \geq y_s$, 4 — по (8.23) при $S(\tau) < y < y_s$, 5 — положение нагреваемой поверхности, точки — эксперимент

Таким образом в условиях, когда подводимый тепловой поток превышает уровень, допустимый для нагрева материала без разрушения, по-видимому, возможно волновое возмущение температурного поля. Максимальная амплитуда полуволны в рассмотренном случае не превышает 70 К и затухает при увеличении времени нагрева. В то же время при уносе массы волновое возмущение, по-видимому, является одной из причин ускорения выхода на стационарный режим разрушения поверхности материала.

Полученные результаты показывают, что любая диссипативная структура, к которой также можно отнести и прогретый слой материала, когда подводимый тепловой поток превышает значение, допустимое для нагрева материала без разрушения, переходит в новое — динамически устойчивое стационарное состояние в результате флуктуации.

9.5. Аналогия между закономерностями прогрева и уноса массы. Энергетика теплового разрушения материала

Цикл работ, обобщенных в [253], дает право на «жизнь» константе теплового разрушения материала K_{Tp} . Рассмотрим, с какими природными свойствами материала может быть связана подобная константа. Известно, что кислород и кремний являются самыми распространенными элементами в земной коре (О ~50%, Si ~25 – 30%) [300]. Естественно, что материалы на основе SiO₂ имеют наибольшее распространение в природе. В таблице 9.6 представлены значения и отношение теплоемкостей двуокиси кремния в жидком и газообразном состояниях, а также теплосодержание SiO₂ в диапазоне температур от $T_{пл}$ до $T_{кип}$ при атмосферном давлении.

Таблица 9.6 – Отношение теплоемкостей двуокиси кремния в газообразном и жидком состояниях в диапазоне температур от плавления до кипения при атмосферном давлении [166].

№ п/п	Двуокись кремния в конденсированном состоянии Молекулярный вес 60,0843			Двуокись кремния в газообразном состоянии Молекулярный вес 60,0843			$c_p^{газ} / c_p^{жид}$
	T, K	$c_p^{жид},$ Дж/(К·моль)	$\Delta H(T),$ кДж/моль	T, K	$c_p^{газ},$ Дж/(К·моль)	$\Delta H(T),$ кДж/моль	
1	1996	75,403	126,836	-	-	-	-
2	1996	83,500	136,436	-	-	-	-
3	2000	83,500	136,770	2000	61,308	108,503	0,734
4	2100	83,500	145,120	2100	61,403	114,638	0,735
5	2200	83,500	153,470	2200	61,485	120,783	0,736
6	2300	83,500	161,820	2300	61,557	126,435	0,737
7	2400	83,500	170,170	2400	61,661	133,094	0,738
8	2500	83,500	178,520	2500	61,678	139,255	0,739
9	2600	83,500	186,870	2600	61,728	145,423	0,739
10	2700	83,500	195,220	2700	61,773	151,604	0,740
11	2800	83,500	203,570	2800	61,813	157,784	0,740
12	2900	83,500	211,920	2900	61,849	163,963	0,741
13	3000	83,500	230,27	3000	61,882	170,153	0,741

Как видно из таблицы, отношение теплоемкостей SiO₂ в газообразном и жидком состояниях очень хорошо согласуется с константой теплового разрушения $K_{Tp} \approx 0,74$.

9.6. Заключение

У. – Кажется, обошлось. Говорил тебе не трогай основы, тем более, когда сидишь на вершине. Ладно, давай подводить итоги. Начинай, у тебя это хорошо получается.

К. – Подожди, вначале надо приземлиться где-нибудь помягче. А то на твоём аппарате не только до Марса не добраться, но недолго и шею сломать.



К. – Вот этот аппарат мне подходит. Устраивайся удобнее и слушай.

При тепловом разрушении материал, как правило, переходит из одного агрегатного состояния в другое, поглощая при фазовых переходах плавления и испарения определенное количество теплоты на разрыв связей. Нам, похоже, удалось показать, что аналогичный разрыв связей происходит и при переходе материала из нестационарного режима разрушения в стационарный. Однако в этом случае не имеет значения, в каком виде материал уносится с поверхности: в твердом, жидком или газообразном. Принципиальное значение имеет только достаточно резкий переход из одного режима в другой, на который также затрачивается определенное количество энергии. При этом тепловой поток, поступающий вглубь твердого тела, перестает зависеть от его теплопроводности в полном соответствии с формулой $-\lambda(\partial T / \partial y)_w = \rho \bar{V}_\infty c_p (T_w - T_0) = \rho \bar{V}_\infty H(T_w)$.

У. – Другими словами, ты хочешь сказать, что в этот момент сопротивление внутренних слоев материала «сломлено» и в стационарном режиме он разрушается пропорционально приложенной силе (тепловому потоку). Мне кажется, что нечто подобное происходит и при эрозионном разрушении, когда существует достаточно четкая граница между нестационарным и установившимся режимами. Мы знаем, что для установления стационарного режима эрозионного разрушения, по крайней мере, неметаллических материалов, необходимо, чтобы количество подведенной энергии к поверхности материала достигло 10^6 Дж/м².

рого оказался равным $\sim 0,74$. Эту постоянную мы назвали – константой теплового разрушения материала K_T . Далее мы показали, что константа влияет не только на высокотемпературное поле, но и закономерности изменения скорости уноса и температуры поверхности с момента начала плавления.

К. – Я надеюсь, ты понял, что модель прогрева и уноса массы, которую мы предложили на основе экспериментальных данных, предполагает не постепенное приближение профиля температур к стационарному виду, а полное совпадение текущего профиля со стационарным по мере перехода к изотерме с более низкой температурой. При общепринятых методах расчета это исключается, так как для установления стационарного режима требуется бесконечное время. В связи с этим и вводится понятие «квазистационарный режим прогрева». Естественно, что при таком подходе всегда будет оставаться бесконечно малая величина, которую необходимо преодолеть для того, чтобы профиль температур совпал со своим стационарным значением. Понятие «квазистационарный профиль температуры» можно оставить, но относить его надо к полному перепаду температур, так как в таком понимании стационарный профиль температур будет также устанавливаться длительное время.

У. – Так что! Получается, что наша константа – это действительно энергетический параметр, в конечном итоге, определяющий момент времени, при достижении которого внутренние процессы поглощения тепла уже не оказывают влияния на скорость разрушения поверхности. Наблюдается некая аналогия с разрывом связей при переходе из одного агрегатного состояния в другое. Тем более, что наша таблица подтверждает ее связь с тепловой испарения материалов. Очень интересная константа.

К. – Не менее интересным оказался, так называемый параметр нестационарного уноса массы d_0 , который позволил обойтись без определения высокотемпературной теплопроводности материала при расчете нестационарного разрушения поверхности. Всем известно, что определить теплопроводность материала при температурах разрушения поверхности практически очень трудно. А тут на тебе! Появилась возможность считать нестационарный унос для любых материалов даже при переменной тепловой нагрузке в интервале времени, когда постоянная скорость уноса вообще не успевает установиться.

У. – Однако до сих пор мы говорим о законах, которые действуют, когда безразмерная скорость уноса не превышает 0,5, а что будет при больших энтальпиях и скоростях разрушения?

К. – Для высоких скоростей уноса массы в высокоэнтальпийных газовых потоках мы также получили очень интересные результаты. Мы не только научились экспериментально определять максимальные тепловые эффекты для новых теплозащитных материалов, но и предсказывать предельные тепловые возможности материала.

Сейчас большое внимание уделяется исследованию пористого охлаждения. Но до сих пор исследователи не могут прийти к единым зависимостям, особенно при высоких значениях параметра вдува. В какой-то мере, это безусловно связано с различными режимами обтекания. Я же хочу обратить внимание на соотношение, которое нам удалось получить для расчета теплового эффекта вдува на основе наших закономерностей. Оно не только очень хорошо согласуется с экспериментальными данными до безразмерной скорости испарения 9, но и устанавливает связь между основными параметрами, определяющими теплообмен в пограничном слое, и предельными тепловыми возможностями теплозащитного материала.

У. – Жаль, что нашу попытку обосновать связь константы теплового разрушения с критическими параметрами веществ, наверное, нельзя признать удачной.

К. – Я бы так не сказал. Напротив! Поскольку сейчас этих данных очень мало, а те которые есть, по крайней мере, для щелочных металлов, не противоречат нашим соотношениям, мы можем рекомендовать для оценки критических параметров веществ с более высокой температурой плавления и кипения коэффициент 4,4.

У. – А все-таки, есть ли какое-нибудь разумное обоснование того, что численное значение константы теплового разрушения равно 0,74.

К. – Тебе что – мало данных, приведенных в таблице 9.6. Так вот, при полном разрыве связей, т. е. при переходе из жидкого в газообразное состояние, теплоемкость двуокиси кремния (наиболее распространенного вещества в природе) резко изменяет свое значение, и во всем диапазоне температур от плавления до кипения отношение теплоемкостей в жидком и газообразном состояниях равно численному значению константы теплового разрушения $\sim 0,74$.

У. – Здорово! На основании полученных результатов мы, наверное, можем выдать рекомендации и для наших земных высокотемпературных технологий.

К. – Конечно! Что касается методов диагностики источников высокотемпературного нагрева, экспериментального исследования высокотемпературных характеристик различных материалов, предсказания их свойств, то я даже не берусь их перечислять. А вот для, так называемого народного хозяйства, можно отметить следующее:

Поскольку прогрев и унос массы материала задается тепловым потоком до начала плавления (разрушения) поверхности и никак не зависит от того, какое количество материала в дальнейшем унесется в жидком или газообразном состояниях, то наиболее экономичными установками для резки, плавки и нанесения покрытий следует считать установки, которые обеспечивают большие тепловые потоки за счет высоких коэффициентов теплообмена, а не за счет температуры газа.

При исследованиях температурных полей в легированной КСК мы наглядно показали наличие «зоны» с аномальными условиями передачи тепла вблизи поверхности плавления. Это позволяет нам выдать такие рекомендации:

- «зона» оказывает значительное влияние на нестационарный прогрев и унос массы только материалов с низкой теплопроводностью, в том числе аблирующих теплозащитных покрытий;

- поскольку при повышении теплопроводности материала влияние «зоны» на температурное поле сильно уменьшается, то при расчете прогрева, например металлов и сплавов, этим влиянием можно пренебречь даже при высоких температурах;

Мы установили, что в условиях, когда подводимый тепловой поток превышает уровень, допустимый для нагрева материала без разрушения, возможно волновое возмущение температурного поля. При отсутствии уноса с увеличением времени нагрева оно затухает, а при уносе массы волновое возмущение, по-видимому, является одной из причин ускорения выхода на стационарный режим разрушения поверхности. Отсюда следует, что любая диссипативная структура, к которой также можно отнести и прогретый слой материала, когда подводимый тепловой поток превышает значение, допустимое для нагрева материала без плавления поверхности, переходит в новое – динамически устойчивое стационарное состояние в результате флуктуации.

Кроме того, я считаю, что наша константа является причиной и пока непонятного явления – неожиданно-го повышения теплового потока на границе «шлак-металл» в установках электрошлакового переплава. В работе «Аномальная теплопередача на границе «шлак-металл» в установке электрошлакового переплава» (Скороход В.В., Фролов Г.А. и Горностаев Г.Ф. Доп. НАНУ. 2004. №7. С. 90–96) как раз и показано, что при электрошлаковом переплаве, когда нет уноса массы и фильтрации газообразных продуктов, аномальный всплеск лучистого и конвективного тепловых потоков на границе «шлак-металл», по-видимому, связан с необходимостью отвода накопленного тепла также и за счет подобного механизма.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Для удобства читателей приложения начинаются с условных обозначений и сокращений, принятых в книге (прилож. I).

Далее приводится краткая характеристика асбо-, угле-, стеклопластиков, органоволоконитов, высоконаполненных материалов на каучуковой основе и кварцевой стеклокерамики, использованных для изучения закономерностей взаимодействия твердого тела с высокотемпературной средой (прилож. II).

Приложения III и IV представляют собой небольшую базу данных по высокотемпературным материалам различного назначения.

Приложение III «Материалы для аблирующей и многоразовой тепловой защиты летательных аппаратов» включает в себя следующие разделы:

- резиноподобные ТЗМ для защиты внутренней поверхности РДТГ;
- углепластики и углеметаллопластики;
- материалы для защиты деталей ракет при температурах выше 3000 °С и многоразового использования при температурах 1700 °С – 1850 °С;
- высокотемпературная теплоизоляция поверхности многоразовых космических систем;
- композиционные материалы для теплонапряженных элементов летательных аппаратов.

Это приложение в основном включает данные, приведенные в работах [14], [301] и материалы, разработанные в ОНПП «Технология» и ИПМ НАН Украины. В работе [301] достаточно подробно изложена технология изготовления материалов для тепловой защиты РДТГ.

Приложение IV «Материалы для высокотемпературных изделий и технологических установок» включает в себя данные:

- по графитам, в том числе по терморасширенному графиту;
- высокотемпературной теплоизоляции;
- керамическим высокотемпературным диэлектрическим материалам;
- огнеупорам различного назначения;
- материалам для керамических рекуператоров;
- высокотемпературной керамике с высокой теплопроводностью, прочностью и трещиностойкостью.

Многие из этих материалов разработаны в Институте проблем материаловедения НАН Украины и приведены в базе данных ИПМ НАНУ по керамическим материалам. Кроме этого при подборе данных использован ряд монографий и журнальных статей, ссылки на которые даны в колонке «Источник, разработчик».

В заключении приводится алфавитный список часто употребляемых в книге терминов.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Основные величины:

- $a, a(T)$ – коэффициент температуропроводности и его температурная зависимость, $\text{м}^2/\text{с}$;
 $a_{\text{п}}/a_0$ – отношение температуропроводностей пористого и беспористого образцов;
 Bi – критерий Био;
 c – теплоемкость, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
 c_g – теплоемкость газообразных продуктов разложения связующего, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
 c_p – удельная теплоёмкость при постоянном давлении, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
 c_v – удельная теплоёмкость при постоянном объеме, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
 $\bar{c}_p$ и c_p^* – среднеинтегральные теплоемкости материала в твердом и жидком состояниях, $\text{кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;
 c_f – коэффициент трения;
 c_i – массовая концентрация i -й компоненты;
 C_H – безразмерный коэффициент теплопередачи;
 $C_{o,e}$ – концентрация кислорода в набегающем потоке;
 C_x – коэффициент лобового сопротивления;
 C_τ – коэффициента поверхностного трения;
 d – диаметр термоэлектрода термопары, м ;
 d_m – диаметр модели, м ;
 $d_{\text{кал}}$ – диаметр калориметра, м ;
 d_0 и $\bar{d}_0$ – параметр нестационарного уноса массы, который задает смещение прямой линейного уноса относительно начала координат (м) и его безразмерное значение;
 d_N – диаметр кривизны торца, м ;
 dp/dx – градиент давления;
 D – коэффициент диффузии;
 D_{12} – коэффициент диффузии бинарной смеси;
 D_c – диаметр выходного сечения сопла, м ;
 D_q – диаметр зоны постоянного теплового потока, м ;
 F_x – касательная составляющая инерционных сил;
 Fo – число Фурье;
 F_T – сила трения, Н ;
 G – расход охладителя, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 G_w – скорость испарения, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 $\bar{G}_w$ – безразмерная скорость испарения;
 G_Σ – скорость уноса массы, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 $\bar{G}_\Sigma$ – безразмерная скорость уноса массы;
 $\bar{G}'_\Sigma$ – безразмерная скорость уноса, отнесенная к начальному перепаду энтальпии или тепловому потоку на холодную поверхность;
 $\bar{G}_{\Sigma_0}$ – безразмерная скорость уноса массы беспористого материала;
 G_g – массовый поток газообразных продуктов разложения связующего, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 $G_{\text{бен}}$ – расход бензина, $\text{г}/\text{с}$;
 $G_{\text{воз}}$ – расход воздуха, $\text{г}/\text{с}$;
 $G_{\text{бп}}$ – вес образца без пленки расплава, кг ;
 G_n – начальный вес образца, кг ;
 $G_{\text{п}}$ – вес образца с пленкой расплава, кг ;
 $G_{\text{наб}}$ – расход газа, набегающего на приемное отверстие, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 $G_{\text{отб}}$ – расхода газа, проходящего через датчик, $\text{кг}/(\text{м}^2\cdot\text{с})$;
 H – параметр стабилизации уноса массы ($\text{кДж}/\text{кг}$), высота полета, км ;
 H^* – параметр внутреннего теплопоглощения, $\text{кДж}/\text{кг}$;
 $H(\bar{T})$ – теплосодержание прогретого слоя, $\text{кДж}/\text{кг}$;
 $H(T_w)$ и $H(T_{\text{кип}})$ – теплосодержание материала при температурах поверхности и кипения, $\text{кДж}/\text{кг}$;
 $[H(\bar{T})]_{\text{тв}}$ – теплосодержание твердого прогретого слоя, $\text{кДж}/\text{кг}$;

- h – высота канала, м;
 h_i – теплосодержание i -ой компоненты;
 h_i^0 – теплота образования i -ой компоненты;
 I – энтальпия газа, кДж/кг;
 I_e – энтальпия торможения, кДж/кг;
 I_w и I_0 – энтальпия газа при температурах горячей и холодной поверхности, кДж/кг;
 $I_{эфф}$ – эффективная энтальпия материала, кДж/кг;
 J – диффузионный поток массы;
 j_i – перенос массы i -ой компоненты;
 k – показатель адиабаты, показатель степени;
 K – коэффициент, характеризующий скорость перемещения изотермы;
 K_w – параметр каталитической активности, см/с;
 K_{Tp} – константа теплового разрушения материала;
 K_a, K_s – коэффициенты поглощения и рассеяния;
 $K(\lambda)$ – спектральный коэффициент поглощения поверхности;
 L – характерный размер, расстояние от среза сопла ЭДП, м;
 l – длина изотермического участка термодпары, м;
 Le – число Льюиса;
 M – число Маха;
 M_∞ – число Маха невозмущенного потока;
 M – молекулярная масса;
 M_e – молекулярная масса набегающего потока газа;
 M_w – молекулярная масса вдуваемого газа;
 m – масса тела (кг), тепловая эффективность материала;
 $m_{эп}^*$ – "пороговое" значение массы выпавших частиц, кг;
 n – нормаль к поверхности;
 Nu – число Нуссельта;
 Nu_w – число Нуссельта при температуре стенки;
 Nu_x – число Нуссельта, рассчитанное по координате x ;
 P – давление, Па;
 P_e – давление на внешней границе пограничного слоя, Па;
 P_v – давление паров, Па;
 p_i – парциальное давление i -ой компоненты;
 $P_{изб}$ – избыточное давление торможения $(P_e - P_\infty)$, Па;
 P_k – давление в камере плазмотрона или камере сгорания, Па;
 $P_{кр}$ – давление в критической точке, Па;
 Pt – число Прантля;
 Pt_w – число Прантля при температуре стенки;
 Pt_B – число Прантля для вдуваемого газа;
 q – тепловой поток, кВт/м²;
 q_0 – конвективный тепловой поток к горячей непроницаемой поверхности, кВт/м²;
 q_w – тепловой поток с учетом вдува, кВт/м²;
 $q_{вд}$ – тепловой эффект вдува, кВт/м²;
 q_k – тепловой поток к холодной поверхности калориметра, кВт/м²;
 $q_{ср}, \bar{q}_{ср}$ – среднеинтегральный тепловой поток и его безразмерное значение;
 $q'_{ср}, q'_0$ – тепловые потоки с учётом излучения с поверхности, кВт/м²;
 $q_{л}$ – лучистый тепловой поток, кВт/м²;
 $q_0(\tau)$ – зависимость теплового потока от времени нагрева, кВт/м²;
 q_Σ – сумма лучистого и конвективного тепловых потоков, кВт/м²;
 $q_{\Sigma_1}, q_{\Sigma_2}$ – суммарный тепловой поток, воспринимаемый первым и вторым тепломерами, кВт/м²;
 Q_Σ – суммарное количество тепла, кДж;
 Q_d – энергия диссоциации;
 R – универсальная газовая постоянная, Дж/(кг·К);
 R_c – коэффициент общего термического сопротивления материала;

- R_N – радиус торца модели, носка фюзеляжа или крыла, м;
 r – текущий радиус по образующей плоского торца, м;
 $\bar{r}$ – относительный текущий радиус по образующей плоского торца;
 $r(x)$ – расстояние от оси симметричного тела до рассматриваемой точки;
 R'_c – коэффициент, включающий в себя все характеристики аблирующего ТЗМ;
 Re – число Рейнольдса;
 Re_w – число Рейнольдса при температуре стенки;
 Re_x – число Рейнольдса, рассчитанное по координате x ;
 Re_δ – число Рейнольдса, рассчитанное по толщине пограничного слоя δ ;
 $Re_{\delta 2T}$ – число Рейнольдса по толщине потери энергии;
 S – площадь, м²;
 $S_{\text{тор}}$ – площадь торцевой поверхности образца, м²;
 $S_{\text{пов}}$ – площадь обтекаемой поверхности образца, м²;
 $S(\tau), S(\tau_v)$ и $S(\tau_\delta)$ – линейный унос и его величины в момент достижения стационарных (квазистационарных) значений скорости уноса и толщины прогретого слоя, м;
 $S_k(\tau), S(\tau_k)$ и $S(\tau_{k-1})$ – линейный унос на k -м участке нагрева и его значения в конце k -го и $(k-1)$ -го участков нагрева, м;
 $S(t)$ и $S(t_\delta)$ – безразмерный линейный унос и его значение в момент установления стационарной толщины прогретого слоя, м;
 $S(t_x)$ – безразмерный линейный унос в момент его равенства прогретому слою;
 St – число Стантона;
 St_n – число Стантона в «стандартных условиях»;
 t и t_δ – безразмерное время нагрева и его значение в момент достижения стационарной толщины прогретого слоя;
 t' – безразмерное время, равное $(\sqrt{\tau} - \sqrt{\tau_p}) / (\sqrt{\tau_T} - \sqrt{\tau_p})$;
 t_x – безразмерное время нагрева в момент равенства толщин прогретого и унесенного слоев;
 T_0 – температура непрогретого материала, К;
 T_w и $\bar{T}_w$ – температура нагреваемой поверхности и ее установившееся (квазистационарное) значение, К;
 T_w^* и T_w^Σ – температуры поверхности при конвективном и совместном радиационно-конвективном нагреве, К;
 T^* – температура изотермы, К;
 $\bar{T}$ – среднеинтегральная температура прогретого слоя, К;
 $T(y)$ – текущее значение температуры по координате, К;
 T_p и T_y – температуры разрушения (плавления) и начала уноса массы с поверхности материала, К;
 T_e – температура газа на внешней границе пограничного слоя, К;
 $T_{\text{кип}}$ и $T_{\text{кр}}$ – температура кипения и температура в критической точке, К;
 u_e – скорость газа по оси струи, м/с;
 U – скорость сплошной среды (жидкости или газа), м/с;
 U_e – скорость газа на внешней границе пограничного слоя, м/с;
 U_c – скорость газа на выходе из сопла, м/с;
 $\bar{U}$ – относительная скорость по образующей плоского торца цилиндра;
 u – продольная составляющие скорости;
 u_∞ – скорость газа в невозмущенном потоке, м/с;
 V_0 – скорость полета, км/ч, км/с;
 V_∞ и $\bar{V}_\infty$ – скорость линейного уноса и ее стационарное (квазистационарное) значение, м/с;
 $\bar{V}_{\infty i}$ – стационарная скорость уноса на i -м участке нагрева ($i = 1, 2 \dots n$), м/с;
 $\bar{\bar{V}}_\infty$ – безразмерная стационарная скорость линейного уноса;
 V_θ^* – скорость изотермы, м/с;
 $\bar{V}_{\text{эп}}$ – скорость соударения частиц с поверхностью, м/с;
 v – нормальная составляющая скорости;
 v и $v_{\text{кр}}$ – удельный объем вещества и его значение в критической точке, м³/кг;

- x – координата, м;
 y – координата, м;
 y_s – координата, которая отсчитывается от исходной поверхности и определяет нижнюю границу стационарного прогретого слоя, м;
 z – безразмерная энтальпия потока, безразмерная координата;
 $z_{кр}$ – критический коэффициент;
 α – коэффициент избытка окисления, коэффициент поглощения, коэффициент теплопередачи, кВт/(м²·К);
 $(\alpha/c_p)_0$ и $(\alpha/c_p)_w$ – коэффициенты теплообмена без учета и с учетом вдува, кг/(м²·с);
 β – коэффициент массообмена, градиент скорости, коэффициент рассеяния;
 $\beta_0(\lambda, T)$ и $\beta_\Sigma(\lambda, T)$ – спектральные яркости излучения источника нагрева и суммарного излучения, включающего излучение нагретого образца и отраженной им радиации от источника нагрева, Вт/м³;
 $\beta_{яр}(\lambda, T)$ и $\beta_{отр}(\lambda, T)$ – спектральные яркости излучения нагретого образца и отраженной им радиации от источника нагрева, Вт/м³;
 γ – параметр вдува в ламинарный пограничный слой;
 γ_T – параметр вдува в турбулентный пограничный слой;
 Γ – коэффициент газификации;
 Γ_Σ – коэффициент газификации при совместном воздействии конвективного и лучистого тепловых потоков;
 δ – толщина пограничного слоя, м;
 $\delta_T(\tau)$ и δ_T – глубина прогретого слоя и ее стационарное (квазистационарное) значение, м;
 $\delta(t)$ и $\bar{\delta}_T$ – безразмерная толщина прогретого слоя и ее значение в стационарном режиме прогрева;
 $\delta(t_x)$ – безразмерное значение толщины прогретого слоя в момент ее равенства линейному уносу;
 $\delta T(\lambda)$ – систематическая погрешность, обусловленная классом точности пирометра;
 ΔH – тепловой эффект реакции, кДж/кг;
 ΔP – перепад статического давления, Па;
 ΔQ – теплота, поглощенная за счет физико-химических превращений на поверхности ($\Gamma \Delta Q_w$), кДж/кг;
 ΔQ_w и $(\Delta Q_w)_{max}$ – тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности и его максимальное значение, кДж/кг;
 $\Delta Q_{вн}$ – тепловая энергия, поглощаемая за счет вдува и излучения с поверхности, кДж/кг;
 $\Delta Q_{пл}$ – тепловой эффект плавления, кДж/кг;
 $\Delta \varepsilon$ – степень приближения к стационарным параметрам разрушения;
 Δ^* и $\Delta^*(\tau_\delta)$ – суммарная толщина унесенного и прогретого слоев до изотермы T^* и ее значение в момент установления стационарного (квазистационарного) режима прогрева, м;
 $\Delta^*(t)$ и $\Delta^*(t_\delta)$ – безразмерная суммарная толщина прогретого и унесенного слоев и ее стационарное значение;
 $\Delta \tau_i$ – продолжительность i -го участка нагрева ($i = 1, 2 \dots n$), с;
 $\Delta \tau_k$ – поправка на текущее время нагрева на k -м участке, с;
 $\varepsilon, \varepsilon(\lambda)$ – интегральная и спектральная степень черноты;
 $\varepsilon_{эфф}$ – эффективная излучательная способность;
 $\theta^* = (T^* - T_0)/(T_w - T_0)$ – безразмерная температура изотермы;
 θ_{T_w} – безразмерное значение температуры поверхности при ее изменении от T_p до $\bar{T}_w$;
 $\theta(y)$ – текущее значение безразмерной температуры;
 λ – теплопроводность, Вт/(м·К);
 λ_w – теплопроводность газа при температуре стенки, Вт/(м·К);
 $\lambda_{эфф}$ – эффективная теплопроводность, Вт/(м·К);
 μ – безразмерная скорость оплавления; коэффициент динамической вязкости, кг/(м·с);
 μ_e – коэффициент динамической вязкости заторможенного потока, кг/(м·с);
 μ_w – коэффициент динамической вязкости при температуре стенки, кг/(м·с);

- μ_{∞} – коэффициент динамической вязкости невозмущенного потока, кг/(м·с);
 μ_v – молекулярная масса пара у поверхности тела;
 μ_{Σ} – молекулярная масса смеси газов у поверхности тела;
 ρ – плотность, кг/м³;
 ρ_0 – плотность безпористого материала, кг/м³;
 ρ_w – плотность газа при температуре стенки, кг/м³;
 ρ_e – плотность газа на внешней границе пограничного слоя, кг/м³;
 ρ_{∞} – плотность воздуха в невозмущенном потоке, кг/м³;
 ρ_i – парциальная плотность i -ой компоненты и смеси в целом;
 σ – постоянная Стефана-Больцмана, кВт/(м²·К⁴);
 τ – время нагрева, с;
 τ_1 и τ_2 – время начала и окончания рассматриваемого периода нагрева, с;
 τ_k и τ_{k-1} – время окончания k -го и $(k-1)$ -го участков нагрева, с;
 τ_w – напряжение трения, Н/м²;
 τ_{ξ} – отрезок, который отсекает линейная зависимость $\Delta^* = f(\sqrt{\tau})$ на оси абсцисс ($\tau_{\xi} \approx 1$ с);
 τ_p – время начала разрушения (плавления) поверхности, с;
 τ_T, τ_v и τ_{δ} – времена установления стационарных (квазистационарных) значений температуры поверхности, скорости уноса массы и толщины прогретого слоя, с;
 τ_y – время начала уноса массы с поверхности, с;
 τ_{y_k} и τ_{v_k} – время начала уноса массы и время установления стационарной скорости уноса для k -го участка нагрева, с;
 φ_c – массовое содержание углерода в материале;
 φ_i – массовое содержание i -й компоненты;
 Ψ – безразмерная функция теплообмена;
 P – пористость.

Подстрочные индексы:

- 0 – непрогретый материал, непроницаемая поверхность;
 c – прококсированный;
 e – внешняя граница пограничного слоя;
 g – газ;
 k – порядковый номер нестационарного участка уноса массы ($k = 1, 2, 3 \dots$);
 p – давление;
 T – температура;
 v – скорость;
 w – условия на стенке;
 Σ – суммарный;
 δ – прогретый слой;
 θ^* – безразмерная температура изотермы;
 $вд$ – вдув;
 $ж$ – жидкий;
 $и$ – испарение;
 $к$ – калориметрический;
 $кип$ – кипение;
 $кр$ – критический;
 $л$ – лучистый;
 $р$ – разрушение;
 $п$ – пористый;
 $пл$ – плавление;
 $ср$ – среднеинтегральный;
 $у$ – унос массы;
 $эфф$ – эффективный;
 ∞ – бесконечность.

Принятые сокращения

ВПС	– воздушно-плазменный стенд
ГЛА	– гиперзвуковой летательный аппарат
ЖРД	– жидкостной ракетный двигатель
ИПМ НАНУ	– Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича Национальной академии наук Украины
КА	– космический аппарат
КСК	– кварцевая стеклокерамика
ЛА	– летательный аппарат
МКС	– многоразовая космическая система
МТКС	– многоразовая транспортная космическая система
ОК	– орбитальный корабль
ОКЗТ	– обратная коэффициентная задача теплопроводности
ОЭСИТ	– оптико-электронная система измерения температур
РДТТ	– ракетный двигатель твердого топлива
РКТ	– радиационно-кондуктивный теплообмен
СПД	– стационарный плазменный двигатель
ТЗМ	– теплозащитный материал
ТЗП	– теплозащитное покрытие
ТКЛР	– термический коэффициент линейного расширения
ТФС	– теплофизические свойства
ТФХ	– теплофизические характеристики
ФФ	– фенолформальдегидное
ФФМ	– фенолфталеиновое модифицированное
ЭДМ	– энергетическая диаграмма теплового разрушения материала
ЭДП	– электродуговой подогреватель
ЭПК	– электропневмоклапан

Краткая характеристика материалов, использованных для изучения закономерностей взаимодействия твердого тела с высокотемпературной средой

Марка	Плотность, кг/м ³	Состав	Назначение, разработчик
1	2	3	4
Асботекстолиты			
АП	1500	Асботкань АТ-1, фенольно-формальдегидная (ФФ) смола	Тепловая защита спускаемых аппаратов и т. д. НПО «Энергия»
АТ-1(а)	1310–1350	Асботкань АТ-1, ФФ смола; автоклавное формование	Исследование влияния технологических факторов на скорость разрушения ТЗМ на стенде ЖРД-2М. НПО «Лавочкина»
АТ-1(п)	1170–1200	Асботкань АТ-1, ФФ смола; прессование	
АТ-1(в)	1080–1150	Асботкань АТ-1, ФФ смола; вакуумное формование	
Стеклопластики			
ТЗМКТ-8	1620–1650	Кремнеземная ткань МКТ-5,25; эпоксидное связующее ЭДТ-10	Тепловая защита спускаемых аппаратов и т. д. ОКБ «Новатор»
ТЗМКТ-1 + 10% ЭДТ-10	1690	Кремнеземная ткань МКТ-5,25; связующее: фенольный наполнитель – 90 в. ч., ЭДТ-10 – 10 в. ч.	Модельный материал. Исследование влияния типа связующего на теплофизические характеристики ТЗМ. ОКБ «Новатор»
ТЗМКТ-1 + 20% ЭДТ-10	1670	Кремнеземная ткань МКТ-5,25; связующее: фенольный наполнитель – 80 в. ч., ЭДТ-10 – 20 в. ч.	
СТКТ-ТЛ	1620	Кремнеземная трикотажная лента, связующее ЛБС-4	Тепловая защита летательных аппаратов и т. д. КБ «Южное»
СТКТ-СП(а)	1450–1600	Кремнеземная ткань КТ-11, полиамидное связующее СБ-97, автоклавное формование	Модельный материал. Исследование влияния технологических факторов на скорость разрушения ТЗМ на стенде ЖРД-2М. НПО «Лавочкина»
СТКТ-СП(п)	1450–1600	Кремнеземная ткань КТ-11, связующее СБ-97, прессование	
СТКТ-СП(в)	1450–1600	Кремнеземная ткань КТ-11, связующее СБ-97, вакуумное формование	
Стеклопластик «А»	1440	Кремнеземная ткань КТ-11, бакелитовый лак – 34%	Модельный материал. Исследование влияния соотношения содержания связующего и наполнителя на работоспособность ТЗМ. ИПМ АН Украины
Стеклопластик «В»	1640	Кремнеземная ткань КТ-11, бакелитовый лак – 47%	
Стеклопластик «С»	1430	Кремнеземная ткань КТ-11, бакелитовый лак – 65%	
Углепластики			
УСС-2	1440	Угольная ткань УУТ-2-14, пропитанная стеклонитью, ФФ смола	Тепловая защита летательных аппаратов. НПО «Энергия»
УП-УТ-П(1)	1420	Лента УТЛ с минимальной прочностью, фенольное связующее	Модельный материал. Исследование влияния прочности и расположения угольной ткани на скорость разрушения в двухфазном потоке на стенде ВПС-1000К. ИПМ АН Украины
УП-УТ-П(2)	1410	Лента УТЛ со средней прочностью, фенольное связующее	
УП-УТ-П(3)	1400	Лента УТЛ с максимальной прочностью, фенольное связующее	

Продолжение таблицы

1	2	3	4
УП-ТВТМ	1420	Материал на основе угольной нити УПН и связующего ЛБС-4	Тепловая защита летательных аппаратов. КБ «Южное»
УП-УН-2	1300	Трикотажная лента, пропитанная полиамидным связующим ЛБС-4	Тепловая защита летательных аппаратов. КБ «Южное»
УП-УТЛ	1400	Трикотажная лента УТЛ, пропитанная полиамидным связующим ЛБС-4	
УП-СТКТ	1460	Комбинированная трикотажная лента из угольных и кремнеземных нитей, пропитанная полиамидным связующим ЛБС-4	
УПЭ	880–1000	Трикотажная угольная лента УТЛ, кремнийорганический эластомер «Стиросил»	
УМП-1	1700	Углеродновольфрамовый трикотаж, фенольное связующее	Детали, кратковременно работающие в условиях высоких температур и скоростных потоков, в восстановительной, нейтральной и слабоокислительной средах. ИПМ АН Украины
Органоволокниты			
Органит-6ТЗ	1290	Ткань из гетероциклического полиамидного волокна марки СВМ, эпоксидное связующее ЭДТ-10	Исследование влияние связующего на скорость разрушения органоволокнитов. НПО «ВИАМ»
Органоволокнит на связующем ФФ	1000	Ткань из гетероциклического полиамидного волокна марки СВМ, фенольное связующее ФФ	
Высоконаполненные материалы на каучуковой основе			
Р-864	1200	Каучук СКЭПТ-40, асбестовое волокно и технологические добавки	Внутренняя тепловая защита РДТТ. ЛФНИИРП
51-2087	1250	Каучук СКН-40М, смола ФФ, асбестовое волокно и технологические добавки	Внутренняя тепловая защита РДТТ. ЛФНИИРП
Кварцевая стеклокерамика (КСК)			
Чистая КСК	~2000	100 % SiO ₂	Исследование закономерностей прогрева и теплового разрушения материалов. НПО «Технология»
Легированная КСК (К ₁)	~2000	SiO ₂ + 0,5%Cr ₂ O ₃ (Cr ₂ O ₃ добавляется в мелкодисперсном виде)	
Легированная КСК (К ₂)	~2000	SiO ₂ + 0,5%Cr ₂ O ₃ (пропитка ангидридом хрома с последующей термообработкой)	
Легированная КСК (К-48)	1780–2000	SiO ₂ + 0,5%Cr ₂ O ₃	
Легированная КСК (К-49)	1870–1950	SiO ₂ + 2,0%Cr ₂ O ₃	
Легированная КСК (К-53)	1870–1930	SiO ₂ + 7,0%Cr ₂ O ₃	
КВ	2200	Кварцевое стекло	

Материалы для аблирующей и многоразовой тепловой защиты летательных аппаратов

Марка	Плотность, кг/м ³	Состав	Назначение материала, основные свойства	Источник, разработчик
1	2	3	4	5
Резиноподобные ТЗМ для защиты внутренней поверхности РДДТ				
51-2110	1080	Каучук, наполнитель – сажа и др.	Для защиты днищ РДДТ. Теплопроводность не больше – 0,24 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,47 кДж/(кг·К); прочность при растяжении – 7,0 МПа	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с
КТЗМ	1060	Каучук, наполнитель – сажа	Для защиты днищ РДДТ. Теплопроводность не больше – 0,28 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,51 кДж/(кг·К); прочность при растяжении – 0,8 МПа	
51-2058	1200	Каучук, наполнитель – сажа	Для защиты днищ РДДТ. Теплопроводность не больше – 0,27 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,47 кДж/(кг·К); прочность при растяжении – 6,5 МПа	
51-2135	1100	Каучук, наполнитель – сажа	Для защиты днищ РДДТ. Теплопроводность не больше – 0,27 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,43 кДж/(кг·К); прочность при растяжении – 9,0 МПа	
P-0205M	1190	Синтетический каучук, наполнители: сажа, асбест, кремнезем в виде полых микросфер и др.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДДТ. Теплопроводность – 0,24 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,3–1,6 кДж/(кг·К)	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с
УТМ-102	700–900	Каучук СКЗКТ, карбонизованный трикотаж и др.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДДТ. Рабочая температура – 3600 К, давление ~ 9 МПа. Теплопроводность – 0,23 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,8 кДж/(кг·К)	
УФСП	800–950	Каучук, наполнители: сажа, асбест, кремнезем в виде полых микросфер и др.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДДТ. Теплопроводность – 0,26 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,75 кДж/(кг·К)	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
КТЗМ	800–950	Каучук, наполнители: сажа, асбест, кремнезем в виде полых микросфер и др.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДДТ. Рабочая температура – 3600 К, давление ~ 9 МПа. Теплопроводность – 0,23 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,73 кДж/(кг·К)	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с
КНК	750–850	Каучук, наполнители: сажа, асбест, кремнезем в виде полых микросфер и др.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДДТ. Теплопроводность – 0,22 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,4–1,5 кДж/(кг·К)	
Углепластики и углеметаллопластики				
УПА-3	1350–1450	Угольная ткань, фенолформальдегидная смола	Для защиты раструба РДДТ. Теплопроводность при 20 °С: параллельно слоям – 175 Вт/(м·К); перпендикулярно слоям – 6 Вт/(м·К). Теплопроводность при 2800 °С: параллельно слоям – 30 Вт/(м·К); перпендикулярно слоям – 8,1 Вт/(м·К). Теплоемкость: при 20 °С – 0,68 кДж/(кг·К); при 2800 °С – 2,19 кДж/(кг·К). Предел прочности при 20 °С: на растяжение параллельно слоям материала – 7,5 МПа; на сжатие параллельно слоям – 22,0 МПа; на сжатие перпендикулярно слоям – 25,0 МПа; на изгиб – 14,5 МПа. Предел прочности при 2800 °С: на растяжение параллельно слоям материала – 16,0 МПа; на сжатие параллельно слоям – 30,5 МПа; на сжатие перпендикулярно слоям – 30,5 МПа. Предел прочности на изгиб при 2500 °С – 19,5 МПа	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с
УПМ-1	1500–1750	Углеродновольфрамовый трикотаж, фенольное связующее – 30–45%. На два слоя угольной ткани кладется один слой вольфрамовой.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДТТ. Теплопроводность – 4 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,05 кДж/(кг·К); температуропроводность – $3 \cdot 10^{-6}$ м ² /с. Разрушающее напряжение: при сжатии по утку – 110 МПа при растяжении по основе – 100 МПа; при растяжении по утку – 30 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
УПМ-2	1750–2200	Углеродновольфрамовый трикотаж, фенольное связующее – 30–45%. На один слой угольной ткани кладется два слоя вольфрамовой.	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДТТ. Теплопроводность – 4,2 Вт/(м·К); теплоемкость – 0,97 кДж/(кг·К); температуропроводность – $2,2 \cdot 10^{-6}$ м ² /с. Разрушающее напряжение: при сжатии по утку – 120 МПа; при растяжении по основе – 120 МПа; при растяжении по утку – 70 МПа	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с ИПМ НАНУ
УПМ-3	1300-1400	Углеродновольфрамовый трикотаж, феноло-фурфуроловое связующее с добавкой акрилонитрильного каучука – 30–45%	Для защиты внутренней поверхности корпуса РДТТ от теплового и эрозионного воздействия. Теплопроводность – 3,5 Вт/(м·К); теплоемкость – 1,26 кДж/(кг·К); температуропроводность – $2 \cdot 10^{-6}$ м ² /с. Разрушающее напряжение: при растяжении по основе – 60 МПа; при растяжении по утку – 20 МПа	
Материалы для защиты деталей ракет при температурах выше 3000 °С и многоразового использования при температурах 1700 °С – 1850 °С				
АВМГ	16000–17300	Псевдосплав – вольфрам-медный, горячего прессования; содержание меди – 10–14 %	Вкладыши критического сечения сопла РДТТ. Прочность на растяжение: при 20 °С – 350 МПа; при 1200 °С – 60 МПа; при 3000 °С – 15–20 МПа	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с ИПМ НАНУ
ВНДС-1	–	Псевдосплав – вольфрам-никелевый деформированный сплав; содержание никеля 0,1%	Детали клапанов вдува горячего газа. Рабочая температура – выше 3500 К. Модуль упругости: при 20 °С – $3,05 \cdot 10^7$ МПа; при 1750 °С – $2,23 \cdot 10^7$ МПа	
Пластинчатый пирографит	~2000	Пиролиз метана и осаждение на графитовой подложке при 2500 °С	Вкладыши соплового блока РДТТ. Теплопроводность при 20 °С: параллельно слоям – 4 Вт/(м·К); перпендикулярно слоям – 0,027 Вт/(м·К); теплопроводность при 800 °С: параллельно слоям – 1,65 Вт/(м·К); перпендикулярно слоям – 0,003 Вт/(м·К). Теплоемкость: при 20 °С – 1,4 кДж/(кг·К); при 1700 °С – 3,7 кДж/(кг·К). Прочность на растяжение: при 20 °С – 110 МПа; при 2700 °С – 350 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
УУКМ различных типов	~2000	Матрица – графит, пирографит, плотный кокс. Наполнитель – углеродные волокна	Теплопроводность – 0,75–0,85 Вт/(м·К); Коэффициент термического расширения – $5 \cdot 10^{-6}$ 1/К; модуль упругости – $(1,6–2,2) \cdot 10^4$ МПа	Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф. Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с.
Гравимол	1700–2000	Углеродный наполнитель – плоская ткань марки ТКК-2	Носовой обтекатель ОК «Буран». Теплопроводность при 20 °С: перпендикулярно слоям – 10,5–18,0 Вт/(м·К); параллельно слоям – 30–45 Вт/(м·К). Предел прочности при 20 °С: на сжатие – 100–130 МПа; на сдвиг – 32–45 МПа; на растяжение – 24–30 МПа; на изгиб – 90–100 МПа. Вязкость разрушения – 1,5–2,0 МПа·м ^{1/2}	Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР». 2003. 672 с. НИИ «Графит», НПО ВИАМ, НПО «Молния»
Гравимол-В	1700–2000	Углеродный наполнитель – ткань объемного плетения марки ТНУ-2	Секции крыла ОК «Буран». Теплопроводность при 20°С: перпендикулярно слоям – 17–22 Вт/(м·К); параллельно слоям – 26–38 Вт/(м·К). Предел прочности при 20 °С: на сжатие – 90–130 МПа; на растяжение – 35–50 МПа; на сдвиг – 25–33 МПа; Предел прочности на изгиб: при 20°С – 118–140 МПа; при 1500°С – 130–160 МПа. Вязкость разрушения – 4,5–5,2 МПа·м ^{1/2}	
Карбосил	1850	Высокопрочный углеродный материал	Рабочая температура – 1850 °С. Предел прочности: на сжатие – 300 МПа; на растяжение – 300 МПа; на изгиб – 400–500 МПа	Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР»
ЭВЧ-2	–	Покрытие на основе боросиликатного стекла с добавками дисилицида молибдена	Защита от окисления углерод-углеродных материалов при высоких температурах. Теплопроводность при 20 °С – 1,71 Вт/(м·К); электрическое сопротивление – 10^4 Ом; скорость уноса – 10^{-5} кг/(м ² ·с)	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
Высокотемпературная теплоизоляция поверхности многоразовых космических систем				
ТЗМК-10	150	Супертонкое кварцевое волокно, аморфная кремнеземная связка и соединения бора	Рабочая температура – 1250°C. Теплопроводность при 20°C – 0,05 Вт/(м·К); прочность при сжатии в «слабом» направлении – 0,4 МПа; в «сильном» – 0,6 МПа; прочность при растяжении в «слабом» направлении – 0,2 МПа, в «сильном» – 0,35 МПа; прочность при изгибе (в плоскости плитки) – 0,6 МПа	Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР» ОНПП «Технология»
ТЗМК-25	250	Супертонкое кварцевое волокно, аморфная кремнеземная связка и соединения бора	Рабочая температура – 1250°C. Теплопроводность при 20°C – 0,06 Вт/(м·К); прочность при сжатии в «слабом» направлении – 1,2 МПа; в «сильном» – 1,8 МПа; прочность при растяжении в «слабом» направлении – 0,4 МПа, в «сильном» – 1,0 МПа; прочность при изгибе (в плоскости плитки) – 1,2 МПа	
ЭВЧ-4М1У-3		На основе боросиликатного стекла, содержащего черный пигмент	Эрозионностойкое покрытие для плиточной теплозащиты. Рабочая температура – до 1250 °С, термоциклирование в диапазоне температур от минус 133 до +1250 °С. Излучательная способность не менее 0,8; низкая каталитичность по отношению к азоту и кислороду	Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР»
ЭВЧ-6		На основе боросиликатного стекла, содержащего белый пигмент	Эрозионностойкое покрытие для плиточной теплозащиты. Рабочая температура – до 800 °С, термоциклирование в диапазоне температур от минус 133 до +800 °С. Отношение коэффициента поглощения солнечной радиации к излучательной способности не более 0,4; низкая каталитичность по отношению к азоту и кислороду	
АТМ-6	140	На основе супертонких стеклянных волокон и кремнийорганического или неорганического связующего	Теплоизоляция конструкций. Рабочая температура от минус 150 °С до 300 °С. Теплопроводность при 300 °С – 0,062 Вт/(м·К); Теплоемкость – 0,84 кДж/(кг·К)	Теплоизоляционные материалы марки АТМ // 3-й Меж. Форум «Высокие технологии оборонного комплекса» 22–26 апреля 2002 г. Москва. ВК ЗАО «Экспоцентр»

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
АТМ-9	200, 400, 500	На основе супертонких стеклянных волокон и кремнийорганического или неорганического связующего	Теплоизоляция конструкций. Рабочая температура от минус 150 °С до 300 °С. Теплопроводность при 300 °С – 0,067–0,075 Вт/(м·К); теплоемкость – 0,84–0,86 кДж/(кг·К)	Теплоизоляционные материалы марки АТМ // 3-й Меж. Форум «Высокие технологии оборонного комплекса» 22–26 апреля 2002 г. Москва. ВК ЗАО «Экспоцентр»
АТМ-11	150–240	На основе супертонких кремнеземных волокон и кремнийорганического или неорганического связующего	Теплоизоляция конструкций. Рабочая температура от минус 150 °С до 1000 °С. Теплопроводность при 465 °С – 0,093 Вт/(м·К)	
ІМІ	352	Отражающая фольга, кремнезёмное волокно	Тепловая защита космических кораблей Теплопроводность: при 200 °С – 0,02 Вт/(м·К); при 1400 °С – 0,042 Вт/(м·К)	Keller K, Weber K. H. High temperature insulation. ESA bulletin 80, november, 1994. P. 50
ГТЗИ	1780	Состав пакета: внешний слой – карбидокремниевая ткань; изолирующий слой – кварцевые нити; слой алюмоборсиликатной ткани; металлизированная полимерная пленка; подстилающий слой из алюмоборсиликатной ткани	Теплоизоляция для тормозных экранов. Теплоизоляция выдерживает тепловые потоки до 350 кВт/м ² при температуре поверхности 1690 К	Kourtides Demetrios A., Tran Huy K., Chiu S. Composite flexible insulation for thermal protection of space vehicles. Amanda cent., Anaheim, Calif., March 9–12, 1992., Covina (Calif.), 1992. P. 147–158
АТМ-19 ПКП	1000–1500	Гибкое органическое ТЗП из четырех слоев: 1 – наружное покрытие герметик марки УФ-11-21; 2 – слой из волокон ЛЮЛА-6 – 20%; 3 – слой из волокон АРИМИД Т-14 – 30%; 4 – слой из волокон ТЕРЛОН-80 – 20%	Рабочая температура – от минус 130 °С до +370 °С (430 °С до 3-х часов)	Гофин М. Я. Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР»
ГТЗИ-НП	120–160	Состав: влагостойкое покрытие ЭВС-6 белого цвета, влагозащитный лак, теплоизоляционный мат, верхний и нижний слои стеклоткани	Рабочая температура – от минус 130 °С до +800 °С (430 °С до 3-х часов). Теплопроводность – 0,05 Вт/(м·К); коэффициент черноты – меньше 0,05; прочность на разрыв – 0,2 МПа; прочность на отрыв: в исходном состоянии – 15 МПа, после нагревов – 5 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
Композиционные материалы для теплонапряженных элементов летательных аппаратов				
ФОСТ	–	Кварцевая стекло- ткань, алюмофосфат- ная связка	Изготовление изделий и узлов конструктивно- радиотехнического назначе- ния, длительно работающих при температурах 600–800 °С. Предел прочности при изгибе, растяжении и сжатии с учетом анизотропии – 50–130 МПа. Ударная вязкость – 15 кДж/м ²	Подобеда Л. Г., Васи- ленко В. В., Русин М. Ю. Работоспособ- ность неорганическо- го композиционного материала в экстре- мальных условиях // 3-я Меж. конф. « Ма- териалы и покрытия в экстремальных усло- виях». Тр. конф. 2004. С. 439. ОНПП «Технология»
Si ₃ N ₄ -1	–	Реакционно-связанный нитрид кремния	Изготовление обтекателей для длительной работы при тем- пературах 1300–1500 °С и кратковременной при 1300–1500 °С. Прочность в интервале темпе- ратур 20–1400 °С – 200–250 МПа. Выдерживает темп нагрева 150 °С/с до 900–1300 °С без видимых разрушений. Изменение диэлектрической постоянной в диапазоне 20–1320 °С не более 10 %	Келина И. Ю., Русин М. Ю., Шаталин А. С., Шкарупа И. Л., Викулин В. В. Пер- спективы создания керамических оболо- чек из нитрида крем- ния // 3-я Меж. конф. « Материалы и по- крытия в экстре- мальных условиях». Тр. конф. 2004. С. 245–246. ОНПП «Технология»
Si ₃ N ₄ -У	–	Реакционно-связанный нитрид кремния уп- лотненный при повы- шенных температурах	Изготовление обтекателей для длительной работы при тем- пературах 1300–1500 °С и кратковременной при 1300–1500 °С. Прочность в интервале темпе- ратур 20–1300 °С – 430–500 МПа. Выдерживает темп нагрева 150 °С/с до 900–1300 °С без видимых разрушений. Изменение диэлектрической постоянной в диапазоне 20–1320 °С не более 10 %	
Si ₃ N ₄ -ИПМ	2400–2700	Реакционно-связанный нитрид кремния	Детали газотурбинных двига- телей, устройства непрерыв- ного литья, футеровка печей, тиглей, сварочных сопел и т. д. Рабочая температура – до 1400 °С. Прочность при изгибе – 150–200 МПа. Электросопротивление – 4·10 ¹⁰ Ом/см ²	ИПМ НАНУ

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
SiC-IPM	Относительная плотность – 95–100 %	Карбид кремния с добавками боридов титана и циркония	Высокотемпературный, износостойкий, конструкционный материал для изготовления элементов газотурбинных двигателей, керамической брони, узлов трения в агрессивных средах. Рабочая температура до – до 1400 °С. Прочность при изгибе: при 20 °С – 600 МПа; при 1400 °С – 500 МПа. Трещиностойкость – 5,5 МПа·м ^{1/2} . Твердость по Виккерсу – 25–30 ГПа	ИПМ НАНУ
LaB ₆	4715	Монокристалл гексаборида лантана	Применяется для изготовления катодов-компенсаторов плазменных двигателей, в установках электронно-лучевой сварки, плазменных устройствах и т. д. Плотность тока до 1 А/мм ² , срок службы более 8000 часов, число термоциклов – не ограничено	Paderno V. N., Filippov V. B. Lanthanum hexaboride based cathode elements for different application // II Международная выставка-конференция «Керамика-99». Киев. 1999. С. 53–54. ИПМ НАНУ

Материалы для высокотемпературных изделий и технологических установок

Марка	Плотность, кг/м ³	Состав	Назначение материала, основные свойства	Источник, разработчик
1	2	3	4	5
Графиты				
В-1	1900–1980	Прокаленный кокс, каменноугольный пек	Теплопроводность: при 20 °С – 152 Вт/(м·К); при 2010 °С – 35,6 Вт/(м·К); теплоемкость: при 500 °С – 1,29 кДж/(кг·К); при 2010 °С – 2,02 кДж/(кг·К)	НИИ Графит
МПП-8	1780	Непрокаленный кокс, каменноугольный пек	Используется как эталон Теплопроводность: при 20 °С – 96 Вт/(м·К); при 2010 °С – 33 Вт/(м·К); теплоемкость: при 20 °С – 0,75 кДж/(кг·К); при 2010 °С – 2,02 кДж/(кг·К)	НИИ Графит
ПГ-1	2200–2500	Покрытие из AlN, нано- символ на графит	Покрытие для защиты графита от окисления при высоких тем- пературах. Толщина покрытия от 0,5 до 5 мм; пористость до спекания 30%, усадка при спекании 10–15%; стабильность свойств суспензии – может храниться неограниченное время	А. с. СССР № 396180, Бюл. № 36 от 29.08.73.
ПГ-2	2300–2500	Нитрид алюминия-64,5 –78,0%, нитрид крем- ния-10,0 – 20,0%, бакел- лит (3% спиртовой рас- твор) – 10,0–15,0%, жидкое стекло – 0,5–2,0%	Защита графитовых и углегра- фитовых электродов от окисле- ния при электролитическом получении металлов из рас- плавленных сред в металлургии цветных металлов. Покрытие не отслаивается в растворе хлоридов в течение десятков часов, скорость окис- ления покрытия на углеграфи- товом образце – $(0,42–0,75) \cdot 10^{-5}$ г/ч (воздух, 700 °С)	А. с. СССР SU 1158556 А. Бюл. №20 от 30.05.85 г. Сибирский технологи- ческий институт и Красноярский инсти- тут цветных металлов
Высокотемпературная теплоизоляция				
К-6226	200–290	Пеноматериал в систе- ме Si-C-O. Наполни- тель – 55% SiO ₂	Теплопроводность при 20 °С – 0,32–0,41 Вт/(м·К); прочность на сжатие при 20 °С – 0,1–0,37 МПа. Удельная электропроводность 10–40 1/(Ом·см)	Кузурман В.А., Мо- няков А.Н., Манаков А.И., Митрофанов А.Д., Дуденкова Л.А. Пеноматериалы на основе карбидов кремния и титана // Порош. метал. 1993. № 9/10. С. 73–77 Владимирский поли- технический инсти- тут

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-6229	700–800	Пеноматериалы в системе Si-C-O. Наполнитель – 55% Si	Теплопроводность при 20 °С – 0,9–1,5 Вт/(м·К); прочность на сжатие при 20 °С – 3,0–11,5 МПа. Удельная электропроводность 15–80 1/(Ом·см)	Кузурман В.А., Монаков А.Н., Манаков А.И., Митрофанов А.Д., Дуденкова Л.А. Пеноматериалы на основе карбидов кремния и титана // Порош. метал. 1993. № 9–10. С. 73–77 Владимирский политехнический институт
К-6232	450–800	Пеноматериалы в системе Ti-C-O. Наполнитель – 55% TiO ₂	Теплопроводность при 20 °С – 0,35–0,85 Вт/(м·К); прочность на сжатие при 20 °С – 0,5–1,5 МПа. Удельная электропроводность 500–2000 1/(Ом·см)	
К-6233	1500–2350	Пеноматериалы в системе Ti-C-O. Наполнитель – 83% TiO ₂	Теплопроводность при 20 °С – 0,6–1,15 Вт/(м·К); прочность на сжатие при 20 °С – 1,5–15,2 МПа. Удельная электропроводность 10–135 1/(Ом·см)	
Поробазальт	40–80	Базальтовое волокно и неорганическое связующее	Негорючие тепло-звукоизоляционные плиты. Рабочая температура от минус 100 до + 700 °С. Теплопроводность при 20 °С – 0,033–0,04 Вт/(м·К). Предел прочности при 10% сжатии – 0,02–0,03 МПа. Гигроскопичность (за 24 ч.) по массе не более 3%	Разработчик: ИПМ НАНУ. Изготовитель: АП Ирпенский комбинат «Прогресс»
ФНШ	150	Отходы ферроникелевого производства (шлаки)	Теплоизоляционные химически стойкие плиты для работы при температурах от минус 60 °С до +650 °С. Теплопроводность при 20 °С – 0,05 Вт/(м·К). Химическая стойкость в NaOH/H ₂ SO ₄ – 98/98	ИПМ НАНУ
Керамические высокотемпературные диэлектрические материалы				
ASBN	–	Гексагональный нитрид бора	Диэлектрическая постоянная 4,8 при частоте 100 кГц; удельное электросопротивление $6,3 \cdot 10^{13}$ Ом·см при температуре 20 °С; рабочая температура 2600 °С в инертной или восстановительной среде и 1000 °С в окислительной среде	Bhatt R.T., Kissner J.D. Matrix density effects on the mechanical properties of SiC fiber-reinforced silicon nitride matrix // Ceram. Eng. and Sci. Proc. 1990. 11, N 7/8. С. 974–994. ФРГ; Фирмы: ELEKTROSCHMEL ZWERK KEMPTEN GMBH (ESK)
SBN	–	Гексагональный нитрид бора	Диэлектрическая постоянная 4 при частоте 100 кГц; удельное электросопротивление $4,9 \cdot 10^{13}$ Ом·см при температуре 20 °С; рабочая температура 2600 °С в инертной или восстановительной среде и 1000 °С в окислительной среде	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
BNA	2390–2480	Нитрид бора – 84,9–87,2% ; содержит примеси Si_3N_4 , SiC , SiO_2	Теплопроводность при 1000 °C – 20 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °C – 105–139 МПа	Русанова Л.Н., Ромашин А.Г., Куликова Г.И., Голубева О.П. Проблемы и перспективы развития керамики из нитрида бора // Порошковая металлургия. 1988, №1. С. 23–31. ОНПП «Технология»
BNK	1700–1850	Нитрид бора – 84,0–86,0%; упрочнен продуктами пиролиза кремнийорганических соединений, содержит примеси Si_3N_4 , SiC , SiO_2	Теплопроводность при 1000 °C – 17 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °C – 100–120 МПа. Окисляемость – 2 мг/см ² при температуре 1300 °C (время окисления 10 ч.)	
BNп	2000–2250	Нитрид бора – 99,9%; пиролитический	Теплопроводность при 20 °C – 1,3–1,8 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °C – 127 МПа	
BNГ	1870–1980	Нитрид бора – 83,3–89,4%; содержит примеси Si_3N_4 , SiC , SiO_2	Теплопроводность при 1000 °C – 13,9 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °C – 56–70 МПа. Окисляемость при 1000 °C – 0 мг/см ² (время окисления 10 ч.); окисляемость при 1300 °C – 1,6 мг/см ² (время окисления 10 ч.)	
DX-230	–	Нитрид алюминия	Теплопроводность при 20 °C – 200 Вт/(м·К)	Callahan Daniel L., Thomas Gareth. Convergent beam electron diffraction analysis of lattice shifts in aluminum nitride // J. Amer. Ceram. Soc. 1992. 75, N5. P. 1092–1096. ЯПОНИЯ; Фирма: TOSHIBA CORP.
Ekasin S	3200–3300	Нитрид кремния, активирующая добавка – 6% La_2O_3 +4% Al_2O_3	Теплопроводность при 20 °C – 30–40 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °C – 400–700 МПа	Nicholas M.G., Mortiner D.A., Jones L.M., Crispin R.M. Some observations on the wetting and bonding of nitride ceramics // J. Mater. Sci. 1990. 25, N 6. С. 2679–2689. ФРГ; Фирмы: ELEKTROSCHMEL ZWERK KEMPTEN GMBH
HDALN	3200	Нитрид алюминия (химический состав, %: Al 64,5–66,5; N 32,5–33; O ₂ ; C ₂)	Теплопроводность при 20°C – 100 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 200 МПа	
HDBN	3200	Гексагональный нитрид бора; химический состав, %: B – 43; N – 53; B ₂ O ₃ <0,2; Ca<0,15; C <0,08; Cl <0,08 и др.	Теплопроводность при 25 °C – 30 Вт/(м·К), при 1000 °C – 20 Вт/(м·К)	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
АБН	3050–3300	Состав, % (мас.) Al – 34,8–39,8; B – 17,1–17,3; N – 33,5–35,3	Огнеупорный, электроизоляционный хорошо обрабатываемый материал для изготовления тиглей, ванн, чехлов для термопар и т. д. Рабочая температура: на воздухе – 1600 °С, в аргоне – 2200 °С, в азоте – 2400 °С. Теплопроводность, Вт/(м·К): при 20–600 °С – 3,0–6,4; при 800–1200 °С – 7,1–9,5. Прочность при 20 °С: на изгиб – 67 МПа; на сжатие – 90 МПа. Количество теплосмен – 1200–20 °С (воздух) до разрушения – 70. Удельное электросопротивление: при 20 °С – $2 \cdot 10^{11}$ Ом·см; при 1200 °С – $6 \cdot 10^4$ Ом·см Скорость испарения: при температуре 1470 °С – $3,6 \cdot 10^{-8}$ г/(см ² ·с); при температуре 1620 °С – $4,3 \cdot 10^{-7}$ г/(см ² ·с)	Ковальченко М. С., Дубовик Т. В., Рогозинская А. А., Крушинская Л. А., Панашенко В. М. Влияние вибропомола исходных порошков на свойства композиционных материалов системы AlN-BN // Порошковая металлургия. 2004. №9/10. С. 7–11. ИПМ НАНУ
БНС	2200–2350	Состав, % (мас.) В _{общ} – 52,0–54,0; С – 5,0–6,0; N – 37,0–39,0; В ₂ O ₃ – 0,4–0,5	Огнеупорный, электроизоляционный хорошо обрабатываемый материал для изготовления тиглей, ванн, чехлов для термопар и т. д. Рабочая температура: на воздухе – 1700 °С, в аргоне – 2500 °С, в азоте – 2700 °С. Теплопроводность, Вт/(м·К): при 300–900 °С – 27,0–13,4; при 1100–2000 °С – 12,2–9,8. Прочность на изгиб при 20 °С – 18,0 МПа. Прочность на сжатие, МПа: при 20 °С – 15,9; при 2020 °С – 47,5. Количество теплосмен до разрушения (воздух) – 1200–20 °С – более 100; 2000–20 °С – 30–40. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{13} Ом·см; при 2000 °С – $2 \cdot 10^4$ Ом·см. Скорость испарения: при температуре 1515 °С – $6,78 \cdot 10^{-9}$ г/(см ² ·с); при температуре 1927 °С – $4,43 \cdot 10^{-6}$ г/(см ² ·с)	Григорьев О. Н., Котенко В. А., Ляшенко В. И., Рогозинская А. А., Дубовик Т. В., Котенко В. А., Панашенко В. М. Зависимость структуры спекленного карбонитрида бора от степени дефектности исходных порошков BN // Порошковая металлургия. 2005. №5/6. ИПМ НАНУ

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-6197	–	Нитрид алюминия (активатор спекания – Y_2O_3 и CaO)	Коэффициент теплопроводности 170–190 Вт/(м·К), а для горячепрессованной и обычной керамики из AlN – 66 и 32 Вт/(м·К)	Himpel G., Haase I. Entwicklung von AlN-keramik hoher wärmeleitfähigkeit (Развитие керамики на основе AlN с повышенной теплопроводностью) // Ber. DKG. 1992. 69, N11/12. С. 466, 468–472
К-7678	–	Нитрид алюминия, активатор – 3% Y_2O_3 . Образцы содержат около 5% (мас.) фазы Y-Al-O	Диэлектрическая постоянная 8,5 при частоте 10 ГГц; удельное электросопротивление 10^{15} Ом·см. Теплопроводность при 20 °C – 181 Вт/(м·К)	Baranda P.S., Knudsen A.K., Ruh E. Effect of yttria on the thermal conductivity of aluminium nitride // J. Amer. Ceram. Soc. 1994. 77. С. 1846–1850 Фирма Tokuyama Soda Co., Ltd. Япония
К-7679	–	Нитрид алюминия (активатор – 3% Y_2O_3). Образцы не содержат вторичных фаз	Диэлектрическая постоянная 8,4 при частоте 10 ГГц; удельное электросопротивление 10^{15} Ом·см. Теплопроводность при 20 °C – 249 Вт/(м·К)	
К-7680	–	Нитрид алюминия (активатор – 3% Y_2O_3). Образцы содержат около 5% (мас.) фазы Y-Al-O и около 0,4% (мас.) TiN.	Диэлектрическая постоянная 8,5 при частоте 10 ГГц; удельное электросопротивление 10^{15} Ом·см. Теплопроводность при 20 °C – 169 Вт/(м·К)	
К-8213	1960–2040	Гексогональный нитрид бора	Диэлектрическая постоянная 3,7–4,1 при частоте 10^6 – 10^{11} Гц и температуре 25 °C; удельное электросопротивление $(1,5–2,5) \cdot 10^{13}$ Ом·см. Рабочая температура 2760 °C – в инертной среде и 980 °C – в окислительной среде. Теплопроводность: при 20 °C – 7,81–54,89 Вт/(м·К); при 1000 °C – 22,31–54,69 Вт/(м·К); Прочность на растяжение: при 20 °C – 45,5 МПа; при 200 °C – 56,0 МПа; на сжатие: при 20 °C – 126–294 МПа; при 1000 °C – 87,5–262,5 МПа; на изгиб: при 1000 °C – 112 МПа; при 1200 °C – 98 МПа	Meckelburg E. Bornitrid – idealer Hochtemperaturwerkstoff // Silikat J. 1975. Bd. 14, N 8. P. 303–304

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-8214	3700–3900	Оксид алюминия	Диэлектрическая постоянная 9–10 при частоте 10^6 – 10^{11} Гц и температуре 25 °С; Удельное электросопротивление $(1-10) \cdot 10^{11}$ Ом·см, Рабочая температура 2040 °С – в инертной среде и 1600–1720 °С – в окислительной среде. Теплопроводность при 20 °С – 14,88–25,3 Вт/(м·К). Предел прочности при 20 °С: на растяжение – 147–196 МПа; на сжатие – 2100–2980 МПа; на изгиб – 315–420 МПа	Meckelburg E. Bornitrid – idealer Hochtemperaturwerkstoff // Silikat J. 1975. Bd. 14, N8. P. 303–304
К-8361	–	Нитрид кремния	Теплопроводность при 20 °С – 35 Вт/(м·К). Предел прочности при 20 °С на изгиб – 1000 МПа. Температура плавления 2700 °С (при очень высоком давлении азота)	Yamada T., Shimada M., Koizumi M. Fabrication of Si_3N_4 by hot isostatic pressing // Amer. Ceram. Soc. Bull. 1981. Vol. 60, N 11. P. 1225–1228
L-C-S Sialon 101	3250	Сиалон – твердый раствор Al_2O_3 в Si_3N_4	Теплопроводность при 20 °С – 21,3 Вт/(м·К). Предел прочности при 20 °С на изгиб – 945 МПа	Nicholas M.G., Mortiner D.A., Jones L.M., Crispin R.M. Some observations on the wetting and bonding of nitride ceramics // J. Mater. Sci. 1990. 25, N 6. C. 2679–2689. Великобритания. Фирмы: LUCAS COOKSON SYALON
PBN	1450–1460	Гексагональный нитрид бора – 99,0%; содержит примесь B_2O_3	Теплопроводность: при 20 °С – 7,0 Вт/(м·К); при 1000 °С – 5,1 Вт/(м·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 50–60 МПа; при 1000 °С – 50–60 МПа; при 1400 °С – 45–47 МПа. Окисляемость – 8 мг/см ² при температуре 1300 °С (время окисления 10 ч.)	Русанова Л.Н., Ромашин А.Г., Куликова Г.И., Голубева О.П. Проблемы и перспективы развития керамики из нитрида бора // Порош. металлургия. 1988. № 1. С. 23–31
XBN	2100	Нитрид бора – 91,0%; содержит примеси B_2O_3 и CaO	Теплопроводность: при 20 °С – 50 Вт/(м·К), при 1000 °С – 24 Вт/(м·К); прочность на изгиб: при 20 °С – 50 МПа; при 1000 °С – 10 МПа; при 1400 °С – 45–47 МПа	Русанова Л.Н., Ромашин А.Г., Куликова Г.И., Голубева О.П. Проблемы и перспективы развития керамики из нитрида бора // Порош. металлургия. 1988. № 1. С. 23–31 ФРГ. Фирмы: ESK

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
АВА	2800	Нитрид алюминия – 60–80%, алюмоборо-силикатное волокно ($7\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3$) – 19–35%, алюминиевая пудра – 1–5%	Термостойкий, электроизоляционный материал. Количество теплосмен – 1400–20 °С (воздух) до разрушения – 45. Предел прочности при сжатии – 23,4 МПа. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{13} ом·см; при 1200 °С – $2,7 \cdot 10^5$ ом·см	А. с. № 395344, Бюл. № 35 от 28.08.73. ИПМ НАНУ
АН-У	2700–2900	Нитрид алюминия без добавок	Термостойкий, электроизоляционный материал. Количество теплосмен – 1000–20 °С (вода) до разрушения – 28. Предел прочности при сжатии – 23,4 МПа. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{13} ом·см; при 1100 °С – $4 \cdot 10^4$ ом·см	Дубовик Т.В., Андреева Т.В., Павликов В.Н., Артемов В.А., Мошкун В.Ф. Огнеупорный материал на основе нитрида алюминия с добавкой оксидных монокристаллов // Сб. "Диэлектрики и полупроводники", вып. 9. Киев: Вища школа, 1976. С. 87–90. ИПМ НАНУ
АН-У-1	2700–2900	Нитрид алюминия – 95%; оксид алюминия монокристаллический в виде пластинчатых монокристаллов – 5%	Термостойкий, электроизоляционный материал. Количество теплосмен – 1000–20 °С (вода) до разрушения – 40. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{13} ом·см; при 1100 °С – $6,8 \cdot 10^4$ ом·см	
АН-У-2	2700–2900	Нитрид алюминия – 95%; алюмоборосиликат в виде игольчатых кристаллов ($7\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3$) – 5%	Термостойкий, электроизоляционный материал. Количество теплосмен – 1000–20 °С (вода) до разрушения – больше 40. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{13} ом·см; при 1100 °С – $2,2 \cdot 10^5$ ом·см	
АПХ	2790–2830	Нитрид алюминия – 84–99%, плазмохимический нитрид алюминия – 1–16%	Высокотемпературный, электроизоляционный материал, с высокими диэлектрическими характеристиками, механической прочностью и химической устойчивостью к агрессивным средам. Предел прочности при сжатии – 4,4–4,7 МПа	А. с. № 634852. Бюл. №4 от 30.11.78 ИПМ НАНУ
БТА	2600	Нитрид бора турбостратный – 44–46,5%; нитрид алюминия – 44–46,5%; борный ангидрид (B_2O_3) – 2–6%, окись иттрия (Y_2O_3) – 1–10%	Электроизоляционный, термостойкий материал с высоким пробивным напряжением для работы на воздухе при температурах до 1300–1500 °С, в защитной среде – до 2400 °С	А. с. №640986, Бюл. №1 от 05.01.79. ИПМ НАНУ

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
БИМ	–	Нитрид бора – 47–89%, окись иттрия (Y_2O_3) – 10–50%, магний – 1–3%	Высокотемпературный, электроизоляционный, термостойкий материал, работающий на воздухе при температурах до 1300–1350 °С, в защитной среде – до 2400 °С. Удельное электросопротивление: при 20 °С – 10^{12} ом·см; при 400 °С – $(5 \cdot 10^7 - 2,7 \cdot 10^8)$ ом·см. Диэлектрическая проницаемость при частоте 10^5 герц: при 20 °С – 2,0–2,9; при 300 °С – 4,5–5,6; при 500 °С – 4,8–5,9. Тангенс угла диэлектрических потерь при частоте 10^5 герц: при 20 °С – $(0,2-3,0) \cdot 10^{-3}$; при 300 °С – $(0,4-2,6) \cdot 10^{-3}$; при 500 °С – $(0,5-2,4) \cdot 10^{-3}$	А. с. №823355. Бюл. № 15 от 23.04.81. ИПМ НАНУ
К-5610	–	Гексагональный нитрид бора; содержание металлических примесей меньше 0,003 %	Удельная электропроводность вдоль плоскостей скола: при 20 °С – 10^{-5} 1/(ом·м), при 100 °С – $2 \cdot 10^{-3}$ 1/(ом·м); Удельная электропроводность перпендикулярно плоскостям скола при 20 °С – 10^{-7} 1/(ом·м) (частота 0,01–10000 Гц)	Chandhry M.A., Jon-scher A.K. Dielectric properties of hexagonal boron nitride parallel to the cleavage planes // J. Mater. Sci. Lett. 1989. 8, N 11. P. 1260–1261
К-5756	3300	Нитрид алюминия, активатор – 1 % (мол.) Y_2O_3 (размер зерна 4 мкм)	Теплопроводность при 20 °С – 160 Вт/(м·К)	Watari K., Ishizaki K., Fujikawa T. Thermal conduction mechanism of aluminium nitride ceramics // J. Mater. Sci. 1992. 27, N 10. C. 2627–2630
К-5961	3240	Нитрид алюминия, активатор – 1 % (мол.) Y_2O_3 (размер зерна 40 мкм)	Теплопроводность при 20 °С – 155 Вт/(м·К)	
К-6038	–	Нитрид кремния, активатор ($Al_2O_3 + Y_2O_3$) – 12 %	Теплопроводность при 20 °С – 30–40 Вт/(м·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 850–1000 МПа; при 1000 °С – 1000–1300 МПа	Kis-Hyi P.S., Kuzenkova M.A., Struk L.I., Boravikova M. Refractory compaunds for vacuum evaporation of aluminium // High Temp - High Press. 1978. 10, N 3. C. 305–308
К-6042	–	Нитрид алюминия, активатор – 5 % Y_2O_3	Теплопроводность при 20 °С – 200 Вт/(м·К). Прочность на изгиб при 20 °С – 290–320 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-6200	–	Нитрид кремния	Теплопроводность при 20 °С – 53 Вт/(м·К)	Гнесин Г. Г. Бескислородные керамические материалы на основе карбида и нитрида кремния // Неорган. матер.1993. 29, № 6. С. 756–763. ИПМ НАНУ
Огнеупорные материалы				
ША	2200	Шамотный кирпич	Максимально-допустимая температура – 1400 °С. Количество теплосмен – 1200–20 °С (вода) до разрушения – 10. Прочность на сжатие: при 20 °С – 20–25 МПа; при 1100 °С – 16–21 МПа; при 1350 °С – 9,1–9,9 МПа. Коэффициент линейного термического расширения – $7,8 \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Твердость по Моосу – 6,0	Тропинов А. М., Тропинова И. В., Владимиров В. С. Разработка и эксплуатация элементов футеровки из термостойкого бетона «BRAB30И15» и оксидно-керамического покрытия «М-1» в экстремальных условиях // 3-я Меж. конф. «Материалы и покрытия в экстремальных условиях». Тр. конф. 2004. С. 523–524.
BRAB30 И15	2400	Жаростойкий бетон	Максимально-допустимая температура – 1500 °С. Количество теплосмен – 800–20 °С (вода) до разрушения – 42–47. Прочность на сжатие: при 20 °С – 42,3–76,8 МПа; при 1100 °С – 34,4–42,3 МПа; при 1350 °С – 9,3–19,1 МПа. Коэффициент линейного термического расширения – $(7,6\text{--}7,4) \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Твердость по Моосу – 8,0	
BRAB30 И15к	2450–2500	Жаростойкий бетон	Максимально-допустимая температура – 1600 °С. Количество теплосмен – 800–20 °С (вода) до разрушения – 54. Прочность на сжатие: при 20 °С – 36,8–44,7 МПа; при 1100 °С – 28,7–31,4 МПа; при 1350 °С – 21,4–23,4 МПа. Коэффициент линейного термического расширения – $(4,8\text{--}7,6) \cdot 10^{-6} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$. Твердость по Моосу – 8,5–9,0	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
М-1	1800–2000	Оксидно-керамическое покрытие	Максимально-допустимая температура – 1800 °С. Прочность на сжатие: при 20 °С – 15–25 МПа; Коэффициент линейного термического расширения – $(7,4-7,6) \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. Твердость по Моосу – 6,0	Тропинов А. М., Тропинова И. В., Владимиров В. С. Разработка и эксплуатация элементов футеровки из термостойкого бетона «BRAB30И15» и оксидно-керамического покрытия «М-1» в экстремальных условиях // 3-я Меж. конф. «Материалы и покрытия в экстремальных условиях». Тр. конф. 2004. С. 523–524
К-6273	2700	Матрица – SiC, связка – сиалон (огнеупорные кирпичи, выпускаемые в Китае)	Теплопроводность: при 800 °С – 19,4 Вт/(м·К), при 1200 °С – 16,4 Вт/(м·К). Прочность на сжатие при 20 °С – 200 МПа; прочность на изгиб при 20 °С – 220 МПа	Zhiping Zhang, Hui-huang Huang, Zhaohui Huang. SiAlONbonded SiC refractories for blast furnaces // Inter-ceram. 1993. 42, N 5. С. 292, 295–296
К-6275	2700	Матрица – Si ₃ N ₄ , связка – сиалон (огнеупорный кирпич на сиалоновой связке)	Теплопроводность: при 800 °С – 20 Вт/(м·К); при 1200 °С – 17 Вт/(м·К). Прочность на сжатие при 20°С – 213 МПа. Прочность на изгиб: при 20 °С – 47 МПа; при 1350 °С – 48 МПа	
К-6276	2720	Матрица – SiC, связка – Si ₃ N ₄ (огнеупорные кирпичи, выпускаемые в Китае)	Теплопроводность при 350 °С – 18,6 Вт/(м·К). Прочность на сжатие при 20 °С – 204 МПа. Прочность на изгиб: при 20 °С – 51,7 МПа; при 500 °С – 51,5 МПа; при 1000 °С – 39,8 МПа; при 1400 °С – 57,5 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-6702	3980	Оксид алюминия	Рабочая температура – 1800°C. Теплопроводность при 20 °С – 29 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,98 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 440 МПа, при 1000 °С – 340 МПа. Вязкость разрушения 4,5 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С ; сопротивление ползучести при температуре 1000 °С – 100 ч	Boch P. Ceramiques et composites. Ceramis-ues, "Ceramiques techniques" et Ceramiques thermomecaniques // Araue. 1986, N 233. P. 45–48. Фр.
К-6703	3000–3250	Оксид алюминия и оксид титана – Al ₂ O ₃ ·TiO ₂	Рабочая температура – 1500°C. Теплопроводность при 20 °С – 3,4 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,88 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 50 МПа, при 1000 °С – 50 МПа. Открытая пористость – 8–15%	
К-6704	5700	Оксид циркония (ZrO ₂) частично стабилизированный	Рабочая температура – 2300°C. Теплопроводность при 20 °С – 1,9 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,76 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 500 МПа, при 1000 °С – 200 МПа. Вязкость разрушения 8,0 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С	
К-6705	3180	Нитрид кремния	Рабочая температура – 1400°C. Теплопроводность при 20 °С – 20 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,72 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 550 МПа, при 1000 °С – 450 МПа. Вязкость разрушения 5,4 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С	
К-6706	3100–3150	Карбид кремния	Рабочая температура – 1650°C. Теплопроводность при 20 °С – 170 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,9 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 450 МПа, при 1000 °С – 430 МПа. Вязкость разрушения 4,1 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-7382	3070	Муллит $3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$	Рабочая температура – 1450°C. Теплопроводность при 20 °С – 4,4 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,9 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 230 МПа, при 1000 °С – 200 МПа. Вязкость разрушения 3,8 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С	Boch P. Ceramiques et composites. Ceramis-ues, "Ceramiques tech-niques" et Ceramiques thermomecaniques // Арауе. 1986, N 233. Р. 45–48. Фр.
К-7383	6000	Оксид циркония (ZrO_2) – тетрагональная фаза, полностью стабилизи-рованный	Рабочая температура – 1400°C. Теплопроводность при 20 °С – 20 Вт/(м·К); теплоемкость при 20 °С – 0,72 кДж/(кг·К). Прочность на изгиб: при 20 °С – 1020 МПа, при 1000 °С – 400 МПа. Вязкость разрушения 5,4 МПа·м ^{1/2} при температуре 20 °С	
АБХ	2800-3000	Нитрид алюминия – 20–30%, окись крем-ния – 2–20%, нитрид бора – 20–63%. Основой является хло-рид алюминия ($\text{Al}_2(\text{OH})_5\text{Cl}$) – 15–30%	Огнеупорный термостойкий материал для использования в металлургической и химиче-ской промышленности. Предел прочности при сжатии – 10–12 МПа. Удельное электросопротивле-ние: при 20 °С – 10^{13} ом·см; при 1000 °С – $(0,7-1,1) \cdot 10^6$ ом·см; при 1500 °С – $(1,1-1,8) \cdot 10^4$ ом·см. Стойкость в кислой среде (не-растворимый остаток): HCl – 92,51–94,98 %; H ₂ SO ₄ – 93,55–95,41 %	А. с. СССР № 979301. Бюл. № 45 от 7.12.82. ИПМ НАНУ
АВМ	4000–4800	Нитрид алюминия – 50–99%, волокна вольфрама или молиб-дена – 1–50%	Огнеупорный, термостойкий конструкционный материал. Предел прочности при сжатии: для AlN+W вол. – 20,8–21,6 МПа; для AlN+Mo вол. – 21,3–24,5 МПа. Предел прочности при изгибе: для AlN+W вол. – 7,3–8,7 МПа; для AlN+Mo вол. – 10,3–10,9 МПа. Количество теплосмен – 1400–20 °С (воздух): для AlN+W вол. – 140; для AlN+Mo вол. – 80	А. с. № 348532. Бюл. №5 от 23.08.72.

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
АЖ-25	1770	Нитрид алюминия с добавкой 25 мас.% жидкого стекла	Применяется в виде изоляторов и огнеупоров. Удельное электросопротивление, ом·см: при 300 °С – $4,4 \cdot 10^9$; при 600 °С – $1,7 \cdot 10^7$; при 900 °С – $4,6 \cdot 10^6$; при 1000 °С – $2,2 \cdot 10^6$. Предел прочности при 20 °С на сжатие – 25 МПа	Рябоконь Л. П., Дубовик Т. В. Андреева Т.В. Керамический материал на основе нитрида алюминия // Сб. науч. трудов "Тугоплавкие нитриды". Киев: Наукова думка, 1983. С. 40–43. ИПМ НАНУ
АЖГ-30	2700	Нитрид алюминия с добавкой 30 мас.% жидкого стекла	Применяется в виде изоляторов и огнеупоров. Удельное электросопротивление, ом·см: при 100 °С – $2,6 \cdot 10^{10}$; при 200 °С – $1,6 \cdot 10^9$; при 300 °С – $3,2 \cdot 10^8$; при 400 °С – $3,2 \cdot 10^5$; при 500 °С – $1,2 \cdot 10^4$; при 600 °С – $1,6 \cdot 10^3$; при 700 °С – $3,8 \cdot 10^2$; при 800 °С – $1,6 \cdot 10^2$. Предел прочности при 20 °С на сжатие – 300 МПа	
АХ-25	1920	Нитрид алюминия с добавкой 25 мас.% алюмохромофосфатного связующего	Применяется в виде изоляторов и огнеупоров. Удельное электросопротивление, ом·см: при 300 °С – $3,0 \cdot 10^9$; при 900 °С – $2,06 \cdot 10^6$; при 1000 °С – $1,5 \cdot 10^5$. Предел прочности при 20 °С на сжатие – 29 МПа	
АХГ-30	3800	Нитрид алюминия с добавкой 30 мас.% алюмохромофосфатного связующего	Применяется в виде изоляторов и огнеупоров. Удельное электросопротивление, ом·см: при 100 °С – $3,0 \cdot 10^{11}$; при 200 °С – $2,8 \cdot 10^9$; при 300 °С – $8,4 \cdot 10^8$; при 400 °С – $6,4 \cdot 10^8$; при 500 °С – $6,0 \cdot 10^6$; при 600 °С – $5,7 \cdot 10^5$; при 700 °С – $4,2 \cdot 10^4$; при 800 °С – $2,6 \cdot 10^2$; при 900 °С – $2,0 \cdot 10^2$; при 1000 °С – $1,8 \cdot 10^2$. Предел прочности при 20 °С на сжатие – 300 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
АМ	1800	Нитрид алюминия – 60–90%, магний – 10–40%	Огнеупорный материал для изготовления высокотемпературных фильтров для непосредственного определения состава газов в жидких алюминиевых сплавах в плавильных печах при температуре 680–870 °С. Пористость – 50–60%. В расплавленном алюминии при 900 °С не смачивается	А. с. № 390050. Бюл. № 30 от 01.07.73 ИПМ НАНУ
АКМ	3200	Нитрид кремния – 62–89,5 %; нитрид алюминия – 8–35,5 %; монокристаллы муллита ($3\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2$) – 8–35,5 %;	Огнеупорный, электроизоляционный, термостойкий материал может быть использован для изготовления футеровочных плит для металлургических печей и химических аппаратов, а также в качестве электроизоляторов. Предел прочности при сжатии – 2–31 МПа. Количество теплосмен – 1500–20 °С (вода) без разрушения – более 20. Объемное удельное электросопротивление – 10^{12} ом·см	А. с. № 386874. Бюл. № 27 от 21.06.73 ИПМ НАНУ
АМФ	3100–3200	Нитрид алюминия – 20–35 %, алюмохромофосфатное связующее – 20–35 %, окись магния – 6–12 %, нитрид бора – 18–54 %	Огнеупорный, термостойкий, электроизоляционный материал с коррозионной устойчивостью к расплавам на основе железа, для металлургической промышленности и сварочного производства. Прочность при сжатии – 10,2–12,4 МПа. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – 10^{13} ; 1000 °С – $0,5 \cdot 10^6$ – $1,0 \cdot 10^6$; 1500 °С – $1,4 \cdot 10^4$ – $2,0 \cdot 10^4$	А. с. СССР № 833868. Бюл. № 20 от 30.05.81
АС	2900	Нитрид алюминия – 50–99 %, стеклянное волокно – 1–50%	Огнеупорный, электроизоляционный, коррозионностойкий материал для использования в качестве футеровки промышленных печей. Предел прочности: при сжатии – 18,6–19,1 МПа; при изгибе – 9,2–10,4 МПа. Удельное электросопротивление при 20 °С – 10^{13} ом·см	А. с. № 349665. Бюл. № 26 от 04.09.72

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
БГФ	3300–3500	Алюмохромофосфатное связующее – 10–30 %, нитрид бора – 5–30 %, огнеупорная глина – 4–6 %, гидроксид алюминия ($\text{Al}(\text{OH})_3$) – 3–5 %, электроплавленный корунд (Al_2O_3) – 28–29 %	Огнеупорная набивная масса используется в металлургической промышленности для футеровки тепловых агрегатов, разливочных ковшей, желобов доменных печей и др., обладает быстрой схватываемостью, термостойкостью, коррозионной устойчивостью к расплавам на основе железа. Прочность на сжатие – 1,3–1,47 МПа. Количество теплосмен – 1200–20 °С без разрушения – 105–110. Железом и сплавами на его основе не смачивается	А. с. СССР № 729161. Бюл. №15 от 25.04.80. ИПМ НАНУ
БСВ	1580	Нитрид бора – 50–99 %, стеклянное волокно – 1–50 %	Электроизоляционный, огнеупорный, термостойкий материал для промышленных целей в технике высоких температур. Предел прочности при ударной нагрузке – 56,0 кг·см/см ² . Количество теплосмен – 1600–20 °С (воздух) без разрушения – 78	А. с. № 398532. Бюл. № 38 от 27.09.73 ИПМ НАНУ
БТУ	1500	Нитрид бора гексагональный – 10–90 %, нитрид бора турбостратный – 10–90 %	Огнеупорный, термостойкий, электроизоляционный материал. Предел прочности при сжатии – 0,52–0,68. Количество теплосмен – 1200–20 °С (воздух) без разрушения – 180	А. с. № 374259. Бюл. № 15 от 20.03.73 ИПМ НАНУ
ДТТ	2900	Нитрид алюминия – 45–89 %, карбид титана – 10–50 %, титан – 1–5 %	Огнеупорный, термостойкий материал для использования в машиностроении и металлургической промышленности в качестве высокотемпературных фильтров для определения содержания газов в жидких алюминиевых сплавах в плавильных печах	А. с. № 576306. Бюл. №38 от 15.10.77. ИПМ НАНУ
КБМВ	–	Нитрид бора – 25–49 %, карбид бора (B_4C) – 25–49 %, волокна вольфрама или молибдена	Используется как огнеупорный, термостойкий и механически прочный материал. Прочность при сжатии – 20,8–22,3 МПа. Количество теплосмен – 1000–20 °С (воздух) до появления первых трещин – 320–410	А. с. № 356262. Бюл. № 32 от 9.10.72. ИПМ НАНУ

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
КБОН	1800	Нитрид бора – 30–40%, карбид бора (B_4C) – 30–40%, оксид ниобия (Nb_2O_5) – 19–35%, ниобий – 1–5%	Предел прочности при 20 °С на сжатие – 1,83 МПа. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – $3 \cdot 10^{13}$, при 1000 °С – $1 \cdot 10^8$	А. с. №393250. Бюл. № 33 от 26.12.73 ИПМ АН УССР
КБСВ	–	Нитрид бора – 25–49%, карбид бора (B_4C) – 25–49%, стекловидное волокно – 2–50%	Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – 10^{13} , при 1000 °С – $2 \cdot 10^8$, при 1600 °С – $3 \cdot 10^6$, при 2000 °С – $7 \cdot 10^8$. Прочность при сжатии – 127 МПа. Количество теплосмен – 1600–20 °С (воздух) до разрушения – 145	А. с. № 348634. Бюл. № 25 от 7.09.72. ИПМ АН УССР
КМФ	3800–4200	Алюмохромофосфатное связующее – 20–35%, оксид магния – 1–5%, оксид циркония – 5–20%, нитрид кремния – 40–74%	Удельное электросопротивление – 10^{10} – 10^{11} ом·см (сопоставимо с электросопротивлением нитрида кремния). Количество теплосмен – 1300–20 °С (воздух) – 70–74	А. с. СССР SU № 1092147А. Бюл. № 18 от 15.05.84 ИПМ АН УССР
НАК-2	1900–2200	Нитрид алюминия – 15–25%, алюмохромофосфатное связующее – 18–26%, диоксид циркония – 5–30%, остальное нитрид бора	Теплопроводность, Вт/(м·К): при 20 °С – 19,2–23,5; при 300 °С – 17,2–18,1; при 1000 °С – 13,4–15,5; при 1800 °С – 7,5–8,8. Стойкость к окислению (изменение массы) в мг/см ² при окислении в течение 2 часов при 1200 °С – +(1,2–1,7). Прочность при сжатии – 11,0–12,0 МПа. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – 10^{13} , при 1000 °С – $0,8$ – $1,6 \cdot 10^6$, при 1500 °С – $1,2$ – $2,3 \cdot 10^4$	А. с. СССР № 920049. Бюл. № 14 от 15.04.82 ИПМ АН УССР
НАК-3	1900–2200	Нитрид бора, ортофосфорная кислота – 10–16%, гидроксид алюминия – 14–30%	Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – $(1,0$ – $1,6) \cdot 10^{13}$, при 400 °С – $6,9 \cdot 10^9$ – $1,0 \cdot 10^{10}$, при 900 °С – $(8,6$ – $9,1) \cdot 10^7$, при 1000 – $(5,9$ – $7,0) \cdot 10^7$	А. с. СССР SU № 1143731 А. Бюл. № 9 от 07.03.85 ИПМ АН УССР

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-5567	–	Карбид кремния	Теплопроводность при 20 °С – 91 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °С – 330 МПа. Критическая температура термоудара 425 °С (закалка в воде)	Ishitsuka M., Sato T., Endo T., Shimada M. Thermal shock fracture behaviour of ZrO ₂ based ceramics // J. Mater. Sci.1989. 24, N 11. С. 4057–4061. ЯПОНИЯ. Фирмы: NGK SPARK PLUG CO., LTD
К-5568	–	Нитрид кремния	Теплопроводность при 20 °С – 25 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °С – 500 МПа. Критическая температура термоудара 750 °С (закалка в воде)	Ishitsuka M., Sato T., Endo T., Shimada M. Thermal shock fracture behaviour of ZrO ₂ based ceramics // J. Mater. Sci.1989. 24, N 11. С. 4057–4061. ЯПОНИЯ. Фирмы: TOSHIBA CO
Mg-PSZ	–	Оксид циркония, стабилизированный MgO	Теплопроводность при 20 °С – 1,8 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20 °С – 460 МПа. Критическая температура термоудара 200 °С (закалка в воде)	Ishitsuka M., Sato T., Endo T., Shimada M. Thermal shock fracture behaviour of ZrO ₂ based ceramics // J. Mater. Sci.1989. 24, N 11. С. 4057–4061. ЯПОНИЯ. Фирмы: NILCRA CERAMICS PTY., LTD.
6Y-PSZ	–	Оксид циркония, стабилизатор – 6% (мол.) Y ₂ O ₃	Теплопроводность при 20°С – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°С – 240 МПа. Критическая температура термоудара 200 °С (закалка в воде)	Ishitsuka M., Sato T., Endo T., Shimada M. Thermal shock fracture behaviour of ZrO ₂ based ceramics // J. Mater. Sci.1989. 24, N 11. С. 4057–4061.
3Y-TZP	–	Оксид циркония, стабилизатор – 3 % (мол.) Y ₂ O ₃	Теплопроводность при 20°С – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°С – 900 МПа. Критическая температура термоудара 200 °С (закалка в воде)	
2Y-TZP	–	Оксид циркония, стабилизатор – 2 % (мол.) Y ₂ O ₃	Теплопроводность при 20°С – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°С – 1300 МПа. Критическая температура термоудара 250 °С (закалка в воде)	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
2Y-TZP/ 10% Al ₂ O ₃	–	Оксид циркония – основа; добавка Al ₂ O ₃ – 10,0 %; стабилизатор Y ₂ O ₃ – 2% (мол.)	Теплопроводность при 20°C – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 1720 МПа. Критическая температура термоудара 250 °C (закалка в воде)	Ishitsuka M., Sato T., Endo T., Shimada M. Thermal shock fracture behaviour of ZrO ₂ based ceramics // J. Mater. Sci.1989. 24, N 11. С. 4057–4061.
2Y-TZP/ 20% Al ₂ O ₃	–	Оксид циркония – основа; добавка Al ₂ O ₃ – 20,0 %; стабилизатор Y ₂ O ₃ – 2% (мол.)	Теплопроводность при 20°C – 5,7 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 2060 МПа. Критическая температура термоудара 300 °C (закалка в воде)	
2Y-TZP/ 40% Al ₂ O ₃	–	Оксид циркония – основа; добавка Al ₂ O ₃ – 40,0 %; стабилизатор Y ₂ O ₃ – 2% (мол.)	Теплопроводность при 20°C – 7,8 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 2070 МПа. Критическая температура термоудара 325 °C (закалка в воде)	
8Ce-TZP	–	Оксид циркония, стабилизированный 8% (мол.) CeO ₂	Теплопроводность при 20 °C – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 600 МПа. Критическая температура термоудара 360 °C (закалка в воде)	
12Ce-TZP	–	Оксид циркония, стабилизированный 12 % (мол.) CeO ₂	Теплопроводность при 20°C – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 425 МПа. Критическая температура термоудара 260 °C (закалка в воде)	
16Ce-TZP	–	Оксид циркония, стабилизированный 16 % (мол.) CeO ₂	Теплопроводность при 20°C – 3,5 Вт/(м·К); прочность на изгиб при 20°C – 160 МПа. Критическая температура термоудара 260 °C (закалка в воде)	
ZrO ₂ (HfO ₂)	~8000	Кубические твердые растворы ZrO ₂ (HfO ₂), стабилизированные Y ₂ O ₃ и Sc ₂ O ₃	Применяется для высокотемпературных керамических нагревателей электрических печей сопротивления с окислительной рабочей средой. Рабочая температура до 2000 °C. Температура стартового разогрева 600–800 °C. Термостойкость до 100 циклов нагрев/охлаждение	ИПМ НАНУ

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
Огнеупор для футеровки	–	Алюмосиликатное сырье (дешевое)	Безобжиговый огнеупорный материал. Свойства формируются в процессе эксплуатации. Пригоден для применения в тепловых агрегатах с непрерывным и циклическим режимом при температурах 450–1300 °С (малогабаритные котлы, газовые и электрические печи и др.) Прошел ресурсные испытания (25 тыс. часов эксплуатации). Теплопроводность, Вт/(м·К): при 20 °С – 0,32; при 800 °С – 1,22; при 1400 °С – 1,36. Теплоемкость, кДж/(кг·К): при 20 °С – 0,83; при 800 °С – 1,0; при 1400 °С – 1,08. Пористость – 20–25%. Термический коэффициент линейного расширения – 3,5–5,6 °С ⁻¹	ИПМ НАНУ
ОМ-1	3000–3200	Нитрид алюминия – 60–89% (мас.); карбид кремния – 1–10%; жидкое стекло – 10–30%	Огнеупорный материал, предназначенный для использования в энергетике и космической технике. Температура начала заметного окисления – 1850 °С. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – больше 10 ¹³ ; при 600 °С – 4·10 ⁵ –3·10 ⁶ ; при 1000 °С – 9·10 ³ –3,8·10 ⁴ ; Прочность на сжатие при 20 °С – 19,8–26,6 МПа	А. с. СССР № 636206. Бюл. № 45 от 05.12.78 ИПМ АН УССР
ОМ-3	2300–2500	Нитрид алюминия – 30–50% (мас.), оксид алюминия – 1–10%, алюмохромофосфатное связующее – 5–25%, нитрид бора – остальное.	Предназначен для использования в качестве огнеупоров-теплоизоляторов. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – больше 10 ¹³ ; при 1000 °С – (0,6–1,1)·10 ⁶ ; при 1500 °С – (1,3–2,2)·10 ⁴ ; Прочность при 20 °С, МПа: на сжатие – 1,04–1,23; на изгиб – 0,89–1,01	А. с. СССР № 658116. Бюл. № 15 от 25.04.79 ИПМ АН УССР

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
ОМ-4	2800–3000	Оксид алюминия – 1–10% (мас.), алюмохромофосфатное связующее – 5–20%, нитрид бора – остальное	Предназначен для использования в качестве огнеупоров и электроизоляторов. Температура начала заметного окисления на воздухе – 1200 °С. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – больше 10^{13} ; при 900 °С – $2,8 \cdot 10^7$ – $1,6 \cdot 10^8$; при 1000 °С – $3,5 \cdot 10^6$ – $2,4 \cdot 10^8$; при 1200 °С – $8,3 \cdot 10^5$ – $7,4 \cdot 10^7$. Прочность на сжатие при 20 °С – 3,8–4,5 МПа	А. с. СССР № 658115. Бюл. №15 от 25.04.79 ИПМ АН УССР
ОМ-5	3000–3200	Оксид алюминия – 1–5% (масс.), нитрид алюминия – 10–20%, карбид кремния – 30–40%, алюмохромофосфатное связующее – 6–30%, остальное – нитрид бора	Рабочая температура – до 1600 °С. Удельное электросопротивление, ом·см – 10^{11} . Прочность на сжатие при 20 °С – 8,4–13,9 МПа	А. с. СССР № 668926. Бюл. №23 от 25.06.79 ИПМ АН УССР
ОМ-6	2700–2900	Оксид магния – 20–40%, ортофосфорная кислота – 10–18%, остальное – нитрид бора	Предназначен для использования в качестве огнеупоров и электроизоляторов в машиностроении и электротехнике. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – больше 10^{13} ; при 400 °С – $8,1 \cdot 10^9$ – $1,0 \cdot 10^{10}$; при 900 °С – $(6,8–8,8) \cdot 10^{10}$; при 1000 °С – $(6,1–8,0) \cdot 10^7$; при 1200 °С – $(3,8–5,5) \cdot 10^6$. Прочность на сжатие при 20 °С – 5,6–6,3 МПа	А. с. СССР № 823358. Бюл. № 15 от 23.04.81 ИПМ АН УССР
ОСЖ	2200–2400	Нитрид бора – 55–76%, оксид алюминия – 4–10%, железополифосфатное связующее – 20–35%.	Предназначен для использования во влажной среде в качестве высокотемпературного огнеупорного и электроизоляционного материала. Удельное электросопротивление, ом·см: при 20 °С – $(1,1–1,4) \cdot 10^{13}$; при 400 °С – $9,9 \cdot 10^9$ – $1,8 \cdot 10^{10}$; при 900 °С – $8,7 \cdot 10^7$ – $1,5 \cdot 10^8$; при 1000 °С – $2,9 \cdot 10^7$ – $6,3 \cdot 10^7$; Прочность на сжатие при 20 °С – 410–480 МПа. Стойкость во влажной среде (коэффициент размягчения) – 0,80–0,85	А. с. СССР № 937424. Бюл. № 23 от 23.06.82 ИПМ АН УССР

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
ТФ-1	500–600	Алюмохромофосфатное связующее – 40–60%, нитрид алюминия – 30–58%, алюминий – 1–5%, никель – 1–5%	Теплоизоляционный материал с низкой теплопроводностью	А. с. № 975687. Бюл. №43 от 23.11.82. ИПМ НАНУ
ТФ-2	600–800	Алюмохромофосфатное связующее – 20–30%, оксид циркония (ZrO_2) – 12–28%, нитрид бора – 21–31%, карбид кремния – 11–47%	Теплоизоляционный, огнеупорный материал. Теплопроводность – 0,16–0,29 Вт/(м·К)	А. с. № 718430. Бюл. № 8 от 28.02.80. ИПМ АН УССР
ТФ-3	800–1000	Алюмохромофосфатное связующее – 10–25%, огнеупорная глина – 5–15%, нитрид бора – 1–35%, графит – 0,5–5%, оксид циркония (ZrO_2) – 0,5–10%, шамот – 10–83%, нитрид бора – 21–31%	Теплоизоляционный, термостойкий материал. Предел прочности на сжатие – 50–55 МПа, Количество теплосмен – 1200–20 °С (воздух) – 165–175	А. с. № 947136. Бюл. № 28 от 30.07.82 ИПМ АН УССР
ТФ-4	600–800	Алюмохромофосфатное связующее – 20–35%, оксид алюминия (Al_2O_3) – 5–15%, оксид циркония (ZrO_2) – 14–36%, нитрид бора – 21–31%, карбид кремния – 14–61%	Теплоизоляционный, огнеупорный материал. Количество теплосмен – 1200–20 °С (воздух) – 125–135	А. с. № 687047. Бюл. № 35 от 25.09.79 ИПМ АН УССР
ТФ-5	700–800	Алюмохромофосфатное связующее – 25–35%, нитрид кремния – 10–30%, оксид алюминия – 2–4%, оксид циркония – 14–36%, нитрид бора – 21–31%, карбид кремния – 31–63%	Теплоизоляционный, огнеупорный материал. Количество теплосмен – 1200–20 °С (воздух) – 135–145	А. с. № 601267. Бюл. № 13 от 5.04.78. ИПМ АН УССР
ТФ-6	600–700	Алюмохромофосфатное связующее – 25–35%, оксид алюминия – 1–5%, нитрид бора – 5–25%, карбид кремния – 35–69%	Теплоизоляционный, огнеупорный материал Количество теплосмен – 1300–20 °С (воздух) – 150–155	А. с. № 666152. Бюл. № 21 от 05.06.79 ИПМ АН УССР

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
Высокотемпературные материалы для двигателей внутреннего сгорания				
К-6412	4000	Оксид алюминия (Al_2O_3)	Рабочая температура – 1200°C; температура плавления – 2000°C; вязкость разрушения – $9 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – 33 Вт/(м·К); прочность при 20°C: на растяжение – 350 МПа, на сжатие – 3000 МПа, на изгиб – 300 МПа	Les Ceramiques Dans Les Moteurs Retout Olivier (Применение керамических материалов в ДВС) // Mater. Et Techn." 1987, 75, N 1–2, 13–16. Франц. Лаборатории и промышленность Франции, Японии и США
К-6413	3100	Карбид кремния (SiC)	Рабочая температура – 1650°C; температура сублимации – 2500°C; вязкость разрушения – $4,5 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – 100 Вт/(м·К); прочность при 20°C: на растяжение – 500 МПа, на сжатие – 3500 МПа, на изгиб – 500 МПа	
К-6414	2600	Нитрид кремния (Si_3N_4)	Рабочая температура – 1450°C; температура сублимации – 1900°C; вязкость разрушения – $2,5 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – 18 Вт/(м·К); прочность при 20°C: на растяжение – 300 МПа, на сжатие – 1200 МПа, на изгиб – 200 МПа	
К-6415	3200	Нитрид кремния (Si_3N_4)	Рабочая температура – 1400°C; температура сублимации – 1900°C; вязкость разрушения – $5 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – 18 Вт/(м·К); прочность при 20°C: на растяжение – 900 МПа, на сжатие – 2500 МПа, на изгиб – 700 МПа	
К-6416	3200	Сиалон (SiAlON)	Рабочая температура – 1450°C; температура сублимации – 1900°C; вязкость разрушения – $5,4 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность: при 20°C – 20 Вт/(м·К). Прочность при 20°C: на растяжение – 600 МПа; на сжатие – 3000 МПа; на изгиб – 450 МПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-6417	5700	Оксидная керамика – ZrO_2 , частично стабилизированный	Рабочая температура – 1100°C; температура плавления – 2680°C; вязкость разрушения – 8 МПа·м ^{1/2} . Теплопроводность при 20°C – 2,5 Вт/(м·К). Прочность при 20°C: на растяжение – 650 МПа; на сжатие – 2100 МПа; на изгиб – 500 МПа	Les Ceramiques Dans Les Moteurs Retout Olivier (Применение керамических материалов в ДВС) // Mater. Et Techn." 1987, 75, N 1–2, 13–16. Франц. Лаборатории и промышленность Франции, Японии и США
К-6418	3200	Оксидная керамика – $Al_2O_3 \cdot TiO_2$	Рабочая температура – 1200°C; температура плавления – 1700°C; вязкость разрушения – 1 МПа·м ^{1/2} . Теплопроводность при 20°C – 2 Вт/(м·К); прочность при 20 °C: на растяжение – 50 МПа, на сжатие – 550 МПа, на изгиб – 35 МПа	
ТРГ	40–2000	Терморасширенный графит, армированный металлическими лентами, ткаными и вязанными сетками из проволок и волокон	Может применяться для изготовления прокладок головок цилиндров двигателей внутреннего сгорания и т. д. Рабочая температура в инертных и восстановительных средах до 3000 °C, на воздухе до 550 °C. Теплопроводность в зависимости от назначения – 0,3–220 Вт/(м·К). Предел прочности на разрыв до 170 МПа. Стойкость при термоциклировании, выдерживает давление до 40 МПа	ИПМ НАНУ
Материалы для керамических рекуператоров				
К-6819	2090–2600	Карбид кремния	Открытая пористость 17,2–23,9 %; огнеупорность 1650–1670 °C; температура начала размягчения 1330–1640°C. Теплопроводность при 20°C – 2–10 Вт/(м·К); прочность на сжатие при 20°C – 23–89 МПа	Ishigaki H., Nagata R., Iwasa M. Effect of absorbed water on friction of hot-pressed silicon nitride and silicon carbide at slow speed sliding. "WEAR", 1988, 121. N 1. P. 107–116
К-6820	2190–2570	Карбид кремния	Открытая пористость 18,1–25,9 % (время окисления 4 ч.); открытая пористость 15,5–21,1% (время окисления 20 ч.) Теплопроводность при 20°C – 2–10 Вт/(м·К)	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
Высокотемпературная керамика с высокой теплопроводностью, прочностью и трещиностойкостью				
К-5279	–	Нитрид алюминия, содержание СаО – 2–4%	Высокотемпературный материал с высокой теплопроводностью. Теплопроводность при 20°C – 230–260 Вт/(м·К)	Udagawa E., Makihara H., Kamehara N., Niwa K. Influence of firing-gas pressure on the microstructure and thermal conductivity of AlN ceramics // J. Mater. Sci. Lett. 1990. 9. N1. P. 116–118
К-5470	2880–2910	Карбид кремния	Высокопрочный, трещиностойкий материал. Теплопроводность при 50 °C – 18,4 Вт/(м·К); Прочность при изгибе – 600–620 МПа. Ударная вязкость – 6,0–6,2 МПа·м ^{1/2}	Семченко Г.Д. Конструкционная карборундовая керамика с повышенной трещиностойкостью // Стекло и керамика. 1990. №12. С. 1617
К-6272	–	Реакционносвязанный Si ₃ N ₄ . Содержание SiC – около 1% об.	Высокотемпературный материал для изготовления конструкционных изделий с высокими эксплуатационными характеристиками. Теплопроводность: при 20 °C – 2,0 Вт/(м·К), при 400 °C – 2,2 Вт/(м·К)	Журавлева Н. В., Лукин Е. С. Керамика на основе нитрида кремния // Огнеупоры. 1993. №1. С. 6–12. Обзор
К-6392	2200–2800	Пористый, реакционносвязанный нитрид кремния	Критическая температура термоудара – 250–500 °C (при закалке в воде); критическая разница температур – 750–1400 °C (при закалке в масле). Теплопроводность при 20°C – 5–20 Вт/(м·К). Прочность на изгиб, МПа: при 20°C – 280–330; при 1400°C – 250–330. Твердость по Виккерсу – 12–16 ГПа	Sanders H. J. High-tech. ceramics // Chem. and Eng. News. 1984. 62, N 28. P. 26–29, 31–40. Германия
К-6393	3100–3400	Плотный нитрид кремния	Критическая температура термоудара – 400–800°C (при закалке в воде); критическая разница температур – 750– 1400°C (при закалке в масле). Теплопроводность при 20°C – 20–50 Вт/(м·К); прочность на изгиб, МПа: при 200°C – 600–850; при 1400°C – 400–650. Твердость по Виккерсу – 18–22 ГПа	

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-5504	3100	Карбид кремния	Вязкость разрушения – $3 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – $83 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Прочность на изгиб: при 20°C – 480 МПа ; модуль Юнга при 20°C – 410 ГПа	Yokoyama Yasuharu, Nanba Tokuro, Yasui Itaru, Kaya Hiroshi, Maeshima Tsugio, Isoda Takeshi. X-ray diffraction study of the structure of silicon nitride fiber made from perhydropolysilazane // J. Amer. Ceram. Soc. 1991. 74, N3. С. 654–657
К-5505	3200	Карбид кремния	Вязкость разрушения – $3 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – $31 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Прочность на изгиб при 20°C – 700 МПа ; модуль Юнга при 20°C – 310 ГПа	
К-5506	5800	Оксид циркония	Вязкость разрушения – $6\text{--}15 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – $2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Прочность на изгиб при 20°C – 700 МПа ; модуль Юнга при 20°C – 200 ГПа	
К-6205	–	Карбид титана	Теплопроводность при 300°C – $32,4 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Твердость по Виккерсу $33,7\text{--}38,0 \text{ ГПа}$; модуль Юнга при 20°C – 684 ГПа	Гнесин Г. Г. Бескислородные керамические материалы на основе карбида и нитрида кремния // Неорган. матер. 1993. 29, N6. С. 756–763
К-6206	–	Нитрид титана	Теплопроводность при 300°C – $39,6 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$. Твердость по Виккерсу – $20,5 \text{ ГПа}$; модуль Юнга при 20°C – 486 ГПа	
К-6335	–	Нитрид алюминия	Теплопроводность при 20°C – $90\text{--}100 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; прочность на изгиб при 20°C – $170\text{--}220 \text{ МПа}$	Maier H. R. Potential limits of reinforced ceramic materials and components // Ceram. Forum Int.: Ber. DKG. 1994. 71, N 5. P. 235–241

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5
К-7674	3310–3350	Нитрид алюминия	Высокотемпературный материал с высокой механической прочностью	Kimoto S., Hirota K., Yamaguchi O., Kume H., Inamura S., Miyamoto H. Formation and sintering of yttria-doped tetragonal zirconia with 50 mol% alumina prepared by the hydrasine method // J. Amer. Ceram. Soc. 1994. 77, N 6. С. 1694
К-6523	3210	Матрица – карбид кремния, армирующая фаза TiB_2 – 16,0 % (частицы)	Вязкость разрушения – $6,8–8,9 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Прочность на изгиб при 20°C – 478 МПа; модуль Юнга при 20°C – 427 ГПа. Теплопроводность при 20°C – 112 Вт/(м·К)	Jing-Kun G. Ricerca sui ceramici e compositi per alte temperature presso l'istituto di ceramica di shanghai (SiC) (Изучение высокотемпературной керамики и композитов в Шанхайском институте керамики) // Ceramurgis. 1985. 15. N 6. P. 251–256, 250
К-6524	–	Карбид кремния	Вязкость разрушения – $6,8–8,9 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$. Теплопроводность при 20°C – 125 Вт/(м·К). Прочность на изгиб при 20°C – 461 МПа; модуль Юнга при 20°C – 410 ГПа	

ТЕРМИНОЛОГИЯ

Изучением физики теплового разрушения материалов занимаются специалисты различных специальностей и научных направлений, поэтому существует потребность единого толкования и понимания основных понятий и представлений, тем более, что в этой книге появился ряд новых констант и параметров. Предлагаемый ниже словарь, не претендуя на абсолютную строгость и полноту, имеет своей целью исключить неоднозначность и нечеткость понимания важнейших терминов, часто используемых в книге.

Абляция – процесс разрушения материала при тепловом воздействии внешнего источника нагрева.

Автомодельный режим прогрева – режим прогрева, при котором прогретый слой (или суммарная толщина прогретого и унесенного слоев материала) изменяется прямо пропорционально корню квадратному из времени нагрева.

Аналогия (дословно «сходство») – сопоставление одного физического процесса с подобным ему процессом другой физической природы. Существуют два вида аналогий. Первый основан на единстве математического описания процессов (аналогия Рейнольдса, аналогия между тепло- и массообменом). Второй вид требует интуитивного выделения определяющего физического явления, на основании которого и производится сопоставление двух разнородных процессов (аналогия между тепловым и эрозионным уносом массы, аналогия между внутренними и поверхностными процессами поглощения тепла и т. д.)

Аэродинамический нагрев – нагрев поверхности тела, движущегося в воздухе со скоростями, существенно превышающими скорость звука. При столкновении тела с молекулами газа происходит постепенный переход кинетической энергии тела в тепловую энергию газа. В зависимости от формы тела большая часть тепла может выделяться либо в сжатом слое за ударной волной, либо непосредственно у поверхности тела в пограничном слое. Максимальная температура, до которой может нагреться газ в окрестности движущегося тела, близка к так называемой температуре торможения. Уже при скорости полета, вдвое превышающей скорость звука, перепад температур между газом и поверхностью тела достигает почти 500 К. Этот перепад в дальнейшем увеличивается пропорционально квадрату скорости полета, поэтому передача тепла от газа к телу происходит не только за счет конвективной, но и за счет радиационной теплоотдачи. Защита от аэродинамического нагрева составляет серьезную проблему в ракетной технике. В литературе термин аэродинамический нагрев иногда распространяют на случай обтекания тела газом произвольного состава (а не только воздухом).

Вдув – процесс подачи газа в пограничный слой набегающего потока по нормали к проницаемой поверхности тела. Термин «проницаемая» подразумевает поверхность с бесконечно большим числом отверстий, расстояние между которыми много меньше толщины пограничного слоя над ней. Вдув газа эффективно перестраивает течение в пограничном слое, уменьшая градиенты скорости, температуры и концентрации, что, в конечном счете, снижает тепловые и диффузионные потоки к стенке, а также величину трения.

Гиперзвуковое обтекание – обтекание тела потоком газа с такой скоростью, при которой за ударной волной газ уже нельзя считать однородной средой. Так, при скоростях обтекания воздухом, в шесть раз превышающими скорость звука, температура торможения оказывается достаточной, чтобы началась интенсивная диссоциация молекул кислорода.

Деструкция (полимеров) – разрушение макромолекул под действием тепла, влаги, света и т. д. В результате деструкции происходит уменьшение молекулярной массы полимера, часто сопровождаемое изменением агрегатного состояния (переход из твердого в жидкое или газообразное состояние). Обычно в полимере происходит одновременно несколько видов деструкционных процессов, но применительно к теплозащитным покрытиям – термическая и термоокислительная деструкция.

Диссоциация – процесс распада молекул газа на несколько более простых частиц (молекул, атомов, радикалов или ионов). Среди различных видов диссоциации для целей данной книги важна лишь термическая диссоциация, происходящая при повышении температуры. Количественной характеристикой диссоциации служит степень диссоциации – отношение числа распавшихся молекул к их общему числу.

Диффузия (дословно «растекание») – взаимное проникновение соприкасающихся веществ друг в друга вследствие теплового движения частиц. Диффузия происходит в направлении падения концентрации и ведет к выравниванию распределения вещества в объеме, но может быть и следствием неравномерных полей температуры, давления и других параметров. В пограничном слое многокомпонентного газа определяющее значение имеет в основном концентрационная диффузия.

Диффузионный режим разрушения – режим поверхностного разрушения теплозащитных покрытий, скорость которого определяется скоростью диффузии химически активных компонент набегающего газового

потока в пограничном слое. Характерной чертой этого режима разрушения является слабая зависимость безразмерной скорости уноса массы от температуры поверхности.

Испарение – одно из проявлений физико-химического превращения, при котором вещество со свободной поверхности жидкости переходит в газообразное состояние. Этот переход сопровождается поглощением тепловой энергии – теплоты испарения. При каждом заданном значении температуры между жидкостью и ее паром может установиться равновесие, характеризуемое определенной величиной давления насыщенного пара. В этом случае расход вещества, испаряющегося с поверхности, равен расходу вещества, переходящего обратно из газа в жидкость. Последний процесс называется конденсацией.

Кинетика химическая – учение о скорости химической реакции, являющееся одним из разделов физической химии. Химическая реакция может протекать гомогенно, т. е. в объеме фазы, и гетерогенно, т. е. на границе раздела фаз. Под кинетикой реакции понимают зависимость скорости данной реакции от концентрации веществ, температуры и других параметров.

Кинетический режим разрушения – режим поверхностного разрушения теплозащитных покрытий, подвергнутых конвективному или радиационному тепловому воздействию, скорость которого в основном определяется кинетикой реакции взаимодействия вещества покрытия и химически активных компонент набегающего газового потока. Характерной чертой этого режима разрушения является сильная (экспоненциальная) зависимость скорости уноса массы от температуры. В отличие от режима сублимации скорость разрушения здесь существенно зависит от содержания в потоке химически активных компонент. Частным случаем кинетического режима, когда реакция имеет нулевой порядок, может считаться деструкция полимеров.

Конвективный теплообмен – в общем случае процесс переноса тепла в жидкой или газообразной среде с неоднородным распределением скорости, температуры и концентрации, осуществляемый совместным действием двух механизмов: перемещением макроскопических частей среды и тепловым движением микрочастиц. Первый из этих механизмов называется конвективным переносом, тогда как второй – молекулярным. В свою очередь применительно к теплообмену последний механизм подразделяется на теплопроводность и диффузию. Влияние конвективного переноса на теплообмен проявляется в зависимости от величины и направления скорости течения среды, от профиля скорости в потоке и от режима течения (ламинарного или турбулентного). Влияние молекулярного переноса на теплообмен проявляется в зависимости от состава и термодинамических и переносных свойств компонент газового потока. В технических приложениях иногда производят дальнейшее дифференцирование терминов и используют понятия «теплоотдача» и «теплопередача». Под теплоотдачей подразумевают теплообмен между твердым телом и омывающей его жидкой или газообразной средой, теплопередачей – теплообмен между жидкими или газообразными средами, разделенными твердой стенкой.

Конвективный тепловой поток – мера интенсивности (плотности) конвективного теплообмена на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным и высокоскоростным потоком газа, равная количеству тепла, поступившему за единицу времени к единице площади поверхности обтекаемого тела (размерность в СИ — кВт/м²). Обобщая формулу Ньютона на случай обтекания тела диссоциированным или ионизированным газовым потоком, конвективный тепловой поток к непроницаемой и нереагирующей поверхности записывают в виде: $q_0 = (\alpha / c_p)(I_e - I_w)$, где (α / c_p) – коэффициент теплообмена, который является газодинамическим параметром теплообмена, т. е. учитывает влияние распределения скорости в набегающем потоке и режима течения в пограничном слое. Напротив, $(I_e - I_w)$ – перепад энтальпий в пограничном слое – термодинамический параметр теплообмена, который учитывает состав газа и температурный напор в пограничном слое. Несмотря на условность подобного разделения, оно широко используется на практике и позволяет упростить обработку результатов экспериментальных и теоретических исследований. Все основные зависимости скорости разрушения поверхности материала, рассматриваются именно от этого параметра.

Константа теплового разрушения материала (обозначается $K_{T_p} \approx 0,74$) – безразмерный параметр, установленный при изучении прогрева и уноса массы теплозащитных материалов. Константа K_{T_p} численно равна безразмерному количеству тепла, поглощаемому в поверхностном слое разрушающегося материала в процессе повышения температуры его поверхности от начала разрушения до установившегося значения под воздействием подводимого теплового потока. Эта тепловая энергия поглощается либо унесенным слоем в нестационарном периоде разрушения поверхности материала, либо при фильтрации газообразных продуктов разложения связующего через пористый прококсованный слой. После завершения этого процесса устанавливается стационарный режим разрушения поверхности материала. Полученные результаты свидетельствуют о том, что константа K_{T_p} имеет фундаментальное значение для теплового разрушения материалов.

Константы энергетические – константы (6,79; 3,4; 1,83; 2,83), соответственно определяющие полную энергию теплового разрушения материала, соотношение между теплосодержанием и теплотой испарения материала, толщину слоя, унесенного с поверхности в нестационарном режиме, время установления стационарного разрушения поверхности и т. д. Константы энергетические представляют собой различные комбинации константы K_{T_p} , которые вытекают из предложенной модели теплового разрушения.

Коэффициент газификации (обозначается Γ , безразмерный) – одна из важнейших характеристик процесса разрушения оплавливающих теплозащитных материалов, равная отношению расхода массы в газообразном виде к полному уносу массы. Обобщая на другие классы теплозащитных материалов, коэффициентом газификации называют параметр, определяющий долю материала, унесенного в газообразном виде.

Коэффициенты переноса – физические параметры среды, характеризующие интенсивность протекания в ней тех или иных явлений переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость). Введение коэффициентов переноса основано на допущении о линейной зависимости потоков массы, количества движения и энергии от градиентов концентрации, скорости и температуры. Размерность коэффициентов переноса: диффузии – $\text{м}^2/\text{с}$, теплопроводности – $\text{кВт}/(\text{м}\cdot\text{К})$, вязкости – $(\text{Па}\cdot\text{с})$ или $(\text{кг}\cdot\text{с})/\text{м}^2$.

Ламинарное течение – упорядоченное течение жидкости или газа, при котором они перемещаются как бы слоями, параллельными направлению течения. Особенно важное практическое значение имеет ламинарное течение в пограничном слое, образующемся на поверхности тел при обтекании их газом или жидкостью. С увеличением скорости течения жидкости, начиная с некоторой точки на поверхности тела, ламинарное течение может перейти в неупорядоченное турбулентное течение в пограничном слое.

Максимальный тепловой эффект физико-химических превращений на поверхности – предельное количество тепла, которое может поглотить материал за счет теплового эффекта испарения и химических реакций на поверхности.

Массообмен – самопроизвольный необратимый процесс переноса массы данных компонент в пространстве с неоднородным полем концентрации. По аналогии с теплообменом на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным газовым потоком, интенсивность массообмена в многокомпонентном пограничном слое описывается формулой: $j = \beta(c_{i,e} - c_{i,w})$, β – коэффициент массообмена.

Механизм разрушения – схематическая модель поведения теплозащитного покрытия в высокотемпературном и высокоскоростном потоке газа, указывающая количество и вид важнейших физико-химических процессов, сопровождающих унос массы этого покрытия. Механизм разрушения необходим для расчета и сопоставления характеристик теплозащитных покрытий в различных условиях. В книге рассматривается пять условий механизмов: испарение, оплавление, а также унос массы при термическом, термоэрозионном и окислительном воздействии набегающего газового потока. Под термическим разрушением понимается унос массы при чисто тепловом воздействии. Примером такого воздействия является лучистый (радиационный нагрев). Под термоэрозионным разрушением понимается унос массы при тепловом и газодинамическом воздействии набегающего газового потока (напряжение трения на поверхности). Пример – унос массы при нагреве в потоке азотной или аргонной плазмы. Для разрушения поверхности материала в потоке воздуха или углекислого газа характерны все три механизма: термический, термоэрозионный и окислительный. Унос массы материалов на основе кварцевого стекла в основном происходит за счет плавления и испарения материала. Разрушение поверхности некоторых стеклопластиков происходит под воздействием всех пяти механизмов. Конечно, выделение этих пяти механизмов разрушения материала в высокотемпературном газовом потоке достаточно условно, но это значительно облегчает анализ процессов прогрева и уноса массы теплозащитных материалов.

Оплавление – процесс разрушения стеклообразных материалов в высокотемпературном и высокоскоростном газовом потоке. В отличие от плавления при нагреве кристаллических веществ оплавление стеклообразных или, в общем случае, аморфных веществ, не имеющих фиксированной точки плавления, характерно наличием двух фазовых превращений: размягчением твердой фазы до жидкого состояния и переходом некоторой части расплава в пар. Второе из указанных превращений обусловлено сильной зависимостью вязкости расплава от температуры и перегревом внешней поверхности расплава относительно температуры размягчения (который достигает в зависимости от уровня тепловых потоков и сдвигающих напряжений нескольких сотен градусов). Соотношение уноса масс в жидком и газообразном виде описывается коэффициентом газификации Γ .

Параметр нестационарного уноса массы (d_0) – параметр слабо зависящий от всех свойств материала, кроме его теплопроводности. Параметр d_0 численно равен отрезку, который отсекает прямая линейного уноса на оси ординат. На основе параметра d_0 и константы K_T разработан метод расчета нестационарного уноса без использования значения теплопроводности материала при температурах разрушающейся поверхности.

Параметр стабилизации уноса массы материала – параметр, равный удвоенному максимальному тепловому эффекту физико-химических превращений на поверхности. Определяет предельное количество тепла, которое может быть поглощено при уносе единицы массы материала, включая излучение с поверхности и тепловой эффект ддува.

Параметры торможения (заторможенного потока) – основные характеристики набегающего газового потока при исследовании работоспособности тепловой защиты. Энтальпия (или температура) торможения характеризует уровень энергетического воздействия на материал, в частности, энтальпийный (температурный) напор в пограничном слое. Давление торможения определяет уровень силового воздействия, а также при заданной форме тела – величину коэффициента теплообмена.

Пограничный слой – тонкий слой над поверхностью обтекаемого газом тела, в котором силы вязкости соизмеримы с инерционными силами, а продольная составляющая скорости изменяется от нуля до величины скорости набегающего газового потока. За толщину слоя выбирается такое расстояние, на котором скорость

достигает 99% своего значения во внешнем потоке. Аналогично определяются пограничные слои для температуры и концентрации.

Прогретый (прококсованный) слой – слой материала, ограниченный сверху температурой поверхности, а снизу – температурой контролируемой изотермы (изотермой с температурой коксования).

Радиационный (лучистый) тепловой поток – мера интенсивности (плотности) радиационного теплообмена на поверхности тела, обтекаемого высокотемпературным потоком газа. Радиационный тепловой поток дополняет (а в некоторых случаях и превосходит) конвективный тепловой поток по мере того, как возрастают температура и плотность излучающего газового объема. В отличие от конвективного теплообмена интенсивность радиационного воздействия возрастает при увеличении размеров обтекаемого тела, экранирующее действие вдуваемых паров очень слабо зависит от их расхода.

Рекомбинация – процесс обратный диссоциации.

Скорость уноса массы – основная характеристика процесса разрушения теплозащитных покрытий в высокотемпературном газовом потоке, равная произведению плотности материала покрытия на скорость линейного перемещения его внешней поверхности. Отношение скорости уноса массы к коэффициенту теплообмена на непроницаемой поверхности, называемая безразмерной скоростью уноса массы (разрушения), является удобным параметром представления результатов для химически активных теплозащитных материалов.

Сублимация – переход вещества из твердой фазы в газообразную, минуя жидкую фазу. Сублимация вместе с испарением составляют две разновидности парообразования.

Сублимационный режим разрушения – режим поверхностного разрушения теплозащитных материалов в условиях интенсивных конвективных и радиационных тепловых воздействий, скорость которого определяется величиной скорости сублимации основных компонент материала. На этом режиме разрушения скорость уноса массы экспоненциально зависит от температуры поверхности, что приводит к слабому изменению этой температуры в широком интервале варьирования тепловых потоков (при постоянном давлении).

Температура разрушения – в узком смысле, это – температура начала поверхностного разрушения данного теплозащитного покрытия в некотором диапазоне внешних параметров среды (необязательно сопровождающееся уносом массы, например, оплавление поверхности). В широком смысле, это – любое значение температуры поверхности разрушающегося теплозащитного покрытия.

Тепловая защита – это определенный способ блокирования или уменьшения потока тепла от окружающей среды к поверхности тела. Среди шести известных принципов отвода или поглощения тепла от внешней поверхности тела наиболее широкий диапазон практического использования имеют те, что основаны на использовании эффектов вдува и физико-химических превращений.

Теплопроводность – одна из разновидностей теплообмена, в основе которой лежит процесс распространения тепла от более нагретых элементов среды к менее нагретым, не связанный с макроскопическими перемещениями частиц среды или электромагнитными излучениями.

Течение замороженное и равновесное – два предельных случая течения многокомпонентных смесей газов, отличающихся соотношением скоростей химических реакций и газодинамического или диффузионного переноса.

Турбулентное течение – форма течения жидкости или газа, при которой отдельные макрочастицы совершают неупорядоченное, неустановившееся движение по сложным траекториям, что приводит к интенсивному перемешиванию между слоями движущейся жидкости. В условиях турбулентного течения в пограничном слое интенсивность конвективного теплообмена оказывается существенно выше, а эффект уменьшения теплового потока при вдуве охладителя через проницаемую стенку намного ниже, чем в ламинарном пограничном слое.

Ударная волна – скачок уплотнения, возникающий перед телом, движущимся со сверхзвуковой скоростью, при прохождении через который резко увеличивается плотность, давление и температура. Область, находящаяся между ударной волной и поверхностью тела, называется сжатым слоем.

Физико-химическое превращение – явление, приводящее к изменению агрегатного состояния вещества или его химического состава и сопровождающееся поглощением определенного количества тепла.

Эффективная энтальпия разрушения – основная характеристика энергоемкости уноса массы с поверхности разрушающихся теплозащитных покрытий, которая включает в себя не только количество тепла, поглощенное при нагреве, термических и фазовых превращениях единицы массы материала, но и тепловой эффект блокирования подведенного конвективного теплового потока при вдуве газообразных продуктов разрушения в пограничный слой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мартин В.** Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969. 320с.
2. **Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б.** Тепловая защита. М.: Энергия. 1976. 392с.
3. **Zakharov F. I., Frolov G. A.** High temperature investigation of composite gradient materials in non-equilibrium air plasma // Proceeding 3rd Inter. Sympos. on FGM, 1995, Switzerland.
4. **Frolov G.** Application of the High Temperature Heating Installation for Gradient Material Obtaining // FGM-News, Tokyo, Japan. 1995. No. 27. P. 2–5.
5. **Фролов Г. А., Подчерняева И. А.** Повышение эксплуатационных характеристик материалов путем оплавления поверхностного слоя в плазменном потоке // Физика и химия обработки материалов, 1997, №2.
6. **Скороход В. В., Фролов Г. А., Горностаев Г. Ф.** Аномальная теплопередача на границе шлак – металл в установке электрошлакового переплава // Доп. НАНУ. 2004. №7. С. 90–96.
7. **Научные основы технологий XXI века /** Под общей ред. А. И. Леонтьева, Н. Н. Пилюгина, Ю. В. Полежаева, В. М. Поляева. М.: Энергомаш, 2000. 136 с.
8. **Фей Дж., Ридделл Ф.** Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. // В кн.: Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. М.: Ин. лит., 1959. С. 217–256.
9. **Фенстер С. Дж.** Теплопередача в критической точке для новой бинарной модели воздуха, учитывающей диссоциацию и ионизацию // Ракет. техн. и космонавтика. 1965, №12. С. 19–29.
10. **Goulard R.** On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation on heat transfer // Jet Propulsion. 1958. V. 28, No. 11. P. 737–745.
11. **Авдусевский В. С., Калашник В. Н.** Проблема расчета трения и теплообмена в турбулентном пограничном слое // Известия АН СССР, Энергетика и транспорт. 1967, №5. С. 9–24.
12. **Андрианова В. Г., Горячковский Ю. Г., Петров В. А. и др.** Исследование спектральной излучательной способности боросиликатных покрытий на высокотемпературных теплоизоляционных материалах // Тепл. высок. темп. 1982, №5. С. 992–995.
13. **Пасичный В. В., Бережецкая В. Я., Горячев А. А., Гофин М. Я., Фролов Г. А.** Исследование работоспособности теплозащиты орбитального самолета «Буран» в условиях лучистого нагрева на гелиоустановках // Инж.-физ. журнал. 2001. Т. 74, №6. С. 32–33.
14. **Гофин М. Я.** Жаростойкие и теплозащитные конструкции многоразовых космических аппаратов. М.: ЗАО «ТФ «МИР». 2003. 672 с.
15. **Полежаев Ю. В.** Методы и средства газодинамических испытаний летательных аппаратов: Учебное пособие. М.: МАИ, 1983. 90 с.
16. **Meyerott R. E.** Radiation Heat Transfer to Hypersonic Vehicles // Third AGARD Combustion and Propulsion Panel Colloquium. Palermo, Sicily, March, 1958. P. 17–21.
17. **Кеннет, Стрек.** Теплоотдача излучением в критической точке // Ракет. техн. и космонавтика. 1961, №3. С. 113–121.
18. **Хошизаки, Уилсон.** Вязкий излучающий слой перед затупленным телом // Ракет.техн. и космонавтика. 1965. Т. 3, №9. С. 60–70.
19. **Проблемы** лучистого теплообмена в гиперзвуковой аэродинамике / А. А.Коньков, В. Я. Нейланд, В. М. Николаев, Ю. А. Пластинин // Теплофиз. высок. темп. 1969. Т. 7, №1. С. 140–164.
20. **Нерем, Стикфорд.** Лучистый и конвективный нагрев при входе в атмосферу с высокими скоростями // Ракет. техн. и космонавтика. 1964. Т. 2, №6. С. 231–233.

21. **Уилхелм.** Анализ абляции сопловых вкладышей из рефразил фенольного пластика // Вопросы ракет. техн. 1966, №5. С. 34–52.
22. **Паф Е. Р., Патрик Р. М., Шнейдерман А. М.** Установка для получения высокоэнтальпийного потока при большом давлении // Ракет. техн. и космонавтика. 1971. Т. 9, №2. С. 11–18.
23. **Гаррисон Г. В., Смит Р. Т.** Характеристики установки с магнитной кольцевой дугой, работающей в непрерывном режиме при атмосферном давлении // Ракет. техн. и космонавтика. 1970. Т. 8, №9. С. 219–220.
24. **Кондратьев К. Я.** Лучистая энергия Солнца. Л.: Гидрометеорологическое из-во, 1954. 600с.
25. **Спектральная плотность энергетической силы света ксеноновых ламп ДКсШ-1000Б и ДКсР-6000** / М. А. Смолкин, Н. Б. Бердников, И. Г. Гилевич, Л. Ф. Зайцев // Оптикомеханическая промышленность. 1969, №3. С. 11–14.
26. **Карасев А. Б., Кондранин Т. В.** Влияние продуктов уноса массы на теплообмен при разрушении графита в излучающей воздушной плазме // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971, №1. С. 23–31.
27. **Кондранин Т. В., Кузьминский И. Н.** Исследование экранировки селективного излучения в пограничном слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1978, №5. С. 71–77.
28. **Ланделл Дж. Х., Уэйкфилд Р. М., Джонс Дж. В.** Экспериментальное исследование коксующихся аблирующих материалов при совместном воздействии конвективного и радиационного нагрева // Ракет. техн. и космонавтика. 1965, №11. С. 136–148.
29. **Фролов Г. А., Пасичный В. В., Тимошенко В. И.** Проблемы научно-методического обеспечения разработки и эксплуатации теплозащитных покрытий для теплонапряженных элементов объектов ракетно-космической техники. II. Экспериментальное моделирование аэродинамического нагрева теплозащитных покрытий // Космічна наука і технологія. 2003. Т. 9, №2/3. С. 45–57.
30. **Георгиев С.** Сравнение различных экспериментальных установок с точки зрения моделирования процессов теплового разрушения материалов при гиперзвуковых скоростях // Техника гиперзвуковых исследований. М.: Мир, 1964. С. 484–522.
31. **Уорен В., Дяконис Н.** Моделирование гиперзвуковых условий с помощью электрической дуги // Исследование гиперзвуковых течений. М.: Мир, 1964. С. 470–499.
32. **Коротеев А. С.** и др. Генераторы низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1969. 607 с.
33. **Генераторы низкотемпературной плазмы** / Под ред. А.В.Лыкова. М.: Энергия, 1969. 607с.
34. **Жуков М. Ф.** Электродуговые генераторы низкотемпературной плазмы // Теплофиз. высок. темп. 1972. Т. 10, №6. С. 1295–1307.
35. **Юревич Ф. Б., Куликов В. С.** Электродуговой нагрев газа. Минск: Наука и техника, 1973. 192 с.
36. **Чоба А. В., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. Определение тепловых потоков в анодном пятне плазменного генератора прямого действия // Высокотемпературные газовые потоки, их получение и диагностика. Харьков: ХАИ, 1982. С. 140–148.
37. **Шашков А. Г., Ясько О. И., Сергеев В. Л.** и др. Электродуговые подогреватели для получения высокотемпературных струй // Инж. -физ. журнал. 1962. Т. 5, №1. С. 115–129.
38. **Электродуговые плазмотроны** / Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1980. 84с.
39. **Карпинос Д. М., Вишняков Л. Р., Фролов Г. А.** и др. А. с. 1051962 СССР, Композиционный материал. Заявл. 5.08.81.
40. **Карпинос Д. М., Вишняков Л. Р., Фролов Г. А.** и др. А. с. 1173772 СССР. Композиционный материал на основе циркония. Заявл. 1.03.83.
41. **Евдокименко Ю. И., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. А.с.1181508 СССР. Электродуговой плазмотрон. Заявл. 22.11.83.
42. **Якушин М. И.** Экспериментальное исследование теплообмена на разрушаемых моделях в условиях конвективно-радиационного нагрева // Научные чтения по авиации и космонавтике. М.: Наука, 1981.
43. **Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В.** и др. Экспериментальное исследование теплообмена дозвуковой и сверхзвуковой плазменной струи с плоской поверхностью // Инж. -физ. журнал. 1981. Т. 40, №6. С. 965–969.

44. **Frolov A.A., Frolov G.A., Podchernjaeva I.A.** Optical furnace for both investigation of materials thermal properties and protective coatings obtained // Proc. 2-d Inter. Conf. "Materials and Coatings for Extreme Performances ...". 2002, Ukraine, Crimea. P. 581–582.
45. **Фролов А. А.** Керамические материалы для получения высокочистых оксидов ниобия и тантала // Стекло и керамика. 1992. №7. С. 14–15.
46. **Даутов Г. Ю.** Генераторы низкотемпературной плазмы // Инж. -физ. журнал. 1987. Т. 53, №6. С. 966–975.
47. **Воробьева М. В., Захаров Ф. И., Фролов Г. А.** и др. Релаксация физико-химических процессов в воздушной плазме // Первый Всесоюзный симпозиум по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Черноголовка, 1984. Т. 1, ч.1. С. 18.
48. **Литюга Н. В., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. А. с. 853611 СССР, МКЛ³ G 05 D 3/19. Устройство для перемещения поверхности модели при испытании теплозащитных материалов. Оpubл. 7.08.81, Бюл. №29.
49. **Литюга Н. В., Фролов Г. А., Пасичный В. В.** и др. А.с. 1215095 СССР, МКИ⁴ G 04 C 13/02. Устройство для регулирования положения поверхности исследуемого образца при высокотемпературных испытаниях. Оpubл. 28.02.86, Бюл. №8.
50. **Францевич И. Н., Дверняков В. С., Пасичный В. В.** Определение тепловых параметров специальной гелиоустановки, предназначенной для исследования тугоплавких веществ // Доповіді Академії наук УРСР. Киев: Наук. дум., 1966, №5.
51. **Фролов Г. А., Дверняков В. С., Пасичный В. В.** Некоторые результаты экспериментального исследования теплообмена на поверхности при совместном воздействии лучистого и конвективного источников тепла // Теплоф. высок. темп. 1978. Т. 15, №1. Статья деп. в ВИНТИ.
52. **Сергеев В. Л.** Нестационарный тепломассообмен в области точки торможения. Мн.: Наука и техника, 1988. 160 с.
53. **Голдаев И. П., Першин А. П., Сабодаж В. П.** и др. Исследование теплообмена при натекании высокотемпературного газового потока на плоскую поверхность // Самолетостроение и техника воздушного флота. Харьков: Из-во Харьковского ун-та, 1973. Вып. 32. С. 23–25.
54. **Захаров Ф. И., Фролов Г. А., Литюга Н. В.** и др. А. с. 698386 СССР, МКЛ² G01 J5/02. Устройство для измерения температуры / Заявл. 16.05.78.
55. **Захаров Ф. И., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. А. с. 786568 СССР, МКЛ³ G01 N1/22. Высокотемпературный пробоотборник газа. Заявл. 13.12.77.
56. **Гордов А. Н.** Измерение температур газовых потоков. М.-Л.: Машгиз, 1962. 136 с.
57. **Бочков Ф. Б.** А. с. 149913 СССР, МКИ⁴ G01 07/02. Способ измерения высоких температур низкотемпературными датчиками. Оpubл. 1962, Бюл. №173.
58. **Бочков Ф. Б.** А. с. 173455 СССР, МКИ⁴ G01 K. Датчик высокой стационарной температуры. Оpubл. 21.07.65, Бюл. №15.
59. **Агушевич А. З.** А. с. 310130 СССР, МКИ⁴ G01 K3/10. Способ определения высоких стационарных температур. Оpubл. 26.07.71, Бюл. №23.
60. **Бочков Ф.Б.** А.с. 249681 СССР, МКИ G01 K. Способ измерения высоких стационарных температур. Оpubл. 5.08.69, Бюл. №25.
61. **Грей Дж., Джекобс П. Ф., Шерман М. Н.** Калориметрический зонд для измерения очень высоких температур // Приборы для научных исследований. 1962, №7. С. 29–33.
62. **Петров М. Д., Сепп В. А.** Использование малогабаритного зонда для определения профилей температуры и полного давления в плотном плазменном потоке // Теплофиз. высок. темп. 1970. Т. 8, №4. С. 868–874.
63. **Рекан А. Д.** Калориметрический приемник для непрерывного измерения энтальпии высокотемпературного потока газа // Теплофиз. высок. темп. 1973. Т. 11, №6. С. 1318.
64. **Дресвин С. В., Клубникин В. С.** Об измерении температуры плазмы энтальпийным датчиком // Теплофиз. высок. темп. 1975. Т. 13, №2. С. 433–435.
65. **Клубникин В. С.** Тепловые и газодинамические характеристики индукционного разряда в потоке аргона // Теплофиз. высок. темп. 1969. Т. 7, №1. С. 140–164.

66. Дорошенко В. М., Мысова В. М., Рулев Ю. К. и др. Измерение энтальпии в высокотемпературных дозвуковых струях азота и воздуха на индукционном плазмотроне // Инж. -физ. журнал. 1987. Т. 53, №3. С. 492. (Статья деп. в ВИНТИ, рег. №2728-В 87).
67. Зайдель А. Н. Ошибки измерений физических величин. Л.: Наука, 1974. 97 с.
68. Фролов Г. А., Захаров Ф. И., Чоба А. В. и др. А. с. 811973 СССР, МКЛ³ G 01 K 71/00. Устройство для комплексной термогазодинамической диагностики высокоэнтальпийных газовых потоков / Заявл. 6.08.79.
69. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Захаров Ф. И., и др. Метод комплексной термогазодинамической диагностики газовых потоков // Метрологическое обеспечение температурных и теплофизических измерений в диапазоне высоких температур. Харьков: НПО "Метрология", 1983. С. 276–278.
70. Стегний А. И., Шевченко А. В., Лопато Л. М. и др. Термический анализ окислов с использованием солнечного нагрева // Докл. АН УССР. Серия А. 1979, №6. С. 484–487.
71. Душин Ю. А. Работа теплозащитных материалов в горячих газовых потоках. Л.: Химия, 1968. 224 с.
72. Кириленко Г. В., Петунин А. Н. А. с. 297875 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для измерения тепловых потоков / Оpubл. 31.01.71, Бюл. №10.
73. Шевченко Т. Е. А. с. 711385 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для раздельного измерения конвективной и лучистой теплопередач. Оpubл. 15.08.80, Бюл. №3.
74. Мадоян А. А. и др. А. с.932295 СССР, МКИ³ G 01 K 17/02. Устройство для измерения лучистых тепловых потоков / Оpubл. 30.05.82, Бюл. №20.
75. Муравьев А. И. А. с.678345 СССР, МКИ³ G 01 K 17/06. Датчик теплового потока / Оpubл. 9.09.79, Бюл. №29.
76. Гуринов В. Л. А. с. 800709 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для измерения мощности теплового потока. Оpubл. 17.01.81, Бюл. №4.
77. Пискунов А. А., Эльке И. Н. А. с. 796643 СССР, МКИ³ G 01 K 17/02. Тепломер полного излучения. Оpubл. 26.03.81, Бюл. №14.
78. Гинзбург А. С. А. с.342086 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для определения локальных тепловых потоков. Оpubл. 13.04.72, Бюл. №19.
79. Геращенко О. А. Основы теплотриии. Киев: Наукова думка, 1971. 191 с.
80. Чернооголов А. И., Гушин С. Н. А. с. 201732 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для раздельного определения конвективной и лучистой теплопередач. Оpubл. 9.06.67, Бюл. №18.
81. Романов К. П., Хритов К. М., Хритов Л. М. А. с. 673668 СССР, МКИ³ G 01 K 17/06. Устройство для измерения теплового потока. Оpubл. 4.10.79, Бюл. №26.
82. Щетинин В. С. А. с.679824 СССР, МКИ³ G 01 K 17/00. Устройство для определения составляющих теплообмена газового потока. Оpubл.15.08.79, Бюл. №30.
83. Чоба А. В., Фролов Г.А., Пасичный В. В. и др. А. с.1203380 СССР, МКИ³ G 01 K 17/08. Устройство для измерения интенсивности лучистых тепловых потоков. Оpubл. 7.01.86, Бюл. №1.
84. Дульнев Г. Н., Ярышев Н. А., Испириян Р. А. Метод и установка для экспериментального исследования теплозащитных материалов // Тепломассообмен при взаимодействии потоков энергии с твердыми телами. Л.: ЛИТМО, 1966. С. 35–42.
85. Кодратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. М.: Гостеортехиздат, 1954. 408 с.
86. Кудрявцев Е. В., Чакалев К. Н., Шумаков Н. В. Нестационарный теплообмен. М.: Из-во АН СССР, 1961. 158 с.
87. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М. Л.: Госэнергоиздат, 1953. 544 с.
88. Юдаев Б. В. Михайлов М. С., Савин В. К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 247 с.
89. Спесивцев В. В. Методика и результаты экспериментального исследования распределения газодинамических параметров на оси свободной расчетной струи с учетом ее волновой структуры // Высокотемпературные газовые потоки, их получение и диагностика. Харьков: ХАИ, 1981. С. 44–48.
90. Францевич И. Н., Дверняков В. С., Шурыгин Б. В. Применение метода фоторазвертки для определения профиля скорости в высокотемпературных струях // Теплофиз. высок. темпер. 1980. Т.18, №2. 378–382.

91. Лозино-Лозинский Г. Е., Дудар Э. Н. Сравнительный анализ многофазовых космических транспортных систем // Проблемы машиностроения и надежности машин. 1995. №4. С. 3–12.
92. Gusynin V. P., Evdokimenko Y. I., Kisel V.M., Frolov G. A. Method of Modeling Thermal Effect of Rocket Engine Jet on Heat Protective Coatings at Air Start of Space Vehicle with Plane Carrier // Proceeding of Forth Ukraine - Russia - China Symposium on Space Sciences and Technology. Kiev (Ukraine). 1996. Vol. 2. P. 560–562.
93. Гусынин В. П., Фролов Г. А. О моделирования тепловое воздействия струи ракетных двигателей орбитальной ступени на теплозащитные покрытия самолета-носителя // Збірник наукових праць Київського інституту військово-повітряних сил. К.: КІВПС, 1999. Вип. 9. С. 15–24.
94. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Оптимизация геометрических размеров прямоугольного канала для получения низкоградиентного течения // Инж. -физ. журнал. 1988. Т. 54, №6. С. 930–934.
95. Вишняк В. Ф., Панченко В. Н., Фролов Г. А. и др. Расчет трения и теплообмена при турбулентном течении сжимаемого газа в плоском канале // Инж. -физ. журнал. 1985. Т. 48, №1. С. 19–23.
96. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Захаров Ф. И. и др. Установка для исследования тепломассообмена и трения в прямоугольном канале при пониженном давлении // Инж. -физ. журнал. 1984. Т. 47, №6. С. 885–892.
97. Пилиповский С. Ю., Осмоловский В. Н., Чоба А. В., Фролов Г. А. и др. А. с. 1693475 СССР, МКИ³ G 01 N 19/02. Устройство для определения силы трения материалов в газовом потоке. Оpubл. 23.11.89, Бюл. № 43.
98. Авдеевский В. С. и др. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике. М.: Машиностроение, 1975. 623 с.
99. Назарчук М. Т., Ковецкая М. М., Панченко В. Н. Обратный переход турбулентного течения в ламинарное. Киев: Наукова думка, 1974. 94 с.
100. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. А. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.
101. Десякин Б. В., Лельчук В. Л. Теплоотдача от стенки к турбулентному потоку воздуха внутри трубы при больших температурных напорах и расчет температуры стенки // Теплоэнергетика, 1958, №9. С. 74–79.
102. Петухов Б. С., Кириллов В. Д. Теплообмен при турбулентном течении сжимаемого газа в области М до 4 // Теплоэнергетика, 1960, №5. С. 64–72.
103. Герхард, Томас. Определение теплового потока в турбулентном пограничном слое с градиентом давления // Ракетная техника и космонавтика, 1973. Т.11. С. 161–163.
104. Тимошенко В. И. Влияние вдува в пограничный слой на сопротивление осесимметричного тела в гиперзвуковом потоке вязкого газа // Инж. -физ. журнал. 1982. Т. 22, №5. С. 746–750.
105. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. К.: Наук. думка, 1987. 187 с.
106. Метью Ж. Механическое растрескивание коксующихся разрушающихся материалов в высокотемпературном потоке // Ракет. техн. и космонавтика. 1964, №9. С. 133–141.
107. Панкратов Б. М., Полежаев Ю. В., Рудько А. С. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. М.: Машиностроение, 1976. 224 с.
108. Макдональд, Жумен. Эрозия графита под воздействием газообразных продуктов сгорания твердого топлива и ее влияние на теплообмен // Ракет. техн. и космонавтика. 1965, №7. С. 46–54.
109. Бояринцев В. И., Звягин Ю. В. Исследование разрушения углеродистых материалов при высоких температурах // Теплофиз. высок. темп. 1975. Т. 13, №5. С. 1045–1051.
110. Рознер Д. Е., Аллендорф Г. Д. Азот как реагирующий элемент при абляции в диссоциированном воздухе // Ракет. техн. и космонавтика. 1970, №1. С. 200–202.
111. Вишняускас В. В., Маляускас Ю. С., Абraitис Р. И. Эрозия огнеупорных бетонов в потоке продуктов сгорания // Тр. АН Лит. ССР. 1972. Сер. Б, №4 (71).
112. Вишняускас В. В., Маляускас Ю. С., Абraitис Р. И., Иванаускас П. И. Эрозия и сублимация огнеупорных материалов на основе окиси магния // Теплофиз. высок. темп. 1974. Т. 12, №4. С. 851–857.

113. **Seidman M. H., Carrol D. F., Toy A.** Innovative costing technique for determining heatshield mess less in an erosive particle environment // AIAA Pap. 1975, № 736.
114. **Юревич Ф. Б.** Поведение полимерных материалов в плазменной струе // Тепло- и массоперенос и тепловые свойства материалов. Минск: ИТМО АН БССР, 1969. С.145–154.
115. **Предводителев А. С.** Таблицы термодинамических функций воздуха для температур от 200 К до 6000 К и давлений от 0,00001 до 100 атм. М.: ВЦ АН СССР, 1962.
116. **Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р., Джонс Дж. В.** Характеристики коксующихся аблирующих материалов в процессе горения на диффузионном режиме // Ракет. техн. и космонавтика. 1968, №6. С. 155–166.
117. **Сергеев В. Л., Безладнов Г. М., Ляшкевич В. Д.** Экспериментальное исследование нагрева затупленного тела потоком плазмы // Инж. -физ. журнал. 1971. Т. 20, №4. С. 622–632.
118. **Хосидзаки, Лешер.** Конвективный и лучистый теплообмен на поверхности тела с уносом массы // Ракет. техн. и космонавтика. 1968. Т.6, №8.
119. **Фролов Г. А., Пасичный В. В., Дверняков В. С.** и др. Отражательная способность теплозащитных материалов при радиационно-конвективном нагреве // Инж. -физ. журнал. 1982. Т. 42, № 5. С. 782–798.
120. **ГОСТ 8.381-80.** Обработка результатов измерений.
121. **Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В.** и др. А. с. 1512315 СССР, МКИ G 01 N 25/ 00. Способ определения скорости разрушения теплозащитных материалов. Заявлено 26.04.88.
122. **Бурдун Г. Д., Марков Б. Н.** Основы метрологии. М.: Стандарты. 1972.
123. **Алексеев Р. И., Коровин Ю. И.** Руководство по вычислению и обработке результатов количественного анализа. М.: Атомиздат, 1972. 72 с.
124. **Фролов Г. А.** Влияние вида нагрева на скорость разрушения материалов // Инж.-физ. журнал. 1986. Т. 50, №4. С. 629–635.
125. **Бородай С. П., Бетина Т. А.** Температурная зависимость излучательной способности беспористой кварцевой керамики // Журн. приклад. спектроскопии. 1988. Т. 48, №1. С. 114–119.
126. **Пивинский Ю. Е., Ромашин А. Г.** Кварцевая керамика. М.: Металлургия, 1974. 264 с.
127. **Walton J. D.** Radome engineering handbook . New York, 1970. 592 p.
128. **Кржижановский Р. Е., Штерн З. Ю.** Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы). Л.: Энергия, 1973. 336 с.
129. **Adams M. C., Powers W. E., Georgiev S. J.** An experimental and Theoretical Study of Quarts Ablation at the Stagnation Point // J. Aero/ Space Sci. 1960. Vol. 27, №7. P. 535–547.
130. **Прянишников В. А.** Система кремнезема. М.: Стройиздат, 1971. 239 с.
131. **Фролов Г. А., Король А. А., Пасичный В. В.** и др. Характерные температуры изменения состояний кварцевой стеклокерамики при одностороннем нагреве // Инж. -физ. журнал. 1986. Т. 51, №6. С. 932–940.
132. **Любашенко И. И., Ткаченко В. Д., Луговская Е. С.** Влияние CoO и Cr_2O_3 на удельную электропроводность силикатно-фосфатных расплавов // Докл. АН УССР, серия Б. 1971, №6. С. 548–550.
133. **Гегузин Я. Е.** Физика спекания. Изд. 2е. М.: Наука, 1984. 321 с.
134. **Полежаев Ю. В.** Теоретический анализ нестационарного прогрева и разрушения стеклопластика в окрестности критической точки // Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение. 1964, №3. С. 3–8.
135. **Полежаев Ю. В.** О влиянии скорости термического разложения на процесс нестационарного разрушения стеклопластиков // Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение. 1964, №5, С. 157–161.
136. **Шленский О. Ф.** О расчете процесса теплопроводности в полимерных материалах при термодеструкции // Инж.- физ. журнал. 1966. Т.10, №1. С. 101–105.
137. **Юдин В. М.** Тепло и массообмен в стеклопластиках // Инж.- физ. журнал. 1973. Т. 24, №4. С. 618–626.
138. **Панкратов Б. М., Алифанов О. М., Иванов А. А.** и др. Исследование теплозащитных материалов в нестационарном режиме работы // Инж.- физ. журнал. 1973. Т. 24, №1. С. 75–83.

139. **Полежаев Ю. В., Киллих В. Б., Нарожный Ю. Г.** Проблемы нестационарного прогрева теплозащитных материалов // Инж.- физ. журнал. 1975. Т. 29, №1. С. 39–44.
140. **Шашков А. Г., Тюкаев В. И.** Теплофизические свойства разлагающихся материалов при высоких температурах. Минск: Наука и техника, 1975. 78 с.
141. **Шленский О. Ф., Шашков А. Г., Аксенов Л. Н.** Теплофизика разлагающихся материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 138 с.
142. **Розенцвейг Р., Бичер Н.** Теория процесса уноса массы фенольных смол, армированных стекловолокном // Ракет. техн. и космонавтика 1963, №8. С. 54–64.
143. **Бишоп У. М., Минкович У. Дж.** Скорость разложения фенольной смолы // Ракет. техн. и космонавтика. 1973, №4. С. 27–34.
144. **Просунцов П. В., Резник С. В.** Определение теплофизических свойств полупрозрачных материалов // Инж.-физ. журнал. 1985. Т. 49, №6. С. 977–982.
145. **Петров В. А., Марченко Н. В.** Перенос энергии в частично прозрачных твердых телах. М.: Наука, 1985. 190 с.
146. **Никитин П. В., Пирогов А. Е.** Некоторые особенности нестационарного уноса массы материалов при конвективном нагреве // Современные проблемы двигателей и энергетических установок летательных аппаратов. М.: МАИ, 1980. 41с.
147. **Анфимов Н. А., Полежаев Ю. В.** Нестационарное разрушение в высокотемпературном газовом потоке // Тепло-и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1968. Т. 2. С. 11–16.
148. **Юревич Ф. Б.** Поведение термопластичных материалов при нестационарном конвективном нагреве // Изв. АН БССР, Сер. физ.-энерг. наук. 1981, №2. С. 112–118.
149. **Скала С. М., Гильберт Л. М.** Сублимация графита при гиперзвуковых скоростях // Ракет. техн. и космонавтика. 1965. Т. 3, №9. С. 87–100.
150. **Dolton T. A., Maurer R. E., Goldstein N. E.** Thermodynamic performance of carbon in hyperthermal environments // AIAA Paper. 1968, №68-754. P. 12.
151. **Клейн К. А., Джентилмен Р. Л.** Использование интегрального метода теплового баланса для определения формы кратеров, возникающих в графите под действием излучения лазера // Аэро / космическая техника. 1987, №11. С. 76–85.
152. **Crane K. C., Brown J. R.** Laser-Induced Ablation of Fiber / Epoxy Composites // J. of Physics D: Applied Physics. 1981. Vol. 19. P. 2341–2349.
153. **Klein C. A., Barry M. J., Miles P. A.** Thermochemical heat of ablation of solid carbon // J. Appl. Phys. 1989. Vol. 65, №9. С. 3425–3429.
154. **Грасси Н.** Химия деструкции полимеров. М.: Ин. лит., 1962. 251 с.
155. **Пилюян Г. О.** Введение в теорию термического анализа. М.: Наука, 1964. 232 с.
156. **Уандландт У.** Термические методы анализа. М.: Мир, 1978. 528 с.
157. **Робертс Дж.** Теплота и термодинамика. М.-Л.: Тех.- теор. лит., 1950. 592 с.
158. **Кириллин В. А., Шейндлин А. Е.** Исследования термодинамических свойств веществ. М.-Л.: Гос. энерг. изд., 1963. 560 с.
159. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
160. **Таблицы физических величин.** Справочник / Под ред. Н. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1006 с.
161. **Термодинамические свойства неорганических веществ** / Под ред. А. П.Зефирова. М.: Атомиздат, 1965. 458 с.
162. **Материалы в машиностроении** / Под ред. И. В. Кудрявцева. М.: Машиностроение, 1969, т.1. 304 с.
163. **Энциклопедия неорганических материалов:** В 2 т. Киев: УСЭ, 1977. Т. 1–2.
164. **Головин В. А., Ульянова Э. Х.** Свойства благородных металлов и сплавов. М.: Metallurgia, 1964. 188 с.
165. **International Critikal Tables of Numerical Data Physics Chemistry and Tecnology.** USA, 1926–1933. Vol.1, 2.

166. **Термодинамические** свойства индивидуальных веществ. Справочное издание: В 4 т. М.: Наука, 1979–1982. Т. 1–4.
167. **Мугалев В. П.** Влияние вдува различных газов на теплообмен вблизи передней критической точки затупленного тела // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1965, №1. С. 175–180.
168. **Анфимов Н. А., Альтов В. В.** Теплообмен, трение и массообмен в ламинарном многокомпонентном пограничном слое при вдуве инородных газов // Теплофиз. высок. темп. 1965. Т. 3, №3. С. 409–420.
169. **Сергеев Г. Г.** Тепломассообмен пористых сред при пористом вдуве. Минск: Наука и техника, 1981. 128 с.
170. **Tauber H. E., Wakefield R. M.** Heating environment and protection during Jupiter entry // AIAA Paper. 1970, №70-1324. P. 10.
171. **Карасев А. Б., Кондранин Т. В.** Некоторые закономерности теплообмена в гиперзвуковом ударном слое при наличии уноса массы // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1973, №3. С. 136–143.
172. **Авдуевский В. С., Глебов Г. А.** Теплообмен в окрестности критической точки на проницаемой поверхности // Инж.- физ. журнал. 1970. Т. 18, №5. С. 777–781.
173. **Гершбейн Э. А.** Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1970, №1. С. 64–73.
174. **Леонтьев А. И., Малышев Д. Д.** Анализ процессов трения и теплообмена в бинарном пограничном слое на проницаемой поверхности // Вопросы теплопередачи. Тр. Моск. лесотехн. ин-та. 1977. Вып. 102. С. 115–131.
175. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.
176. **Лиз Л.** Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций / Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. М.: ИЛ., 1962. С. 101–106.
177. **Горский В. В., Суржиков С. Т.** Исследование характеристик разрушения стеклографитовых тел в потоке частично ионизированного воздуха // Инж.-физ. журнал. 1982. Т. 42, №4. С. 640–645.
178. **Feldhuhm R. N.** Heat transfer from a turbulent boundary layer on porous hemisphere // AIAA Paper. 1976, №119.
179. **Основы** теории полета космических аппаратов / Под ред. Г. С. Наримова, М. К. Тихонравова. М.: Машиностроение, 1972. С. 539–559.
180. **Мугалев В. П.** Исследование теплообмена и характеристик турбулентного пограничного слоя на пористой поверхности // Тепло-и массоперенос. Минск: Наука и техника, 1968. Т. 1. С. 32–37.
181. **Абалтусов В. Е.** Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии вдува // Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук. 1985, №10, вып. 2. С. 10–13.
182. **Парк Ч.** Турбулентность течения, вызванная вдувом, в пограничном слое в окрестности критической точки // Аэрокосмическая техника. 1984. Т. 2, №9. С. 78–87.
183. **Абалтусов В. Е.** Исследование теплообмена на проницаемой поверхности при наличии одно и двухфазного вдува // Тепломассообмен-VII. Минск, 1984. Т. 1, ч. 2. С. 3–7.
184. **Дорренс У. Х.** Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966. 288 с.
185. **Bartlett E. T., Nicolet W. E., Howe J. T.** Heat-shield ablation at superorbital re-entry velocities // AIAA Paper. 1970, №70-202. P. 15.
186. **Хосидзаки, Лешер.** Конвективный и лучистый теплообмен на поверхности тела с уносом массы // Ракет. техн. и космонавтика. 1968. Т.6, №8.
187. **Ланделл Дж. Х., Дикки Р. Р.** Абляция графита АТJ при высоких температурах // Ракет. техн. и космонавтика. 1973. Т. 11, №2. С. 111–119.
188. **Фролов Г. А., Пасичный В. В., Бережецкая В. Я.** и др. А. с. 1567948 СССР, МКИ G 01 K 17/00. Способ определения энтальпии торможения высокотемпературных газовых потоков. Опубл. 30.05.90, Бюл. № 20.

189. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я. и др. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения // Теплофиз. высок.темпер. 1969. №3. С. 529–541.
190. Головачев Ю. П. Теплообмен в передней критической точке при обтекании излучающими смесями углекислого газа и азота // Теплофиз. высок. темпер. 1975. №5. С. 1024–1034.
191. Фролов Г. А., Чоба А. В., Пасичный В. В. и др. А. с. 1525483 СССР, МКИ⁴ G 01 K 17/08. Способ определения лучистой составляющей теплового потока в высокоэнтальпийном газе. Опубл. 30.11.89, Бюл. №44.
192. Фролов Г. А. Влияние различных факторов на испарение материала в высокотемпературном газовом потоке / Тепло массообмен ММФ-96. Минск, 1996. Т. 3. С. 55–59.
193. John R. R., Bade W. L. Stagnation Point Heat Trensfer in a Subsonic Jet Archeatia air // ARS Journal. 1959, №7. P. 29–73.
194. Лыков А. В., Сергеев В. Л., Шашков А. Г. Экспериментальное исследование твердого тела с потоком высокоэнтальпийного газа в области точки торможения // Высокотемпературная теплофизика. М.: Наука, 1969. С. 7–25.
195. Латышев Л. И., Петров В. А., Чеховский В. Я. и др. Излучательные свойства твердых тел. М.: Энергия, 1974. 471 с.
196. Зигель Р., Хауэлл. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
197. Рубцов Н. А., Аверков Е. И., Емельянов А. А. Свойства теплового излучения материалов в конденсированном состоянии. Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1988. 350 с.
198. Новицкий Л. А. Методы и средства исследования теплового излучения тел // Тепл. высок. темп. 1966. Т. 4, №4. С. 577–587.
199. Хрусталеv Б. А., Раков А. М. Методы определения интегральных и спектральных излучательных свойств материалов при высоких температурах // Теплообмен, гидродинамика и теплофизические свойства веществ. М.: Наука, 1968. С. 174–191.
200. Stewart D. A., Leiser D. B. Effect of radiant and convective heating on the optical and thermochemical properties of reusable surface insulation // AIAA Pap. 1976, №444. P.1–8.
201. Ласло Т. Оптические высокотемпературные печи. М.: Мир, 1968. 264 с.
202. Кузовков Е. Г., Пасичный В. В., Дверняков В. С. и др. Влияние обтюрационных пирометрических устройств на характер нагрева образцов при высокотемпературных испытаниях // Теплофиз. высок. темпер. 1972, №1. С. 153–156.
203. Щербина Д. М. Установка для определения спектральных коэффициентов отражения // Измерит. техника. 1968, №2. С. 145–167.
204. Поскачей А. А., Чубарев Е. П. Оптико-электронные системы измерения температуры. М.: Энергия, 1974. 472 с.
205. Стегний А. И., Пасичный В. В., Лопато Л. М. и др. Оптико-электронная система измерения температур для исследования тугоплавких оксидов в гелиоустановке // В кн. Метрологическое обеспечение температурных и теплофизических измерений в диапазоне высоких температур. Харьков, 1981. С. 150–152.
206. Уилсон Р., Спитцер С. Излучательная способность теплозащитных материалов в видимой и ближней инфракрасной области спектра // Ракет. техн. и космонавтика. 1968. Т. 6, №4. С. 108–117.
207. Полежаев Ю. В., Тлевцевев В. А., Страхов В. Л. Исследование поведения композиционных материалов в условиях совместного воздействия радиационно-конвективных тепловых потоков // Теплофиз. высок. темп. 1989. Т. 27, №2. С. 341–346.
208. Хенст Ф. Л. Измерение поверхностной температуры аблирующих теплозащитных материалов спутников и ракет // Измерения температур в объектах новой техники. М.: Мир, 1965. С. 140–151.
209. Wilson R., Spitzer C. High-temperature spectral emittance of ablation chars and carbon from 0,4 to 2,4 mcm //AIAA Pap. 1967, №67-326. P. 1–10.
210. Wilson R., Spitzer C. Hemispherical spectral emmittance of ablation chars carbon and zirconia to 3700 K // NASA, 1965, TND-2704. P. 1–12.
211. Wilson R., Spitzer C. Spectral and integrated emittance of ablation chars and carbon // AIAA Jour. 1969. №11. P 2140–2142.

212. Слободкин Л. С. Флякс М. Я. Излучательные свойства теплозащитных материалов на основе дипольных асбопластиков // Инж.-физ. журнал. 1987. Т.53, №1. С. 65–70.
213. Левинов Б. М. и др. Испускательная способность матричного материала на основе графита и окиси бария // Теплофиз. высок. темп. 1973. Т. 11, №4. С. 772–775.
214. Ванюшин А. В., Левенфельд Г. Ю., Петров В. А. Спектральный коэффициент поглощения кварцевых стекол КВ и КСГ при температурах 1300–1700 К в области спектра 0,25–1,25 мкм // Теплофиз. высок. темп. 1978. Т. 16, № 6. С. 1215–1218.
215. Петров В. А. Оптические свойства кварцевых стекол при высоких температурах в области их полупрозрачности // Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. Обзорная информация.: М. ИВТ АН СССР, 1979. Вып. 3. 76 с.
216. Петров В. А., Марченко Н. В. Перенос энергии в частично прозрачных твердых материалах.: М. Наука, 1985. 190 с.
217. Beder E. S., Bass C. D., Shackleford W. L. Transmissivity and absorption of fused quartz between 0,22 mcm and 3,5 mcm from room temperature to 1500⁰C // Appl. Optics. 1971. Vol. 10, №10. P. 2263–2268.
218. Подмошевский И. В. и др. Ультрафиолетовое поглощение тонких слоев кварца, нагретых до температуры кипения // Журнал прикладной спектроскопии. 1970. Т. 12, С. 262–269.
219. Белов С. Н. и др. Обратимая непрозрачность оптического кварца, возникающая при контакте с плотной плазмой // Журнал прикладной спектроскопии. 1969. Т. 10, №3. С. 408–412.
220. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. Спектральное поглощение кварцевого стекла при температурах 3000–4000 К // Теплоф. высок. темп. 1978. Т. 16, № 4. С. 744–748.
221. Беспалов И. Е., Онохов А. П., Савинов В. П. Температурная зависимость коэффициента поглощения и оптическая прозрачность стекла // Журнал технической физики. 1979, № 4. С. 2652–2655.
222. Горский В. В., Штыря А. С. Об использовании экспериментов по уносу массы для определения свойств плавленного кварца при высоких температурах // Инж.- физ. журнал. 1985. Т. 49, №3. С. 374–378.
223. Каданов Л. П. Распространение лучистой энергии внутри аблирующего тела // Теплопередача. 1961. Т. 83, №2. С. 147–160.
224. Wakefield R. M., Peterson D. L. Graphite Ablation in Combined Convective and Radiative Heating // J. of Space craft and Rockets. 1973. V. 10, №2. С. 149–154.
225. Melinas S. A. A. Semi-empirical method for correlation the termal perfomance of charring ablative materials // AIAA Paper. 1968, № 68–754.
226. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Энергия, 1976. 392 с.
227. Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В. и др. Исследование параметров разрушения теплозащитных материалов в режиме нестационарного прогрева // Инж.- физ. журнал. 1981. Т.40, №4. С. 608–614.
228. Brewer W. D., Kassel P. C. Flash X-ray Technique for Investigation Ablative Material Response to Simulated Reentry Environments // International Journal of Nondestructive Testing. 1972. Vol. 3, №4. С.375–390.
229. Harrach R. I. Estimates on the ignition of high explosiwes laser pulses. // J. Appl. Phys. 1976. Vol. 47, №6. P. 2473–2482.
230. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Оценка энергии разрушения материала по его теплосодержанию // Инж.- физ. журнал.- 1986. Т. 50, №5. С. 709–718.
231. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Автомодельный режим прогрева при разрушении поверхности материала // Инж.- физ.журнал. 1986. Т. 50, №2. С. 236–240.
232. Бек Б. Искажающее влияние термопары на температурное поле в материалах с низкой теплопроводностью // Теплопередача. 1962, №2. С. 33–42.
233. Елисеев В. Н., Соловов В. А. Погрешности измерения температур термопарами в полупрозрачных материалах // Гелиотехника. №6, 1983. С. 45–49.

234. Елисеев В. Н., Воротников В. Н., Соловов В. А. и др. Исследование методической погрешности измерения температуры в полупрозрачных материалах с низкой теплопроводностью // Изв. вузов. Машиностроение. 1982, №1. С. 156–160.
235. Михалев А. М., Резник С. В. Определение методической погрешности термодатчиков измерений в частично полупрозрачных рассеивающих материалах при нестационарном нагреве. 2. Проверка алгоритма и численное моделирование // Изв. вузов. Машиностроение. 1988, №4. С. 55–59.
236. Гусева Л. И., Захаров Б. П., Шведов Б. А. Комплексное исследование эффективных теплофизических характеристик теплозащитных материалов // Расчетные методы теплопередачи в технологических процессах. Тр. Московского лесотех. ин-та. 1978. Вып. 112. С. 24–38.
237. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Суздальцев Е. И. и др. Измерение температурных полей в образцах кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности // Инж.- физ. журнал. 1989. Т. 57, №2. С. 313–317.
238. Козлов В. П. К обоснованию нестационарных методов определения теплофизических характеристик // Инж.- физ. журнал. 1971. Т. 20, №2. С. 281–286.
239. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений / Пер. с английского. М.: Ин. лит., 1964. 517 с.
240. Омельченко К. Г., Володина М. В. Анализ обратных задач теплопроводности с помощью автомодельных решений // Инж.- физ. журнал. 1975. Т. 29, №1. С. 63–66.
241. Карслоу Х. С., Егер Д. К. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 488 с.
242. Коряшев А. Ф., Фролов Г. А. Исследование закона продвижения изотерм в разрушающемся твердом теле при различных температурных воздействиях // Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Киев: Наук. думка, 1983. С. 137–145.
243. Williamson R. A., Rinehart W. A. and Williams R.R. Lazer activated, model surface recession compensator system for testing ablative materials // J. Space- craft and Rocket. 1973. V. 10, №10. P. 1–6.
244. Фролов Г. А. Температура поверхности тела, разрушающегося под действием постоянной тепловой нагрузки // Инж.- физ. журнал. 1987. Т. 53, №3. С. 420–426.
245. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Нестационарный режим при тепловом и эрозионном разрушении материалов // Инж.- физ. журнал. 1987. Т. 52, №3. С. 357–362.
246. Полежаев Ю. В., Панченко В. И. Основные закономерности кинетики эрозионного разрушения материалов // Инж.- физ. журнал. 1987. Т. 52, №5. С. 709–716.
247. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Закономерность установления квазистационарного режима разрушения при одностороннем нагреве материала // Инж.- физ. журнал. 1989. Т. 56, № 4. С. 533–539.
248. Суздальцев Е. И. Свойства кварцевой керамики // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1984. Т. 20, №2. С. 330–335.
249. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Влияние теплопроводности материала на параметр нестационарного уноса // Инж.- физ. журнал. 1992. Т. 62, №4. С. 546–551.
250. Фролов Г. А., Пасичный В. В., Полежаев Ю. В. и др. Модель теплового разрушения материала при одностороннем нагреве // Инж.- физ. журнал. 1987. Т. 52, №1. С. 33–37.
251. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование: Пер. с англ. - М.: Мир, 1975. 534 с.
252. Фролов Г. А., Бондаренко А. В., Пасичный В. В. Определение квазистационарной скорости разрушения поверхности материала по результатам измерений линейного уноса в нестационарном режиме // Инж.- физ. журнал. 1992. Т. 62, №4. С. 552–554.
253. Фролов Г. А. Константа теплового разрушения и ее роль в процессах прогрева и уноса массы материала // Инж.- физ. журнал. 2004. Т. 77, № 3. С. 19–46.
254. Вертоградский В. А. О возможности высокотемпературных методов определения теплофизических свойств твердых тел на основе точного решения нелинейного уравнения теплопроводности // Теплофизические свойства твердых тел при высоких температурах. М.: Из-во стандартов, 1968. С. 260–265.
255. Вертоградский В. А. Об одном методе определения коэффициента теплопроводности, зависящего от температуры // Инж.- физ. журнал. 1966. Т. 10, №4. С. 513–515.

256. **Методы** определения теплопроводности и температуропроводности / Под ред. А. В. Лыкова. М.: Энергия, 1973. 336 с.
257. **Платунов Е. С.** Теплофизические измерения в монотонном режиме. Л.: Энергия, 1978. 293 с.
258. **Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П.** Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. Л.: Энергия, 1974. 264 с.
259. **Лыков А. В.** Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. 479 с.
260. **Полежаев Ю. В., Нарожный Ю. Г., Сафонов В. Е.** Метод определения коэффициента теплопроводности высокотемпературных материалов при их нестационарном нагреве // Теплофиз. высок. температур. 1973. Т. 11, №1. С. 609–615.
261. **Горячев А. А., Юдин В. М.** Решение обратной коэффицентной задачи теплопроводности // Инж.- физ. журнал. 1982. Т. 43, №4. С. 641–648.
262. **Нарожный Ю. Г., Полежаев Ю. В., Кириллов В. Н.** Некоторые результаты исследований теплопроводности стеклопластиков // Инж. -физ. журнал. 1975. Т. 23, №1. С. 77–80.
263. **Артюхин Е. А., Киллих В. Е., Охупкин А. С.** Восстановление эффективного коэффициента теплопроводности асботекстолита из решения обратной задачи // Инж. -физ. журнал. 1983. Т. 45, №5.
264. **Просунцов П. В., Резник С. В., Фролов Г. А.** Теоретическое и экспериментальное исследование радиационно-кондуктивного теплообмена в полупрозрачных рассеивающих материалах / Гагаринские науч. чтения по авиации и космонав. М.: Наука, 1987. С. 145.
265. **Sutton G. W.** Ablation ja reinforced plastics in supensonik flow // J. of aerospace sciences. 1960. V. 27, №5. P. 377–385.
266. **Пасичный В. В., Исаев К. Б., Фролов Г. А.** и др. А. с. 544893 СССР, МКл G01 N25/02. Способ определения температуропроводности теплозащитных материалов при высоких температурах / Оpubл. 30.01.77, Бюл. №4.
267. **Исаев К. Б., Полежаев Ю. В.** Теплопроводность в квазистационарном режиме нагрева материалов // Инж. -физ. журнал. 1989. Т.56, №3. С. 368–373.
268. **Васильев Г. И., Демьянов Ю. А., Курнаков В. И.** и др. Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности теплоизоляционных материалов методом автомодельных режимов // ПМТФ. 1963, №3. С. 67–70.
269. **Чоба А. В., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. Определение температурных полей в нагреваемом электрической дугой диске из вольфрам-медного псевдосплава // Порошковая металлургия. 1985. №2. С. 65–70.
270. **Чоба А. В., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. Температурные и тепловые поля в осесимметричном теле // Инж. -физ. журнал. 1987. Т. 52, №2. С. 339–340.
271. **Зискин В. И., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. Об одном методе определения температуропроводности композиционных материалов при высоких температурах // Теплоф. высок. температур. 1986. Т. 24, №6. С. 1156–1160.
272. **Зискин В. И., Пасичный В. В., Фролов Г. А.** и др. Определение коэффициента температуропроводности теплозащитных материалов при автомодельном режиме прогрева // Теплоф. высок. температур. 1989. Т. 27, №2. С. 274–278.
273. **Полежаев Ю. В., Исаев К. Б., Дверняков В. С.** и др. Исследование влияния различных факторов на теплофизические характеристики коксующихся материалов с помощью решения обратной (коэффициентной) задачи теплопроводности // Инж. -физ. журнал. 1983. Т. 45, №5. С. 713–720.
274. **Исаев К. Б.** Влияние некоторых факторов на средний эффективный коэффициент теплопроводности расплава стеклопластиков // Теплоф. высок. температур. 1986. Т. 24, №3. С. 483–486.
275. **Артюхин Е. А., Гусева Л. И., Трянин А. П.** и др. Обработка данных и планирование нестационарных теплофизических экспериментов // Инж. -физ. журнал. 1989. Т. 56, №3. С. 414–419.
276. **Артюхин Е. А.** Оптимальное планирование эксперимента при идентификации процессов теплообмена // Инж. -физ. журнал. 1989. Т. 56, №3. С. 378–382.
277. **Алифанов О. М., Артюхин Е. А., Румянцев В. П.** Экстремальные методы решений некорректных задач. М.: Наука, 1988. 288 с.

278. **Сье Е. Л., Сидер Д. Д.** Абляция на поверхности армированного кварцем композиционного материала // Ракетн. техн. и космонавтика. 1973. №8. С. 157–165.
279. **Фролов Г. А., Чоба А. В., Пасичный В. В.** Определение коэффициента температуропроводности при температурах разрушения поверхности материала // Всесоюзная конференция "Идентификация динамических систем и обратные задачи", Суздаль, 10–14 сен. 1990 г.: Тез. докл. М.: МАИ, 1990. С. 169–170.
280. **Исаев К. Б.** Теплоперенос в разрушающихся при односторонних нагревах композиционных материалах // Инж.-физ. журнал. 1993. Т. 65, №6. С. 645–651.
281. **Вертоградский В. А.** Теоретические основы двух комплексных методов определения теплофизических свойств с учетом их зависимости от температуры // Теплоф. высок. температур. 1967. №6. С. 1126–1128.
282. **Просунцов П. В., Резник С. В.** Математическая модель коэффициентной обратной задачи радиационно-кондуктивного теплообмена в полупрозрачной рассеивающей среде // Изв. СО АН СССР, Серия техн. наук. 1985. №10, вып. С. 3–9.
283. **Круковский П. Г.** Обратные задачи теплопереноса. Киев: ИТТФ, 1982.
284. **Коздоба Л. А., Круковский П. Г.** Методы решения обратных задач теплопереноса. Киев: Наук. думка, 1982. 360 с.
285. **Сергеев О. А., Шашков А. Г., Уманский А. С.** Теплофизические свойства кварцевого стекла // Теплофиз. высок. температур. 1982. Т. 43, №6. С. 960–970.
286. **Kelley K. K.** High Temperature, Heat-Content, Heat-Capacity and Entropy Data for Inorganic Compounds. U.S. Bur. of Mines Bull. 584. Washington, 1960.
287. **Просунцов П. В., Резник С. В., Фролов Г. А.** Определение теплопроводности кварцевой стеклокерамики при уносе массы с поверхности // 8-я Всесоюзн. конф. по теплофизическим свойствам веществ, Новосибирск, 20–22 сен., 1988 г.: Тез. докл. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1988. С. 118.
288. **Цицин А. Г., Ярославцева Т. П., Ишмуков Е. К.** Программный комплекс "Крот" // Всесоюзная выставка программных комплексов по численному решению задач термомеханики: Тез. докладов. М: Изд-во МГТУ, 1990. 48 с.
289. **Фролов Г. А., Пасичный В. В., Исаев К. Б.** и др. А. с. 1154602 СССР, МКИ³ G 01 N 25/18. Способ определения температуропроводности при высоких температурах. Оpubл. 07.05.85, Бюл. №17.
290. **Скорород В. В., Фролов Г. А.** Об эффекте накопления тепла в поверхностном слое композиционного материала при тепловом разрушении // Доп. НАНУ. 2004. №5. С. 105–112.
291. **Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В.** Влияние внутренних и поверхностных процессов поглощения тепла на прогрев и разрушение материалов // Инж.-физ. журнал. 1987. Т. 53, №4. С. 533–540.
292. **Фролов Г. А., Баранов В. Л.** Температурный профиль в стационарном и нестационарном режимах прогрева и уноса массы низкотеплопроводных материалов // Инж.-физ. журнал. 2005. Т. 78, №6. С. 49–55.
293. **Фролов Г. А., Полежаев Ю. В., Пасичный В. В.** Скорость разрушения материалов при одностороннем нагреве // Инж.- физ. журнал. 1987. Т. 52, №4. С. 533–540.
294. **Кузмич В. В.** Исследование разрушения стеклопластика на основе наполнителя из кремнеземного волокна и эпоксидного связующего при квазистационарном нагреве // Особенности процессов тепло-и массообмена. Минск: ИТМО АН БССР. 1979. С. 194–197.
295. **Полежаев Ю. В., Фролов Г. А.** Закономерности теплового разрушения при взаимодействии тела с высокоскоростным потоком газа // Инж.- физ. журнал. 1989. Т. 57, № 3. С. 357–363.
296. **Полежаев Ю. В., Фролов Г. А., Пасичный В. В.** и др. А. с. 1413502 СССР, МКИ⁴ G 01 N 25/44. Способ определения максимального теплового эффекта поверхностных процессов разрушающегося теплозащитного материала. Оpubл. 30.07.88, Бюл. №28.
297. **Фролов Г. А., Баранов В. Л.** Основные соотношения между константами в моделях прогрева и теплового разрушения поверхности материала // Инж. – физ. журнал. 2004. Т. 77, №3. С. 47–55.

298. **Скороход В. В., Фролов Г. А., Баранов В. Л.** Температурное поле в низкотеплопроводных материалах при интенсивном тепловом воздействии // 3-я Меж. конф. « Материалы и покрытия в экстремальных условиях». Тр. конф. 2004. С. 11–12.
299. **Бицадзе А. В.** Уравнения математической физики. М.: Наука, 1982.
300. **Войткевич Г. В.** Происхождение и химическая эволюция Земли. М.: Наука, 1973.
301. **Санін Ф. П., Кучма Л. Д., Джур Є. О. Санін А.Ф.** Твердопаливні ракетні двигуни. Матеріали і технології. Вид. Дніпропетровського університету, 1999. 318 с.

Научное издание

Полежаев Юрий Васильевич и **Фролов** Геннадий Александрович

ТЕПЛОВОЕ РАЗРУШЕНИЕ МАТЕРИАЛОВ

Монография

Художник – Судак Ю. А.

Компьютерный набор и верстка – Фролов Г. А., Остапенко Д. С.

Издательство Института проблем материаловедения им. И. Н. Францевича
НАН Украины: ИПМ НАНУ, ул. Кржижановского, 3, г. Киев, 03142, Украина
Для корреспонденции: ИПМ НАНУ, ул. Кржижановского, 3, г. Киев-142, 03142, Украина
Телефоны: (044) 424-0492, (044) 424-2264. Факс (044) 424-2131.
E-mail: g_frolov@nbi.com.ua. Интернет: www.material.kiev.ua
Свидетельство серия ДК №1122 от 18.11.2002

ISBN 996-96446-1-5