

УДК 533.6.011.8:536.346

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАЗРУШЕНИЯ СТЕКЛОВИДНОГО ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО ГОРЯЧИМИ ГАЗАМИ

Э. З. АПШТЕЙН

(Москва)

Рассмотрено разрушение оплавляющегося стекловидного материала вблизи критической точки. Считается, что газовый пограничный слой оптически тонкий. Применяется асимптотическое решение в газовом слое для случая интенсивного вдува и приближенное решение уравнений жидкой пленки. Обсуждаются условия на поверхности тела и свойства стекловидных материалов, обуславливающие особенности их разрушения. К таким особенностям относятся: наличие минимума на кривых зависимости скорости разрушения от радиуса тела; своеобразное влияние учета диссоциации на поверхности тела на унос материала; возможность появления направленных от тела к газу конвективных потоков тепла; случаи возрастания скорости абляции при снижении теплового потока в стенку; сложная зависимость эффективной энтальпии разрушения от параметров задачи. Приводятся результаты расчетов, выявивших эти особенности.

1. Среди разрушающихся теплозащитных материалов значительную часть составляют покрытия, сделанные на основе кварцевого стекла [1]. Абляция таких материалов обладает существенными особенностями. Во-первых, при высоких температурах они размягчаются и образуют жидкую пленку, которая может растекаться под действием сил давления и трения.

Во-вторых, вязкость расплавленного кварца сильно зависит от температуры. Наличие жидкой пленки приводит к тому, что трение на поверхности аблирующего покрытия влияет на скорость разрушения, которая складывается из скорости испарения и уноса вещества в жидкой фазе. Величина же трения определяется кроме всего прочего вдувом и с ростом вдува убывает.

Третьим важным свойством материалов на основе кварца является прозрачность, которая приводит к проникновению излучения от ударного слоя в глубь тела и к дополнительному переносу тепла излучением внутри теплозащитного покрытия.

Рассмотрим разрушение стекловидного покрытия вблизи критической точки тела, омываемого горячими газами. Разрушение происходит под действием конвективного и радиационного тепловых потоков. При этом часть материала испаряется в газовый пограничный слой, а часть — растекается. В газовом пограничном слое происходит диффузия, химические реакции, диссоциация, ионизация. Все эти процессы влияют на тепловой поток к телу и, следовательно, на скорость испарения, от которой, в свою очередь, зависит состав и распределение компонент в газовом пограничном слое и скорость уноса в жидкой пленке. Таким образом, задача оказывается сильно завязанной.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением достаточно интенсивного разрушения. Как показано в [2], с увеличением скорости вдуваемых газов конвективный и диффузионные потоки асимптотически стремятся к нулю. При этом разрушение материала может происходить под действием излучения, идущего от внешнего течения через пограничный слой.

Трение на поверхности тела при больших вдувах тоже стремится к нулю, однако это стремление имеет меньший порядок, чем для тепловых и диффузионных потоков. Первый член асимптотического разложения для трения имеет вид [2]

$$\tau_w = -\mu_w (dp/dx) / \rho_w (v_w - \dot{s}) \quad (1.1)$$

Здесь  $\mu_w$  — вязкость смеси газов около стенки,  $\rho_w$  — плотность,  $v_w$  — скорость газа,  $\dot{s}$  — скорость фронта разрушения,  $dp/dx$  — градиент давления.

Так как диффузионные потоки компонент на поверхности тела равны нулю, то состав газов около поверхности целиком зависит от свойств аблирующего покрытия.

Если газовый пограничный слой оптически тонкий, то тепловой поток к стенке будет равен радиационному потоку от внешнего течения.

Таким образом, рассмотрение интенсивной абляции позволяет использовать простое асимптотическое решение газового пограничного слоя, которое на фронте разрушения должно сопрягаться с решением уравнений движения жидкой пленки. В работе [3] получено приближенное аналитическое решение уравнений движения жидкой пленки с учетом лучистой теплопроводности внутри покрытия. В [4] излучение в пленке описывается уравнением переноса, а результаты расчетов представлены в виде номограмм. В дальнейших исследованиях были использованы результаты этих работ.

На границе жидкой пленки и газового пограничного слоя должны выполняться законы сохранения энергии, массы, импульса и химических элементов. Первые три

дают

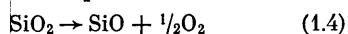
$$\begin{aligned} q_R(1-r) - q_1 &= \lambda \partial T_1 / \partial y + (v_w - \delta) \rho_w Q_1 \\ \rho_w(v_w - \delta) &= \rho_1(v_1 - \delta) \\ \mu_1 \partial u_1 / \partial y &= \mu_w (dp / dx) / \rho_w(v_w - \delta) \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь  $q_R$  — лучистый поток, падающий на стенку со стороны газа,  $r$  — коэффициент отражения,  $q_1$  — поток, излучаемый стенкой,  $\lambda$  — эффективный коэффициент теплопроводности,  $T$  — температура,  $v$  — скорость течения по нормали к поверхности,  $u$  — по касательной,  $Q_1$  — теплота испарения,  $x, y$  — координаты вдоль поверхности и по нормали к ней. Величины с индексом 1 относятся к жидкой пленке, с индексом  $w$  — к газовому пограничному слою.

Неравновесное испарение описывается формулой Кнудсена — Ленгмюра [5]

$$\rho v = f(2m / \pi R^* T_w)^{1/2} (p^* - p) \quad (1.3)$$

В этой формуле  $p$  — парциальное давление,  $m$  — молекулярный вес паров  $\text{SiO}_2$ ,  $f$  — коэффициент аккомодации,  $p^*$  — равновесное давление паров при данной температуре  $T_w$ ,  $R^*$  — универсальная газовая постоянная. После испарения может произойти диссоциация молекулы  $\text{SiO}_2$  на  $\text{SiO}$  и  $\text{O}$  в соответствии с реакцией

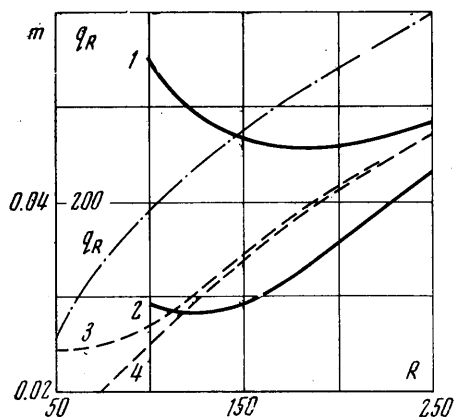


Если реакция протекает равновесно, то парциальные давления этих компонент удовлетворяют соотношению

$$p_2 p_3 / p_1 = K(T) \quad (1.5)$$

Здесь  $K(T)$  — константа равновесия, а индексы 1, 2, 3 соответствуют компонентам  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}$ ,  $\text{O}_2$ . При равновесной диссоциации в правую часть уравнения энергии (1.2) нужно добавить член  $(v_w - \delta)(\rho_2 + \rho_3)Q_2$  ( $Q_2$  — теплота диссоциации). Кроме того, из предположения о равенстве нулю диффузионных потоков к стенке и (1.4) следует

$$p_3 = 1/2 p_2 \quad (1.6)$$



Фиг. 1

Условия (1.2), (1.3), (1.5), (1.6) замыкают задачу и позволяют рассчитать скорость абляции вблизи критической точки, если известны физические параметры течения и материалы покрытия.

2. По изложенной схеме было проведено много расчетов, в которых варьировались те или иные определяющие параметры. В результате выявилась существенная специфика абляции рассматриваемых материалов.

Так, при расчете разрушения стекловидного тела в условиях гиперзвукового обтекания оказалось, что хотя радиационный поток к стенке монотонно возрастает с увеличением радиуса, скорость разрушения в зависимости от радиуса тела изменяться не всегда монотонно.

На фиг. 1 приведены графики скорости разрушения  $\dot{m}$  (в г/см²·сек) и лучистого потока  $q_R$  (в кал/см²·сек) в зависимости от радиуса притушения  $R$  (в см).

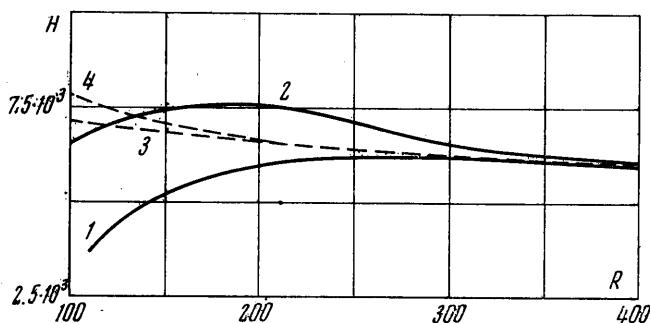
Сплошные кривые относятся к случаю замороженной диссоциации  $\text{SiO}_2$ , штриховые — к равновесной. Параметры внешнего течения и величина лучистого потока брались из работы [6]. Излучение в теле учитывалось в приближении лучистой теплопроводности, причем средний свободный пробег излучения  $l_R$  был равен для кривых 1, 3 0.05 см, для кривых 2, 4 0.01 см. Величина  $\epsilon = 0.8$ , остальные физические параметры, как у кварцевого стекла.

В некоторых случаях при небольших  $R$  скорость разрушения начинает возрастать с уменьшением  $R$ . Это связано с тем, что при уменьшении радиуса возрастает градиент давления, и унос в жидкой фазе может увеличиться настолько, что компенсирует уменьшение скорости испарения, обусловленное падением  $q_R$ . Учет или неучет трения на поверхности тела почти не влияет на наличие и величину этого минимума. Значение коэффициента теплопроводности тела определяет полноту профиля температуры в жидкой пленке и поэтому очень сильно влияет на ход кривой.

Рассмотрим влияние равновесности или замороженности реакции диссоциации  $\text{SiO}_2$  на поверхности тела. Казалось бы, расчет с равновесной диссоциацией должен дать более низкие скорости разрушения, чем с замороженной. Однако, как видно из фиг. 1, это не всегда так. Дело в том, что учет равновесности приводит к понижению парциального давления паров  $\text{SiO}_2$  над поверхностью и в силу (1.3) к снижению тем-

пературы поверхности. При этом уменьшается унос в жидкой фазе. С другой стороны, происходит уменьшение потока  $q_1$ , излучаемого стенкой (для случая непрозрачного материала  $q_1 = \epsilon \sigma T^4$ ) и увеличение суммарного теплового потока, который стенка поглощает. В результате может увеличиться унос в газовой фазе и общая скорость разрушения, несмотря на поглощение теплоты диссоциации.

Отметим далее, что наличие неравновесной реакции диссоциации вблизи поверхности при сильном вдуве и оптически прозрачном погранслое приводит к падению температуры вдуваемых газов по мере удаления их от стенки. Действительно, конвективные потоки с внешней границы газового пограничного слоя равны нулю в силу асимптотических величин вдува, а выделение тепла из-за излучения отсутствует



Фиг. 2

(оптически прозрачный пограничный слой), поэтому проходящая с некоторой скоростью реакция вызывает понижение температуры. В этом случае поток тепла направлен не от газа к стенке, а наоборот, и в уравнение энергии (1.2) необходимо добавить соответствующий член.

Если коэффициент поглощения в жидкой пленке не слишком велик, то лучистый поток от нагретых газов будет проходить через поверхность тела, лишь частично отразившись на ней. Поглощение этого потока произойдет не на поверхности, а в глубине тела. Тогда для излучательных членов нужно писать отдельное условие, исключив их из (1.2), как это сделано в [4]. Так как при сильном вдуве и оптически прозрачном пограничном слое конвективный поток от газа равен нулю или направлен от стенки к газу, то из подправленного соотношения (1.2) следует, что температура в жидкой пленке должна быть выше, чем на поверхности, а конвективный тепловой поток направлен изнутри тела к стенке.

Таким образом, при этих условиях в жидкой пленке всегда будет максимум температуры, возможность появления которого была установлена в [4]. В газовом пограничном слое будет минимум температуры, а конвективные тепловые потоки будут направлены изнутри тела к газу, т. е. противоположно тому, что обычно имеет место.

Поток  $q_1$ , излучаемый стенкой, зависит не только от температуры поверхности, но и от распределения температур внутри тела. Поэтому коэффициент черноты  $\epsilon$ , понимаемый как  $q_1 / \sigma T_w^4$ , определяется фактически всем решением задачи, если средний свободный пробег излучения в пленке достаточно велик. При наличии максимума температуры внутри тела возможно даже появление  $\epsilon > 1$ .

Специфической особенностью разрушения оплавливающих материалов, которую здесь необходимо отметить, является следующее. При некоторых условиях снижение теплового потока к стенке аблирующего тела вызывает не уменьшение скорости абляции, как можно было бы ожидать, а ее увеличение. Подробное физическое объяснение этого эффекта и результаты расчетов приведены в [7].

На фиг. 2 приведены графики, показывающие, что эффективная энтальпия разрушения

$$H = q_R / \rho_w (v_w - \dot{s})$$

не является постоянной величиной, а зависит от физических параметров, определяющих абляцию, и от принятой модели разрушения. Значения физических параметров, соответствующих различным кривым, такие же, как на фиг. 1 (величина  $\dot{H}$  дана в кал/г).

Повышение  $H$  с уменьшением радиуса тела  $R$  происходит за счет уменьшения радиационного потока  $q_R$ , при почти неизменном потоке  $q_1$ . Небольшой загиб и уменьшение  $H$  при малых  $R$  объясняются значительным растеканием жидкой пленки под действием увеличивающегося градиента давления и сил трения. Влияние заморженности или равновесности диссоциации  $\text{SiO}_2$  ясно видно из графиков.

Поступила 11 I 1971

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шмидт. Абляционные материалы в космической технике. *Вопр. ракетн. техн.*, 1970, № 6.
2. Гершбейн Э. А. Ламинарный многокомпонентный пограничный слой при больших вдувах. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1970, № 1.
3. Апштейн Э. З. Разрушение стекловидного тела в гиперзвуковом потоке газа с учетом лучистой теплопроводности внутри тела. *Инж.-физ. ж.*, 1969, т. 17, № 1.
4. Апштейн Э. З., Ефимова Л. Г. О лучистом переносе внутри оплавливающегося тела. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1970, № 1.
5. Кучеров Р. Я., Рикенглас Л. Э. О гидродинамических граничных условиях при испарении и конденсации. *ЖЭТФ*, 1959, т. 57, вып. 1(7).
6. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1970, № 1.
7. Апштейн Э. З. Эффект возрастания скорости абляции оплавливающегося материала при снижении теплового потока. *Докл. АН СССР*, 1972, т. 203, № 2.

УДК 536.3

## РАСЧЕТ ЛУЧИСТОГО ТЕПЛОБМЕНА МЕЖДУ ПЛОСКИМИ СТРУЯМИ СЕРОГО ГАЗА

Н. В. КИРСАНОВ (Москва)

Часто при решении задач о лучистом теплообмене в движущемся газе рассматриваются одномерные уравнения переноса излучения, в которых интенсивность излучения является функцией координаты и угла [1]. Чтобы точно учесть зависимость от направления, надо дивергенцию лучистого потока, входящую в уравнение энергии, выразить через интегроэкспоненциальные функции и свести задачу к квадратурам.

При решении таких задач конечно-разностными методами приходится делать дополнительные предположения о виде зависимости подынтегральных функций от координат, что позволяет получить выражение для дивергенции лучистого потока в каждой точке разностной схемы.

Однако реализация такого подхода связана с большими затратами машинного времени и памяти, так как в большом числе расчетных узлов приходится проводить громоздкие вычисления рядов, описывающих интегроэкспоненциальные функции или находить их из таблиц. Поэтому до настоящего времени такие методы решения задач не использовались.

В данной работе изложен конечно-разностный метод расчета лучистого потока, позволяющий строго учесть зависимость излучения от угла, и в качестве примера его применения решена модельная задача о струйном течении излучающего газа. Исследованы вопросы, связанные с ускорением процесса счета и определена зависимость точности вычисления интегроэкспоненциальных функций в виде рядов от числа учитываемых членов, а так же область применения асимптотических приближений.

1. Рассмотрим задачу о лучистом теплообмене между струей газа, содержащей объемные источники выделения энергии и истекающей из бесконечной плоской щели, и спутным потоком газа, считая картину течения симметричной.

Пусть температура струи в процессе движения меняется из-за выделения энергии объемными источниками и переноса энергии излучением, а температура потока, не содержащего объемных источников энергии, повышается за счет поглощения излучения.

Ограничим рассмотрение случаем, когда перенос энергии теплопроводностью пренебрежимо мал по сравнению с излучением и конвекцией. Кроме того, предположим, что продольные градиенты интенсивности излучения и лучистого потока много меньше соответствующих градиентов в поперечном направлении, и справедливо приближение локального одномерного слоя, при котором излучение в каждом поперечном сечении считается одномерным, но зависящим от значений температуры, плотности и других параметров, изменяющихся вдоль оси.

Система уравнений плоского пограничного слоя для струйного течения излучающего серого газа с учетом сделанных предположений имеет вид

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0$$