

УДК 533.6

## РАДИАЦИОННЫЙ ТЕПЛОБМЕН В ИЗЛУЧАЮЩЕМ, ПОГЛОЩАЮЩЕМ И РАССЕЙВАЮЩЕМ СЖАТОМ СЛОЕ

ЮРЕВИЧ Ф. Б.

Разрушение углеродистых материалов в условиях интенсивного радиационно-конвективного аэродинамического нагрева сопровождается образованием не только газообразных продуктов разрушения, но и большого количества микрочастиц [1, 2]. В [1] установлено, что в пристеночную область сжатого слоя может вдуваться до 60% общей массы уноса в виде микрочастиц различного дисперсного состава. Эффективность экранирования излучения такой смесью пары — микрочастицы определяется не только способностью газа поглощать излучение, но и рассеивающей и поглощающей способностью конденсированных частиц.

Оптические свойства частиц отличаются от оптических свойств газообразных продуктов разрушения. Для газов характерна крайне нерегулярная зависимость коэффициента поглощения от длины волны, и они хорошо поглощают лучистую энергию лишь в отдельных спектральных диапазонах, особенно в области коротких длин волн. Для систем с микрочастицами характерно плавное изменение коэффициентов ослабления и рассеяния в зависимости от длины волны и, как следствие этого, они хорошо ослабляют радиационные тепловые потоки в широком диапазоне изменения длин волн. В этом состоит одно из основных преимуществ экранирующего действия вдува газопылевых охладителей.

Расчет тепло- и массообмена в таких двухфазных излучающих, поглощающих и рассеивающих сжатых слоях до сих пор не проводился из-за трудностей учета анизотропного рассеяния энергии на микрочастицах. Не установлен также механизм образования микрочастиц, их фракционный состав, не изучен межфазный теплообмен между конденсированными частицами и высокоэнтальпийным газом и т. д. Цель настоящей работы — исследование экранирования излучения из высокотемпературной части сжатого слоя двухфазными продуктами разрушения графитового осесимметричного тела для следующих условий обтекания гиперзвуковым потоком воздуха:  $V_\infty = 12-18$  км/с,  $p_\infty = 10^5$  Па,  $R = 1-3$  м и  $\rho_\infty/\rho_0 = (2,54-5,73) \cdot 10^{-4}$ . Рассматриваются установившийся и неустановившийся сублиминационные режимы разрушения графита с интенсивным вдувом.

1. Микрочастицы хорошо следят за скоростью движения газообразных продуктов разрушения графита [3], поскольку графит является сравнительно легким веществом ( $\rho \approx 2,0$  г/см<sup>3</sup>), а микрочастицы малы (минимальный радиус  $r_1 = 0,01$  мкм, максимальный  $r_2 = 2$  мкм).

Для исследуемых условий в зависимости от параметра вдува  $f_w = \rho_w V_w / \rho_\infty V_\infty$  линейная скорость вдува газообразных продуктов массоуноса изменяется от 1 м/с для слабых ( $f_w \leq 0,02$ ) до 18 м/с для интенсивных вдувов.

Учитывая все это, а также малую концентрацию частиц и то, что они занимают незначительный объем (объемная концентрация  $(0,2-1,13) \times 10^{-5}$ ), можно положить, что присутствие частиц таких размеров слабо отразится на характере обтекания, термодинамических и переносных свойствах газа. Это позволяет использовать профили необходимых величин (температуры, скорости и др. параметров), полученных при расчетах сжатого слоя для незапыленных паров углерода [4, 18], и описать течение в окрестности линии торможения с помощью уравнений тонкого вязкого сжатого слоя для многокомпонентного газа [5-7]:

$$2\rho \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) = - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1.3)$$

$$\rho v \frac{\partial H}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left( - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_j J_j H_j + q^R \right) \quad (1.4)$$

$$\rho v \frac{\partial \alpha_k}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left( \sum_j \gamma_{kj} J_j \right) \quad (1.5)$$

Здесь  $T$ ,  $H$ ,  $p$  — температура, энтальпия и давление,  $J$  — диффузионный поток массы,  $\alpha$  — массовое содержание химического элемента в газовой смеси,  $\gamma_{kj}$  — массовое содержание химического элемента  $k$  в химическом компоненте газовой смеси  $j$ ,  $q^R$  — плотность потока излучения.

Суммирование в уравнениях (1.4) и (1.5) проводится по всем учитываемым химическим компонентам газа в сжатом слое. Индекс  $k$  в (1.5) обозначает имеющиеся в смеси химические элементы С, О, N.

В качестве граничных условий на скачке используются обобщенные условия Ренкина — Гюгонно, а на разрушающейся поверхности задаются условия неразрывности потока массы, равенства температуры газа и поверхности тела и баланса массы химических элементов [5, 7].

Рассматривается равновесное течение в сжатом слое. Диффузионные потоки определялись по соотношениям Стефана — Максвелла с помощью приближенной методики, описанной в [8, 9].

Для расчета радиационного теплообмена с учетом рассеяния излучения систему уравнений (1.1) — (1.5) необходимо дополнить интегродифференциальным уравнением переноса [10]:

$$\mu \frac{\partial I_\lambda(\tau_\lambda, \mu)}{\partial \tau_\lambda} = - I_\lambda(\tau_\lambda, \mu) + \frac{Sc_\lambda}{2} \int_{-1}^1 I_\lambda(\tau_\lambda, \mu') P(\mu, \mu') d\mu' + (1 - Sc_\lambda) I_{b,\lambda}(\tau_\lambda) \quad (1.6)$$

Здесь  $I$  — интенсивность излучения,  $\mu = \cos \theta$ ,  $Sc_\lambda = \beta_\lambda / k_\lambda$  — критерий Шустера,  $\tau_\lambda = \int_0^y k_\lambda dy$  — оптическая толщина,  $\beta_\lambda$ ,  $k_\lambda$  — коэффициенты рассеяния и ослабления излучения соответственно, индекс  $\lambda$  обозначает монокроматические величины, а  $b$  — абсолютное черное тело.

Функция  $P(\mu, \mu')$  получается из нормированной индикатрисы рассеяния

$$\Gamma(\theta) = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i p_i(\cos \theta)$$

путем использования известных теорем о свойствах полиномов Лежандра и последующего интегрирования по азимутальному углу [11]:

$$P(\mu, \mu') = 1 + \sum_{i=1}^n a_i P_i(\mu) P_i(\mu')$$

где  $a_i$  — коэффициенты разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра,  $P_i(\mu)$  — полиномы Лежандра  $i$ -го порядка.

Уравнение переноса излучения в пренебрежении рассеянием на микрочастицах значительно упрощается

$$\mu \frac{dI_\lambda}{dy} = k_\lambda' (I_{\text{вн}} - I_\lambda)$$

где  $k_\lambda'$  — коэффициент поглощения газа.

Трудность расчета радиационного теплообмена с учетом рассеяния состоит в выборе метода решения интегродифференциального уравнения (1.6). В настоящей работе применяется метод решения этого уравнения, основанный на использовании первого приближения метода двойных сферических гармоник, в результате чего интегродифференциальное уравнение преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений 4-го порядка [12]. Погрешность метода при определении радиационных тепловых потоков не превышала 5%.

Граничные условия к этой системе уравнений для слоя продуктов разрушения графита, в котором присутствуют конденсированные микрочастицы, описаны в [13].

На внешней границе двухфазного слоя с оптической толщиной  $\tau_\lambda = \int_0^{\Delta_0} k_\lambda dy = \tau_{\lambda_0}$  задана интенсивность излучения, поступающая из высоко-

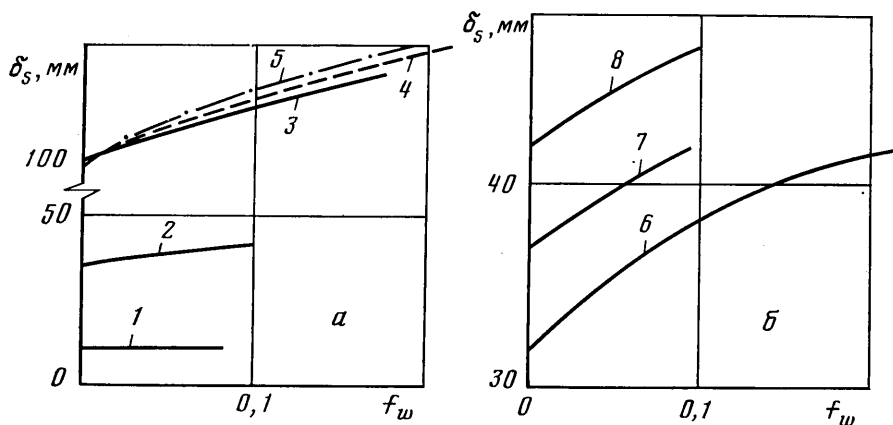
котемпературной части сжатого слоя. На разрушающейся поверхности  $\tau_\lambda = 0$  ( $y=0$ ) задана интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре поверхности, которая изменяется в зависимости от условий обтекания в пределах  $T_w = 4050 - 4130$  К.

Постановка задачи о кинетике испарения микрочастиц при вдуве их в излучающий сжатый слой и выборе толщины двухфазного экранирующего слоя приведены в [3]. Оптические свойства микрочастиц взяты из [16].

2. Задача решалась для линии торможения осесимметричного тела. Радиационный тепловой поток как с учетом рассеяния, так и без него рассчитывался с использованием модели одномерного бесконечного плоскопараллельного слоя с оптическими свойствами, существенно зависящими от длины волны. Считается, что в этом случае все физические характеристики являются функциями только одного параметра — расстояния от стенки  $y$  или оптической толщины  $\tau_\lambda$ . Толщина сжатого слоя  $\delta$ , и распределение параметров поперек его остаются такими же, как и в окрестности линии торможения при реальной геометрии излучающего слоя. Это приближение правомерно постольку, поскольку при гиперзвуковых скоростях обтекания толщина сжатого слоя  $\delta$ , обычно намного меньше радиуса кривизны тела  $R$ . Таким образом, сжатый слой представляется в виде плоского селективно поглощающего, излучающего и анизотропно рассеивающего слоя. Характер изменения его толщины в случае вдува газообразных продуктов разрушения показан на фиг. 1.

На фиг. 1, *a* данные соответствуют скорости  $V_\infty = 15$  км/с, на фиг. 1, *б* — радиусу 1 м. Кривые 1–3 соответствуют  $R = 0,3, 1, 3$  м, кривые 6–8 —  $V_\infty = 18, 15, 12$  км/с и относятся к вдуву газообразных продуктов разрушения графита. Видно, что рост скорости вдува газообразных продуктов разрушения графита, воздуха (кривая 4) и продуктов разрушения углепластика на фенольном связующем (кривая 5) с массовым содержанием кислорода 0,049, азота 0,009, углерода 0,92 и водорода 0,022 ( $V_\infty = 15,24$  см/с,  $p = 0,6 \cdot 10^5$  Па,  $R = 3$  м [15]) приводит к увеличению отхода ударной волны. При этом чем больше радиус затупления  $R$ , тем сильнее проявляется это влияние. Толщина излучающего сжатого слоя зависит от скорости обтекания  $V_\infty$  и  $R$ . Вдув микрочастиц практически не сказывается на толщине сжатого слоя, так как частицы полностью испаряются в пристеночной области.

В зависимости от распределения физических параметров всю область течения в сжатом слое при интенсивном вдуве можно разделить на несколько характерных зон: высокотемпературная невязкая область, расположенная сразу за ударной волной, в которой присутствуют ионизованные компоненты газов набегающего потока; зона смешения, представляющая собой оттесненный продуктами разрушения пограничный слой; и наконец, слой, который состоит преимущественно из молекулярных продуктов разрушения графита. За толщину последнего принято расстояние от поверхности тела до границы, на которой концентрация газооб-



Фиг. 1

разных продуктов разрушения графита составляет 99%. Поэтому зона паров находится непосредственно у разрушающейся поверхности. В ней присутствуют конденсированные микрочастицы.

Оторвавшись от поверхности, микрочастицы, прежде чем испарятся, проникают на значительную глубину в сжатый слой. В условиях интенсивного вдува поверхность тела воспринимает лишь радиационные тепловые потоки, а конвективный поток почти полностью блокируется еще в зоне смешения, куда конденсированные частицы практически не проникают. Поэтому их присутствие будет сказываться лишь на эффективности экранирования излучения.

Наличие микрочастиц в зоне паров сильно усложняет расчет радиационного теплообмена, так как перенос излучения с одновременным учетом поглощения и рассеяния затруднителен. Однако для рассматриваемых условий обтекания задача существенно облегчается. В [13] показано, что основная часть радиационной энергии, поступающей к разрушающейся поверхности графита из невязкой части излучающего сжатого слоя, заключена в спектральном диапазоне 0,114–6,6 мкм. В этой части спектра газообразные продукты разрушения графита прозрачны для излучения. Исключение составляет спектральная область  $\lambda=0,2-0,62$  мкм, в которой в зависимости от режима обтекания заключено 4–11% лучистой энергии. Однако оптическая плотность газового слоя небольшая, что позволяет раздельно учитывать эффекты поглощения и рассеяния. В этом спектральном интервале имеет место частичное поглощение излучения в полосах молекул  $C_2$  и  $C_3$ . Поэтому для этого диапазона сначала учитывалось поглощение излучения парами углерода, а затем рассчитывалось экранирование прошедшего излучения на конденсированных микрочастицах, в предположении, что пары прозрачны. В этой связи радиационный тепловой поток к разрушающейся поверхности определялся в два этапа. Для незапыленного сжатого слоя он находился по формуле

$$q^R(y) = 2\pi \int_0^\infty d\lambda \int_0^{\delta_s} I_{b\lambda}(y') E_2 \left( \left| \int_{y'}^y k_\lambda'(y'') dy'' \right| \right) \text{sign}(y-y') dy'$$

Для упрощения расчетов и обеспечения возможности учета наложения сплошного и линейчатого спектров функция  $E_2(\tau_\lambda)$  аппроксимируется суммой экспонент

в виде

$$E_2(\tau_\lambda) = \frac{4}{9} \exp(-2\tau_\lambda) + \frac{5}{18} \{ \exp[-(5-\sqrt{15})\tau_\lambda] + \exp[-(5+\sqrt{15})\tau_\lambda] \}$$

При проведении расчетов весь рассматриваемый спектральный диапазон  $\lambda = 0,05-10$  мкм разбивался на 96 неравномерных участков, внутри каждого из которых все функции считались постоянными, а коэффициенты поглощения сплошного спектра заменялись средними. Индивидуально учитывалось 140 интенсивных мультиплетов атомов и ионов азота, кислорода и углерода. Методика вычисления радиационных тепловых потоков с учетом влияния многокомпонентной диффузии на диффузионные потоки массы химических компонентов, переносные и оптические свойства частично ионизированных газовых смесей подробно описана в [4, 7].

На втором этапе учитывалось ослабление излучения конденсированной фазой. Методика расчета изложена в [13]. В этом случае весь спектральный диапазон разбивался на 23 интервала разной величины, в каждом из которых оптические свойства брались средними. Для расчета оптических свойств необходимо знать дисперсный состав микрочастиц.

Анализ данных по влиянию микроструктуры среды на оптические свойства газозвесей применительно к спектральному составу энергии при гиперзвуковом обтекании тела с радиусом кривизны  $R=1$  м,  $V_\infty=18$  км/с и  $P=10^5$  Па показал, что двухфазные системы сжатых частиц имеют оптимальный с точки зрения экранирования излучения применительно к воздушному сжатому слою дисперсный состав при модальном радиусе  $r_0=0,1$  мкм и  $b=4$  [16]. Поэтому для описания распределения частиц по размерам выбрана нормированная функция в виде гамма-распределения

$$f(r) = Ar^b \exp \left[ -b \left( \frac{r}{r_0} \right) \right]$$

с минимальным радиусом микрочастиц  $r_1=0,01$  мкм и максимальным радиусом  $r_2=2,0$  мкм. Здесь коэффициент  $A$  — нормировочный множитель,  $r_0$  — модальный радиус,  $r$  — текущий радиус, а параметр  $b$  характеризует относительную полуширину функции распределения. Подбором этих коэффициентов можно аппроксимировать функцию распределения частиц по размерам, полученную, например, из эксперимента.

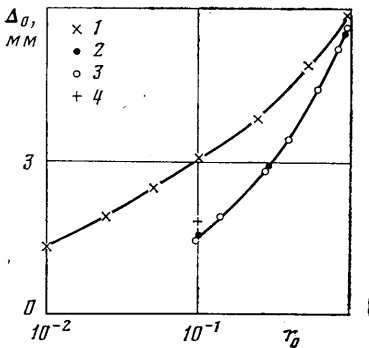
На поведение микрочастиц в потоке существенное влияние оказывает характер их нагрева: столкновительный или радиационный. В [3] на примере отдельной частицы показано, что температура частиц после их отрыва от стенки при движении поперек излучающего сжатого слоя может снижаться. Аналогичная картина наблюдается и при вдуве ансамбля микрочастиц.

На фиг. 2 приведены глубина проникновения отдельной частицы (кривая 1), а также моно- (кривая 2, 10 вес.%) и полидисперсных фракций с 10 (кривая 3) и 20%-ным (кривая 4) содержанием по весу частиц в зависимости от начального радиуса  $r_0$  для следующих условий:  $V_\infty=18$  км/с,  $R=1$  м,  $P=10^5$  Па,  $f_w=0,14$ ,  $q_0^R=6,9$  кВт/см<sup>2</sup>,  $q_w^R=4,44$  кВт/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что кривые 2—4 получены с учетом поглощения в системах полос молекулы  $C_3$  по уточненной оптической модели [17]. В случае вдува газообразных продуктов разрушения это привело к снижению величины интегрального теплового потока  $q_w^R$  на 16,2%, а в интервале длин волн 0,12—0,18 мкм тепловой поток снизился на 50,3%. Поглощение излучения молекулами  $C_3$  приводит к некоторому повышению температуры в слое паров и, естественно, к уменьшению глубины проникновения микрочастиц в сжатый слой, особенно в области малых  $r_0$ . Увеличение концентрации частиц с 10 (кривая 3) до 20% (кривая 4) приводит к росту глубины проникновения микрочастиц с  $r_0=0,1$  мкм на 16%.

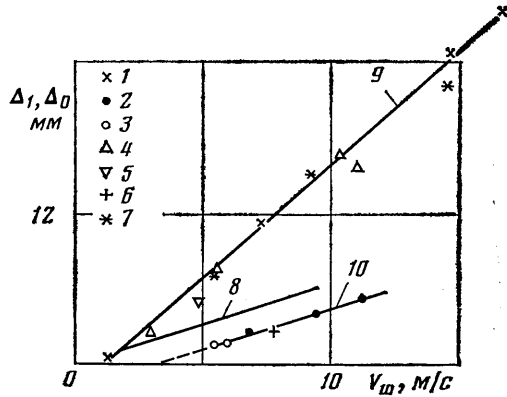
Обращает на себя внимание то обстоятельство, что за счет эффективного испарительного охлаждения микрочастиц в условиях их преобладающего радиационного нагрева возможно охлаждение (а не нагрев) стенки двухфазными продуктами разрушения покрытия. Такое явление объясняется тем, что после отрыва микрочастиц от стенки поверхность их испарения увеличивается примерно в два раза, а нагреву по-прежнему подвергается лишь облучаемая сторона. В силу малого размера частиц

считается, что в начальный момент они равномерно прогреты до температуры поверхности  $T_w$ . Следует подчеркнуть, что такой эффект наблюдается лишь при преимущественном радиационном (по сравнению со столкновительным) нагреве частиц.

На фиг. 2 видно также, что микрочастицы моно- и полидисперсных газозвесей с одинаковой весовой концентрацией проникают в сжатый слой на одинаковую глубину, которая в зависимости от режима является функцией  $r_0$ . Это указывает на изменение фракционного состава частиц поперек двухфазного слоя. Для учета рассеяния в случае малых оптиче-



Фиг. 2



Фиг. 3

ских толщин, как это имеет место в настоящей работе, такая неоднородность не имеет существенного значения. Здесь более важны массовая концентрация частиц и их функция распределения по размерам. Поэтому распределение микрочастиц в экранирующем двухфазном слое принято равномерным по объему.

Изменять степень экранирования излучения в двухфазной пристеночной области сжатого слоя можно помимо изменения концентрации частиц еще и путем изменения толщины экранируемого слоя. При разрушении графита она самоустанавливается и будет зависеть от интенсивности теплообмена и скорости вдува газообразных продуктов разрушения. На фиг. 3 приведены результаты расчета для следующих условий ( $p = 10^5$  Па): 1 —  $V_w = 18$  км/с,  $R = 3$  м; 2 — 18 км/с, 1 м; 3 — 15 км/с, 1 м; 4 — 15 км/с, 3 м; 5 — 12 км/с, 3 м; 6 — 12 км/с, 1 м; 7 — 12—18 км/с, 3 м; 8 — 12—18 км/с, 1 м. Глубина проникновения микрочастиц (кривая 9) с начальным радиусом  $r_0 = 1$  мкм (точки 7 на фиг. 3) для тел с радиусом затупления  $R = 3$  м примерно равна толщине зоны паров (точки 1, 4, 5), полученной по профилю равновесной концентрации компонентов путем решения системы уравнений (1.1) — (1.5). Для тел с радиусом затупления  $R = 1$  м глубина проникновения частиц (кривая 8) несколько больше толщины зоны паров  $\Delta_1$  (кривая 10, которая построена по точкам 2, 3 и 6). При расчетах за толщину двухфазного слоя принималась глубина, равная толщине зоны паров графита. Исключение составляют режимы обтекания тел с  $R = 1$  м при скорости вдува продуктов разрушения  $V_w \leq 4,5$  м/с. В этом случае принималась глубина проникновения частиц в сжатый слой по кривой 8 согласно фиг. 3.

Из этого рисунка следует также, что при скоростях вдува продуктов разрушения  $V_w = 4,5$  м/с для затупленных тел радиуса  $R = 1$  м и при  $V_w \leq 1,2$  м/с ( $R = 3$  м) слой паров отсутствует и к разрушающейся поверхности могут проникать компоненты набегающего потока.

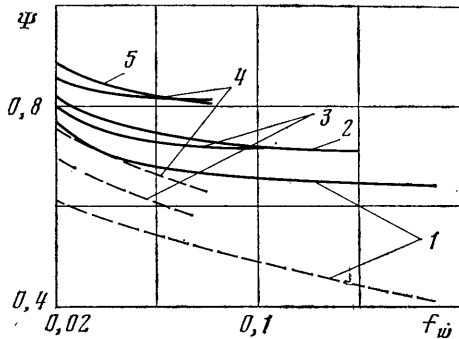
Для интегрирования по углам полусферическое пространство разбивалось на три части, в которых спектральная интенсивность считалась

не зависимой от угла. В качестве узлов выбраны углы:  $\theta_1=27,5^\circ$ ,  $\theta_2=60^\circ$  и  $\theta_3=83,5^\circ$ .

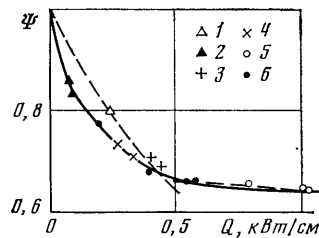
При анализе радиационного теплообмена сделаны следующие допущения: имеется локальное термодинамическое равновесие, частота излучения при рассеянии не изменяется, скорость распространения излучения не зависит от параметров среды и поляризационные эффекты при рассеянии не учитываются. Пренебрежение поляризационными эффектами приводит к погрешности в величине интенсивности, не превышающей 1% [19].

Фракционный состав микрочастиц принят в соответствии с [16].

Из распределения температуры в слое паров, толщина которого может изменяться от 1 до 24,6 мм и более, следует, что пространственную область



Фиг. 4



Фиг. 5

двухфазного слоя можно считать изотермической. Этому способствует также сублимация микрочастиц и диссоциация молекул  $C_2$  и  $C_3$ . Поэтому при решении задачи с учетом рассеяния излучения температура в двухфазном слое принималась равной температуре поверхности покрытия.

3. Рассчитывались радиационные тепловые потоки к разрушающейся поверхности с учетом экранирования излучения газообразными продуктами разрушения и микрочастицами. Эффективность экранирования оценивалась по степени ослабления плотности потока излучения. На фиг. 4 показано ослабление излучения газообразными продуктами (сплошные линии) и парами углерода совместно с микрочастицами, составляющими 10% от  $\rho_w V_w$  (штриховые линии) в зависимости от режима обтекания и параметра вдува. Кривые соответствуют следующим параметрам ( $p=10^5$  Па): 1 —  $V_\infty=18$  км/с,  $R=1$  м; 2 — 15 км/с, 3 м; 3 — 15 км/с, 1 м; 4 — 12 км/с, 1 м; 5 — 12 км/с, 3 м. Видно, что вдув как газообразных продуктов разрушения, так и газозвеси ведет к монотонному снижению радиационного теплового потока к разрушающейся поверхности.

Если при больших вдувах газообразных продуктов значения  $\psi=q_w^R/q_0^R$  (здесь  $q_w^R$  и  $q_0^R$  — плотность потока излучения к проницаемой и непроницаемой поверхностям) стремятся к некоторым предельным значениям, то при вдуве газозвеси для всего диапазона изменения  $f_w$  наблюдается асимптотическое снижение радиационного теплового потока. Объяснить это можно тем, что при увеличении вдува увеличивается линейная скорость вдува  $V_w$  и возрастает толщина зоны паров (фиг. 3), а следовательно, и толщина двухфазного слоя  $\Delta_0$ , и, кроме того, ослабление излучения в отличие от газообразных продуктов происходит во всем спектральном диапазоне. Из фиг. 4 следует также, что степень ослабления излучения как газообразными продуктами разрушения, так и парами совместно с микрочастицами увеличивается с возрастанием скорости полета (кривые 1, 3, 4). С увеличением радиуса затупления  $R$  присутствие микрочастиц сказывается более заметно на ослаблении радиационного тепло-

обмена, что объясняется прежде всего существенным увеличением толщины двухфазного слоя (фиг. 3).

Интересно отметить, что для интенсивного вдува сплошные кривые, представленные на фиг. 4 для различных режимов, хорошо, как это следует из фиг. 5, обобщаются зависимостью в виде  $\psi=f(Q)$ , где  $Q=q_0^R f_w/\Delta$ , для следующих режимов ( $p=10^5$  Па): 1 —  $V_\infty=12$  км/с,  $R=1$  м, 2 — 12 км/с, 3 м; 3 — 15 км/с, 1 м; 4 — 15 км/с, 3 м; 5 — 18 км/с, 1 м; 6 — 18 км/с, 3 м. Здесь  $\Delta$  — толщина экранирующего слоя. За эту величину принята сумма толщин слоя паров  $\Delta_1$  и зоны смещения  $\Delta_2$ . С погрешностью, не превышающей 8%, эта зависимость (штриховые линии) описывается следующими выражениями:

$$\psi=1,1^{-0,9Q} \quad (Q<0,5)$$

$$\psi=0,685^{-0,05Q} \quad (Q\geq 0,5)$$

Таким образом, оценку эффективности экранирования излучения газообразными продуктами разрушения при интенсивном вдуве можно свести

Таблица 1

$v_\infty$ , км/с	$p \cdot 10^{-5}$ , Па	$R$ , м	$f_w$	$\Delta_1$ , мм	$\Delta_2$ , мм	$\Delta$ , мм
12	1	1	0,08	2,42	5,68	8,1
12	1	3	0,031	2,17	9,33	11,5
12	1	3	0,05	5,53	9,97	15,5
15	1	1	0,07	1,57	5,68	7,25
15	1	1	0,077	1,77	6,26	8,03
15	1	3	0,07	7,61	10,09	17,7
15	1	3	0,13	16,4	10,12	26,52
15	1	3	0,14	17,5	9,6	27,1
18	1	1	0,10	2,52	6,24	8,76
18	1	1	0,14	3,97	5,43	9,4
18	1	1	0,17	5,18	6,08	11,26
18	1	3	0,03	0,55	11,48	12,03
18	1	3	0,11	11,4	12,4	23,8
18	1	3	0,22	24,6	9,3	33,9
18	1	3	0,25	27,8	12,1	39,9

к вычислению интегрального теплового потока на непроницаемой поверхности  $q_0^R$  и определению толщины экранирующего слоя и параметра вдува  $f_w$ .

Толщина экранирующего слоя для некоторых характерных режимов приведена в табл. 1. Из таблицы следует, что при росте параметра вдува из-за увеличения скоростного напора вдуваемых газов происходит утолщение зоны паров  $\Delta_1$  и экранирующего слоя, в то же время толщина зоны смещения  $\Delta_2$  может даже несколько снижаться.

В табл. 2 приведены параметры, характеризующие структуру сжатого слоя и эффективность ослабления излучения газообразными продуктами массоноса и газозвесьями (10 вес.%) при  $p=10^5$  Па для функции распределения частиц по размерам с  $r_0=0,1$  мкм и  $b=4$ . Из таблицы видно, что из-за ослабления излучения микрочастицами (10% унесенной массы) к разрушающейся поверхности в зависимости от режима обтекания может поступать от 88,2 до 31,5% падающего на двухфазный слой радиационного теплового потока. При этом следует учитывать, что при интенсивном вдуве относительная объемная концентрация микрочастиц  $c_0$  для одинакового (10 вес.%) содержания их изменяется незначительно (согласно табл. 2  $c_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ ). Поэтому оптическая плотность двухфазного слоя, характеризующая собой ослабление излучения, будет определяться его толщиной. Проведенная оценка влияния толщины двухфазного слоя для трех режимов обтекания ( $b=4$ ,  $r_0=0,1$  мкм,  $p=10^5$  Па; 1 —  $V_\infty=18$  км/с,



$R=3$  м,  $f_w=0,22$ ,  $c_v=0,5 \cdot 10^{-5}$ ,  $2-18$  км/с,  $1$  м,  $0,14$ ,  $0,497 \cdot 10^{-5}$ ;  $3-15$  км/с,  $1$  м,  $0,077$ ,  $0,5028 \cdot 10^{-5}$ ) на ослабление излучения показала, что с увеличением  $\Delta_0$  от 0 до 5 мм коэффициент экранировки  $\psi$  снижается для 1-го и 2-го режимов от 0,645–0,66 до 0,38–0,385 и для режима 3 – с 0,74 до 0,425. При этом для одинаковых  $\Delta_0$  изменение радиуса затупления тела слабо сказывается на эффективности ослабления излучения.

Таким образом, на основании решения задачи о радиационно-конвективном теплообмене при гиперзвуковом обтекании осесимметричного за-

Таблица 2

$V_\infty$ , км/с	$R$ , м	$f_w$	$\delta_{s'}$ , мм	$\Delta_0$ , мм	$\rho_w v_w'$ , кг/м <sup>2</sup> с	$T_{s'}$ , К	$q_0^R$ , кВт/см <sup>2</sup>	$q_w^R$ , кВт/см <sup>2</sup>	$c_p \cdot 10^6$ , м <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	$\psi$ , %
12	1	0,018 *	43,3	—	0,1598	12 700	1,99	1,71	0,4983	88,2
12	3	0,031 *	127	2,17	0,2753	12 700	2,95	2,52	0,5045	65,7
15	1	0,077 *	41	1,77	0,5452	14 800	4,74	3,42	0,5028	82,9
15	1	0,077 *	41	1,77	0,5452	14 800	4,74	3,42	0,7986 (15%)	75,6
15	1	0,077 *	41	1,77	0,5452	14 800	4,74	3,42	1,1313 (20%)	68,8
15	3	0,13 *	122	16,4	0,9204	14 800	6,63	4,69	0,4995	31,5
18	1	0,02	33,6	—	0,1182	17 600	6,63	5,27	0,442	79,5
18	1	0,10	38,1	2,52	0,591	17 600	6,63	4,51	0,4939	74,9
18	1	0,14 *	39,7	3,97	0,8274	17 600	6,63	4,44	0,4970	69,1
18	1	0,17	40,8	5,18	1,005	17 600	6,63	4,41	0,5000	61,1

\* Установившийся режим разрушения графита.

тупленного тела с учетом анизотропного рассеяния показано, что наличие в продуктах разрушения конденсированных микрочастиц углерода повышает эффективность экранирующего действия вдува.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ланделл, Дикки. Абляция графита при высоких температурах.— Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 2, с. 111–119.
2. Бояринцев В. И., Звягин Ю. В. Исследование разрушения углеграфитовых материалов при высоких температурах.— Теплофиз. высоких температур, 1975, т. 13, № 5, с. 1045–1051.
3. Юревич Ф. Б., Ролин М. Н. Образование двухфазного пристеночного слоя в условиях радиационно-конвективного нагрева при гиперзвуковом обтекании.— Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1982, №2, с. 60–65.
4. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б. Радиационно-конвективный теплообмен при вдуве в гиперзвуковой сжатый слой продуктов разрушения графита.— В кн.: Тепломассообмен-VI. Материалы 6-й Всес. конф. по тепломассообмену. Минск, 1980, т. 2, с. 12–23.
5. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 2, с. 45–56.
6. Энджел, Фармер, Пайк. Вязкий гиперзвуковой сжатый слой при наличии излучения и абляции.— Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 8, с. 147–156.
7. Ролин М. Н., Солоухин Р. И., Юревич Ф. Б. Влияние отражения излучения на радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленных тел.— ПМТФ, 1980, № 2, с. 99–107.
8. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б., Кондрашов В. В. Приближенный метод расчета многокомпонентной диффузии в высокотемпературных газовых смесях.— В кн.: Высокотемпературный тепло- и массоперенос. Минск: ИТМО АН БССР, 1975, с. 3–11.
9. Ролин М. Н., Юревич Ф. Б., Кондрашов В. В. Приближенный метод расчета коэффициентов переноса для частично ионизированных газовых смесей.— Инж.-физ. ж., т. 34, № 3, с. 444–451.
10. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976. 616 с.
11. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: Изд-во иностр. лит., 1953. 432 с.
12. Конох Л. А., Юревич Ф. Б. Расчет теплообмена излучением в рассеивающих средах.— Инж.-физ. ж., 1973, т. 24, № 5, с. 803–812.
13. Юревич Ф. Б. Влияние дисперсности микрочастиц графита на ослабление излучения в гиперзвуковом сжатом слое.— Ж. прикл. спектроскопии, 1982, т. 36, № 6, с. 922–931.

14. *Маас, Шрайер*. Унос частиц при абляции искусственного графита.— Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 11, с. 155–157.
15. *Мосс*. Расчет излучающего вязкого ударного слоя при наличии вдува массы в результате абляции.— Ракетная техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 9, с. 189–196.
16. *Юревич Ф. Б.* Влияние дисперсного состава углеродистых частиц на оптические свойства газозвеси.— Ж. прикл. спектроскопии, 1982, т. 36, № 2, с. 298–304.
17. *Arnold J. Q., Cooper D. M., Parc K. C., Prokash S. G.* Line-by-line transport calculations for Jupiter entry probes.— AIAA Pap., 1979, № 1082, 16 p.
18. *Rolin M. N., Soloykhin R. I., Jurevich F. B.* Heat and mass transfer in an emitting surface and injection of ablation products.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, v. 24, № 11, p. 1771–1782.
19. *Hansen J. E.* Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. Pt. 2. Sunlight reflected by terrestrial water clouds. J. Atmosph. Sci., 1971, v. 28, № 8, p. 1400–1426.

Минск

Поступила в редакцию  
30.VI.1981