

ВЛИЯНИЕ ПРОДУКТОВ УНОСА МАССЫ НА ТЕПЛОБМЕН ПРИ РАЗРУШЕНИИ ГРАФИТА В ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЕ

А. Б. КАРАСЕВ, Т. В. КОНДРАНИН

(Москва)

Рассматривается задача о стационарном гиперзвуковом обтекании передней критической точки затупленного тела из графита высокотемпературным вязким и теплопроводным потоком излучающего воздуха в области между отошедшей ударной волной и поверхностью тела.

Проведено исследование лучистого и конвективного теплообмена на непроницаемой поверхности, а также при наличии вдува.

Получены характеристики уноса массы графита при условии, что имеет место перенос излучения продуктами его разрушения.

Диффузия рассчитывалась по бинарной модели, т. е. полагалось, что смесь состоит из двух компонент: набегающего воздуха и продуктов разрушения, причем химические реакции в пограничном слое считались замороженными, а на внешней границе пограничного слоя вплоть до ударной волны — равновесными.

Состояние газа на разрушаемой поверхности также определялось из условия химического равновесия, причем давление насыщения паров полагалось равным давлению торможения.

Заметим, что влияние уноса на теплообмен рассматривалось в работах [1-3]. В первой из них в качестве вдуваемого газа брался чистый воздух и расчеты проведены до температур торможения $15 \cdot 10^3$ °К. Во второй работе дан анализ небольшого числа вариантов, причем в расчетах использовались значения сечений поглощения вдуваемых компонент, не зависящие от температуры; а в [3] рассмотрение ограничено случаем малых скоростей вдува.

Обозначения:

c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, c_i — массовая концентрация i -й компоненты, D_{12} — коэффициент бинарной диффузии, f — безразмерная функция тока, h — статическая энтальпия смеси, h_i — энтальпия на единицу массы i -й компоненты, k — теплопроводность, m_w — суммарный массовый расход через поверхность, p — давление торможения, q — тепловой поток,	T — абсолютная температура, u — составляющая скорости вдоль оси x , v — составляющая скорости вдоль оси y , τ — оптическая толщина, κ — коэффициент поглощения, η — автомодельная переменная Лиза — Дородницына, μ — коэффициент вязкости, σ_λ — сечение поглощения, ρ — плотность, σ — постоянная Стефана — Больцмана λ — длина волны, ψ — угол между нормалью к поверхности и лучом текущей интенсивности.
--	--

Индексы: Δ — за ударной волной, e — граница пограничного слоя, w — поверхность тела, g — газ, η — дифференцирование по η , i — i -я компонента, ∞ — параметры в невозмущенном потоке, r — лучистый, c — конвективный, \circ — непроницаемая поверхность, λ — при данной длине волны, 1 — набегающий газ, 2 — вдуваемый газ, плюс от ударной волны к телу, минус от тела до ударной волны.

1. Система уравнений, описывающая указанную физическую модель течения в предположении тонкости ударного слоя и пренебрежении термо- и баро-диффузией, записанная в автомодельных переменных, имеет вид [1]:
уравнение движения

$$(lf_{\eta\eta})_\eta + ff_{\eta\eta} - \frac{1}{2} \left[(f_\eta)^2 - \frac{\rho_\Delta}{\rho} \right] = 0 \quad (1.1)$$

уравнение энергии

$$\left(\frac{lc_p}{P} T_\eta\right)_\eta + fc_p T_\eta + \left(\frac{l}{S}\right) c_n (c_{p2} - c_{p1}) = \frac{1}{\sqrt{2de_i/dx}} (q_r)_\eta \quad (1.2)$$

$$P = \frac{\mu c_p}{k}, \quad S = \frac{\mu}{\rho D_{12}}, \quad l = \frac{\rho \mu}{\rho_w \mu_w}$$

уравнение диффузии продуктов разрушения графита

$$\left(\frac{l}{S} c_{in}\right)_\eta + fc_{in} = 0 \quad (1.3)$$

уравнения переноса излучения

$$(I_\lambda^+)_\eta \cos \vartheta = \kappa_\lambda \left(\frac{\rho_w \mu_w}{2de_i/dx}\right)^{1/2} \frac{1}{\rho} (B_\lambda - I_\lambda^+) \quad (1.4)$$

$$(I_\lambda^-)_\eta \cos \vartheta = \kappa_\lambda \left(\frac{\rho_w \mu_w}{2de_i/dx}\right)^{1/2} \frac{1}{\rho} (I_\lambda^- - B_\lambda)$$

Выражения для суммарного лучистого потока и его производной, входящей в уравнение (1.2) записываются в виде

$$q_r = \int_\lambda d\lambda \int_{2\pi} (I_\lambda^+ - I_\lambda^-) \cos \vartheta d\Omega \quad (1.5)$$

$$(q_r)_\eta = \int_\lambda d\lambda \kappa_\lambda \int_{2\pi} [2B_\lambda - (I_\lambda^+ + I_\lambda^-)] d\Omega$$

При выводе уравнений (1.4) использовано допущение о плоскопараллельности поля излучения, что справедливо в окрестности передней критической точки. Граничные условия для системы (1.1) — (1.5) имеют вид за ударной волной (при $\eta = \eta_\Delta$)

$$f = \frac{(\rho v)_\infty}{\sqrt{2\rho_w \mu_w} de_i/dx}, \quad f_\eta = 1, \quad T = T_\Delta, \quad c_2 = 0, \quad I_\lambda^+ = 0 \quad (1.6)$$

на поверхности тела (при $\eta = 0$)

$$f = -\frac{\rho_w v_w}{\sqrt{2\rho_w \mu_w} de_i/dx}, \quad f_\eta = 0, \quad T = T_w, \quad c_2 = c_w, \quad I_\lambda^- = B_\lambda \quad (1.7)$$

Если температура поверхности заранее неизвестна, то в качестве дополнительного граничного условия при $\eta = 0$ рассматривалось уравнение теплового баланса

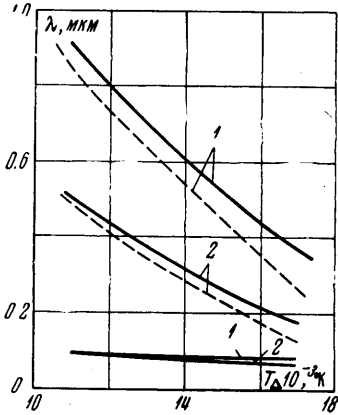
$$\left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w + \sum \left(\rho D_{12} \frac{\partial c_i}{\partial y} h_i\right)_w + (q_r)_w - \varepsilon \sigma T_w^4 - \rho_w v_w h_w = 0 \quad (1.8)$$

Система уравнений (1.1) — (1.5) решалась методом последовательных приближений, на каждой итерации уравнения (1.5) интегрировались для 55 значений длин волн из спектрального диапазона 0.05—1.2 мкм.

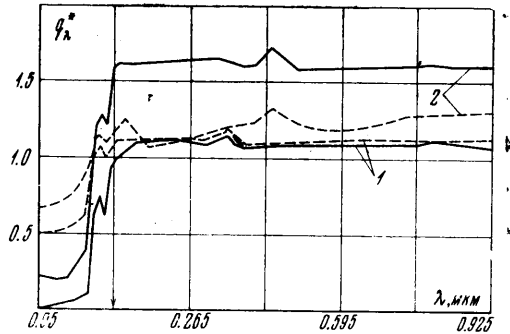
Для нахождения термодинамических и переносных свойств газов использовались данные работ [4, 5], оптические свойства воздуха брались из работы [6], а продуктов уноса графита — из [7, 8]. Все расчеты проведены для сферы радиусом 1 м.

2. Рассмотрим теплообмен в излучающем газе в отсутствие разрушения поверхности.

На фиг. 1 представлена зависимость спектрального интервала, в котором переносится 85% суммарного лучистого потока, от температуры и давления торможения. Пунктирные кривые соответствуют внешней части пограничного слоя, сплошные — поверхности тела; кривые 1, 2 соответствуют значениям давления торможения $p = 1.0, 0.1$ атм.



Фиг. 1



Фиг. 2

Можно видеть, что с ростом температуры торможения при фиксированном давлении величина указанного спектрального интервала резко сужается, а его границы меняются таким образом, что нижняя «ультрафиолетовая» граница незначительно сдвигается в область более коротких длин волн, в то время как сдвиг верхней «видимой» границы оказывается заметным.

Так, например, при $T_{\Delta} = 11 \cdot 10^3$ К и $p = 1$ атм этот интервал для потока, приходящего на стенку, лежит в диапазоне длин волн от 0.1 до 0.9 мкм, а при $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3$ К и $p = 1.0$ атм — в диапазоне от 0.07 до 0.35 мкм. С увеличением давления от $p = 0.1$ до $p = 1.0$ атм наблюдается некоторое расширение этого интервала, причем влияние давления на него уменьшается с ростом T_{Δ} . Коротковолновая граница зависит от давления слабо.

Причина такого изменения границ указанного спектрального интервала при изменении T_{Δ} и p состоит в том, что с ростом температуры в невязкой части ударного слоя максимум функции Планка возрастает и сдвигается в область коротких длин волн. С другой стороны, при этих условиях коэффициент поглощения воздуха ведет себя таким образом, что спектральная излучательная способность внешних частей сжатого слоя возрастает с ростом T_{Δ} , а пограничный слой оказывается оптически тонким, в связи с чем и происходит увеличение лучистого потока, приходящего на стенку.

Полученный результат позволяет сделать вывод о том, что при обтекании тел с непроницаемой поверхностью в условиях больших скоростей входа в атмосферу Земли спектральный интервал, в котором переносится основная часть лучистой энергии, невелик.

На фиг. 2 показана зависимость от длины волны отношения спектрального потока излучения, падающего на поверхность тела, к величине спек-

трального потока на внешней границе пограничного слоя

$$q_{\lambda}^* = (q_{\lambda} \Delta \lambda)_w / (q_{\lambda} \Delta \lambda)_e$$

Сплошные кривые ¹ соответствуют давлению $p = 1.0$ атм, пунктирные — $p = 0.1$ атм, кривые 1, 2 соответствуют значениям температуры торможения 11, 17 [10³ °К].

При $\lambda > 0.115$ мкм пограничный слой увеличивает лучистый поток, падающий на поверхность, и тем больше, чем выше T_{Δ} , в то время как при $\lambda < 0.085$ мкм наблюдается заметная экранировка.

Последний эффект монотонно зависит от давления (возрастает с ростом p) и от температуры (уменьшается с ростом T_{Δ}), это объясняется изменением коэффициента поглощения воздуха в этих спектральных интервалах таким образом, что оптические толщины при $\lambda > 0.115$ мкм оказываются всегда существенно меньше единицы, а при $\lambda < 0.085$ мкм — больше единицы и монотонно меняются с изменением T и p .

В диапазоне длин волн $0.085 \text{ мкм} < \lambda < 0.115 \text{ мкм}$ наблюдается резкое изменение величины лучистого потока, что вызвано особенностью поведения коэффициента поглощения воздуха, имеющего здесь при низких и умеренных температурах значительные скачки, обусловленные фотоионизационными переходами с основного состояния атомов.

Следует отметить, что суммарный эффект экранировки «холодного» пограничного слоя при $\lambda < 0.115$ мкм оказывается все же незначительным, несмотря на то что величины оптических толщин могут достигать для рассмотренных условий нескольких единиц и больше.

Это объясняется тем, что в случае максимальных экранирующих эффектов ($p = 1.0$ атм, $T_{\Delta} = 11\,000^{\circ}\text{К}$) доля потока, переносимого при $\lambda < 0.115$ мкм, невелика (фиг. 1), а при $T_{\Delta} = 17\,000^{\circ}\text{К}$ и при том же давлении, когда в этом спектральном интервале переносится большее количество энергии, увеличение лучистого потока в пограничном слое в диапазоне $0.085 \text{ мкм} < \lambda < 0.115 \text{ мкм}$ примерно равно его уменьшению в экранирующей области при $\lambda < 0.085$ мкм.

Таким образом, суммарная величина лучистого теплового потока, проходящая через холодный пограничный слой в отсутствие разрушения, претерпевает незначительные количественные изменения: например, при $\lambda > 0.115$ мкм и $T_{\Delta} = 17\,000^{\circ}\text{К}$ лучистый поток к поверхности максимум в 1.5 раза превышает поток на внешней границе пограничного слоя, причем и в этом случае переносится менее 25% всей лучистой энергии.

Характер изменения конвективных потоков в отсутствие разрушения поверхности слабо отличается от случая неизлучающего газа.

На фиг. 3 показано изменение тепловых потоков, падающих на разрушающуюся поверхность, отнесенных к соответствующим величинам, рассчитанным в отсутствие вдува $q_w^* = q_w / q_w^{\circ}$ (лучистых — сплошные кривые, суммарных — пунктирные) для давления $p = 1.0$ атм, кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям $T_{\Delta} = 11, 14, 17$ [10³ °К] в зависимости от относительного расхода массы на поверхности

$$f_w^* = |f_w / f_{\Delta}|$$

Для сравнения приведена аналогичная зависимость для безразмерного конвективного потока, посчитанного без учета излучения ($p = 1.0$ атм, $T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3$ °К — кривая 4). Кривая 5 $q_w^* \approx 1$ соответствует вдуву прозрачных паров.

¹ На фиг. 2 и всех дальнейших в точках оси абсцисс, помеченных стрелкой, масштаб слева меняется на укрупненный масштаб справа. Масштаб справа и слева равномерный.

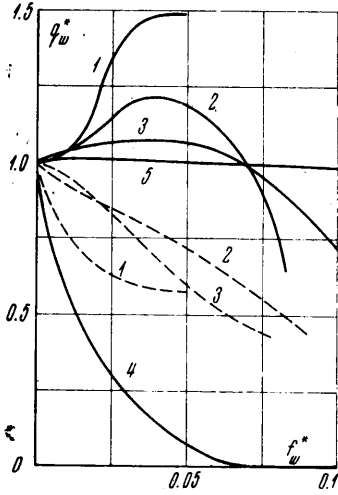
Из представленных зависимостей следует, что с ростом скорости вдува непрозрачных паров лучистые потоки к поверхности увеличиваются, при чем наиболее заметный эффект наблюдается при наименьшей из рассмотренных температур торможения $T_{\Delta} = 11 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$.

Дальнейшее возрастание скорости вдува при $f_w^* > 0.05$ приводит к некоторому падению радиации и при $f_w^* > 0.07$ начинается экранировка излучения, которая оказывается наиболее существенной при больших скоростях вдува для $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$.

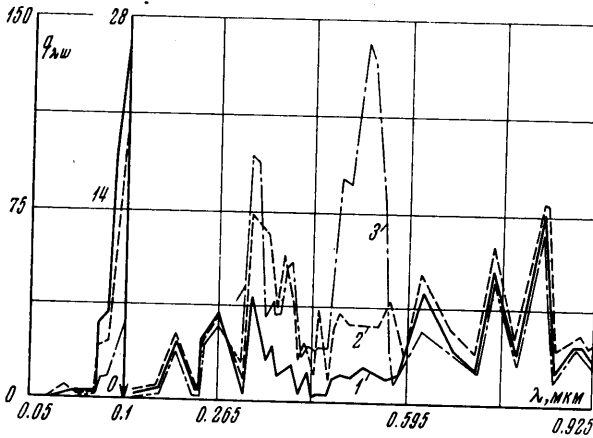
Суммарный тепловой поток при вдуве непрозрачных продуктов разрушения графита монотонно падает с увеличением скорости уноса.

Это объясняется тем, что эффект уноса массы оказывает значительно более сильное влияние на уменьшение конвективных тепловых потоков, чем поглощение лучистой энергии в воздушных и во вдуваемых компонентах, а качественно поведение конвекции с ростом скорости вдува мало отличается от случая, не учитывающего излучения (кривая 4).

В количественном же отношении величина конвекции может существенно отличаться от аналогичного значения, рассчитанного без учета излучения, превышая ее на 1.5 порядка при больших скоростях уноса. Однако при этом доля конвекции в суммарном нагреве оказывается пренебрежимо малой.



Фиг. 3



Фиг. 4

Для физического анализа приведенных зависимостей рассмотрим распределения лучистых потоков, падающих на разрушающуюся поверхность в интервале длин волн $\lambda, \lambda + \Delta\lambda$, по спектру при различных скоростях вдува, которые представлены на фиг. 4 ($T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ и $p = 1.0 \text{ атм}$).

В качестве рассматриваемых значений скоростей вдува выбраны такие, которые определяются следующими значениями температуры поверхности T_w и концентраций химических компонент

$$\begin{aligned}
 1^{\circ}. \quad T_w &= 3 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}, & c(\text{C}) &= 0.24 \cdot 10^{-4}, & c(\text{C}_2) &= 0.32 \cdot 10^{-4} \\
 & & c(\text{C}_3) &= 0.26 \cdot 10^{-3}, & c(\text{CN}) &= 0.34 \cdot 10^{-1}, & c(\text{CO}) &= 0.4
 \end{aligned}$$

практически полное отсутствие продуктов сублимации — режим «малого вдува».

$$2^{\circ}. \quad T_w = 3.8 \cdot 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}, \quad c(\text{C}) = 0.94 \cdot 10^{-2}, \quad c(\text{C}_2) = 0.3 \cdot 10^{-1} \\ c(\text{C}_3) = 0.16, \quad c(\text{CN}) = 0.4, \quad c(\text{CO}) = 0.25$$

максимальная концентрация молекулы CN — режим «умеренного вдува».

$$3^{\circ}. \quad T_w = 4.05 \cdot 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}, \quad c(\text{C}) = 0.4 \cdot 10^{-1}, \quad c(\text{C}_2) = 0.13 \\ c(\text{C}_3) = 0.68, \quad c(\text{CN}) = 0.1, \quad c(\text{CO}) = 0.3 \cdot 10^{-1}$$

практически чистая сублимация графита (максимальные концентрации молекул C, C₂, C₃ — режим «большого вдува».

Оптические свойства всех рассматриваемых компонент для температуры $3 \cdot 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}$ изображены на фиг. 5 в виде отношения сечения поглощения на данной длине волны к максимальному значению для данного механизма переноса излучения этой компоненты $\sigma_{\lambda}^* = \sigma_{\lambda} / \sigma_{\lambda, \text{max}}$.

Соответствующие компоненты, значения максимальных сечений, а также механизмы поглощения для кривых 1, ..., 8 (фиг. 5) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Кривые фиг. 5	Компонента	$\sigma_{\lambda, \text{max}}, \text{см}^2$	Механизм
1	C	$0.1 \cdot 10^{-16}$	фотоионизация
2	C ₃	$0.5 \cdot 10^{-17}$	фотоионизация
3	CO	$0.15 \cdot 10^{-16}$	фотоионизация
4	CO	$0.34 \cdot 10^{-17}$	(4 ⁺) полоса
5	C ₃	$0.5 \cdot 10^{-17}$	
6	CN	$0.1 \cdot 10^{-16}$	фиолетовая полоса (V)
7	C ₂	$0.1 \cdot 10^{-18}$	полоса Свана (Sv)
8	CN	$0.53 \cdot 10^{-17}$	красная полоса (R)

Следует отметить, что для всех компонент, за исключением C₃, брались реальные сечения поглощения, меняющиеся как с температурой, так и с длиной волны. Что касается молекулы C₃, то за неимением данных сечение для этой компоненты

Таблица 2

$\Delta\lambda$	$m_w = 0.3 \cdot 10^{-1}$	0.3	0.6
0.05 — 0.085	2.10	2.70	3.62
0.085 — 0.115	0.75	0.86	1.81
0.115 — 0.3	$0.4 \cdot 10^{-2}$	$0.3 \cdot 10^{-1}$	$0.9 \cdot 10^{-3}$
0.3 — 0.6	$0.8 \cdot 10^{-1}$	1.2	1.6
0.6 — 1.0	$0.2 \cdot 10^{-1}$	$0.8 \cdot 10^{-1}$	$0.1 \cdot 10^{-3}$

принималось одинаковым в спектральных интервалах $\lambda < 0.12 \text{ мкм}$ и $0.3 \text{ мкм} < \lambda < 0.65 \text{ мкм}$ и равным $0.5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

Произвол в выборе сечения поглощения для C₃ позволил в какой-то степени оценить влияние неопределенности в оптике паров на нагрев разрушающейся поверхности.

Из рассмотрения зависимостей (фиг. 4) следует, что увеличение скорости уноса при возрастании концентраций C, C₂ и C₃ согласно 1^о, 2^о, 3^о приводит к монотонному снижению лучистого потока при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$.

Причина состоит в том, что непрозрачные компоненты, способные давать вклад в перенос лучистой энергии в этом спектральном интервале, значительно увеличивают оптические толщины пограничного слоя так, что излучение к поверхности приходит из слоев, непосредственно прилегающих к ней.

В видимой области спектра наблюдается обратный эффект: с увеличением вдува лучистый поток к поверхности в длинах волн, соответствующих наиболее интенсивным молекулярным полосам CN(V), C₃, увеличивается, несмотря на то что оптические толщины пограничного слоя могут достигать величин, близких или даже несколько превышающих единицу.

Это объясняется тем, что основную роль начинает играть высвечивание энергии компонентами, продиффундировавшими во внешние (нагретые) области пограничного слоя, обусловленного увеличением коэффициента излучения смеси в этих условиях.

В табл. 2 приведены типичные максимальные значения оптической толщины пограничного слоя для различных спектральных интервалов для $p = 1.0 \text{ атм}$, $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$.

На фиг. 6 представлено спектральное распределение лучистых потоков, падающих на тело (сплошная кривая) и на внешнюю границу пограничного слоя (пунктир) для одного из вариантов ($T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$, $p = 1.0 \text{ атм}$, большой вдув). Можно видеть значительное уменьшение $(q_{\lambda})_w$ по сравнению с $(q_{\lambda})_e$ при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$, причем оба потока совпадают по направлению, т. е. в пограничном слое в этом спектральном интервале основную роль играет экранировка внешнего излучения.

Качественно отличное поведение этих величин наблюдается в видимой области спектра: обращает на себя внимание знакопеременность $(q_{\lambda})_e$ и его симметричность с $(q_{\lambda})_w$ при $0.3 \text{ мкм} < \lambda < 0.57 \text{ мкм}$ относительно оси λ .

Внутри пограничного слоя существует подслои, в котором содержится продукты разрушения за счет диффузии (в данном случае CN и C_3) достаточно велико и для которого области с пониженной температурой, непосредственно прилегающие к стенке, и с повышенной температурой во внешних частях пограничного слоя и с существенно меньшим содержанием этих компонент, являются оптически тонкими, т. е. спектральный характер $(q_{\lambda})_w$ и $(q_{\lambda})_e$ должен быть одинаковым, а направления — разными, так как вклад невязкой части в суммарный поток для этих условий оказывается незначительным.

С другой стороны, роль излучения в видимой области с ростом T_{Δ} падает, и потому из двух эффектов: экранировки парами лучистой энергии при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ и увеличения радиации в видимой области — основную роль начинает играть первый. Именно поэтому при $f_w^* > 0.06$ наблюдается снижение интегрального по спектру лучистого потока для $T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ и особенно для $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ (фиг. 3).

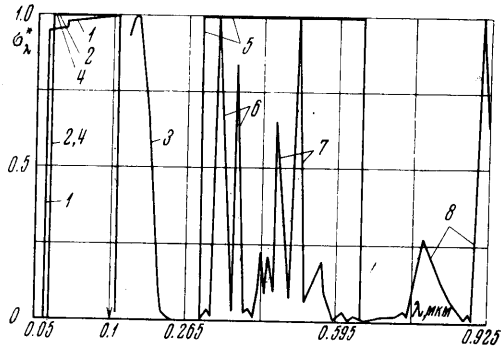
Таким образом, наличие в пограничном слое продуктов разрушения, способных поглощать и излучать лучистую энергию, увеличивает тепловой поток к поверхности, если вдуваемые компоненты непрозрачны в видимой области спектра, и уменьшает его, если они непрозрачны при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$.

Следует отметить, однако, что максимальные эффекты влияния паров на лучистый теплообмен в случае вдува компонент, непрозрачных во всем спектре, не превышает 30%, т. е. эффекты экранировки при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ и высвечивания при $\lambda > 0.115 \text{ мкм}$ могут в значительной мере компенсировать друг друга.

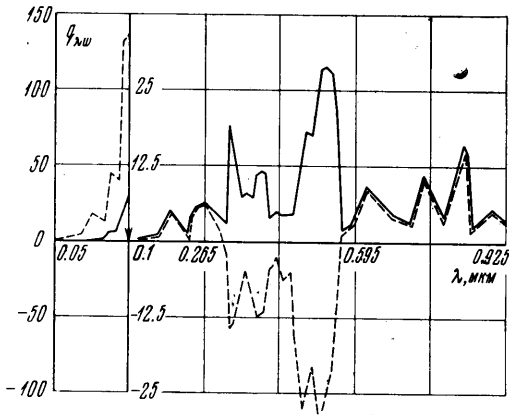
Для получения количественных оценок максимально возможного влияния продуктов разрушения на теплообмен и была проведена серия расчетов для трех указанных скоростей вдува при $p = 1.0 \text{ атм}$, $T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ и $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ при одном из следующих предположений:

1°. Сечения поглощения компонент при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ полагались тождественно равными нулю, а при $\lambda \geq 0.115 \text{ мкм}$ использовались реальные значения (экранировка парами отсутствует).

2°. При $\lambda > 0.115 \text{ мкм}$ сечения поглощения паров принимались равными нулю, а при $\lambda \leq 0.115 \text{ мкм}$ использовались реальные свойства (отсутствует эффект высвечивания).



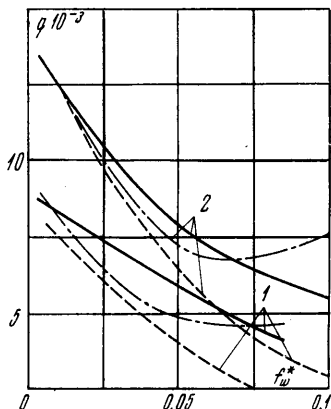
Фиг. 5



Фиг. 6

3°. При всех длинах волн сечения поглощения паров принимались равными нулю.

Результаты расчетов в виде зависимостей суммарных потоков от скорости вдува для первых двух случаев представлены на фиг. 7 (штрих-пунктир — 1°, пунктир — 2°, кривые 1, 2 соответствуют значениям $T_{\Delta} = 14, 17 [10^3 \text{ } ^\circ\text{K}]$; сплошные кривые соответствуют реальным значениям оптики паров во всем спектре.



Фиг. 7

Из представленных зависимостей следует, что при малых скоростях уноса массы независимо от спектрального распределения оптических свойств вдуваемых паров, их влияние на лучистый нагрев невелико. С увеличением скорости уноса наблюдается усиление эффекта экранировки для случая 2°, который в режиме большого вдува, например, для $T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$ может почти вдвое снижать лучистый тепловой поток. С другой стороны, излучение и поглощение энергии парами только в видимой области (случай 1°) в этих же условиях может приводить к значительному возрастанию радиации. Таким образом, каждый из разобранных выше эффектов: экранировки при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ и высвечивания при $\lambda > 0.115 \text{ мкм}$ — может приводить к значительному изменению лучистых тепловых потоков к поверхности.

В связи с этим для эффективного снижения лучистых потоков, падающих на поверхность тела, необходимо, чтобы продукты разрушения имели в области спектра $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ достаточно большие коэффициенты поглощения, а в видимой области были прозрачны. Такими свойствами обладает, например, молекула СО, имеющая значительные сечения поглощения фотоионизации при $\lambda < 0.13 \text{ мкм}$ (4+ полоса не оказывает существенного влияния, главным образом, благодаря тому, что максимальные сечения полосы находятся в очень узком спектральном интервале и резко падают с температурой).

Таблица 3

$T_{\Delta} = 14 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$					
	m_w	I	II	III	IV
q_{rw}	0.04	4820	4400	4650	4700
	0.3	4500	3880	4600	5640
	0.56	4610	2200	4570	4126
q_{cw}	0.04	3280	3420	3460	3380
	0.3	700	1010	850	880
	0.56	20	110	13	180
$T_{\Delta} = 17 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$					
q_{rw}	0.03	7500	7040	7300	7280
	0.3	6300	5050	6850	7120
	0.6	7760	2500	6700	5190
q_{cw}	0.03	6100	6300	6070	6020
	0.3	480	1270	2150	600
	0.6	120	300	26	350

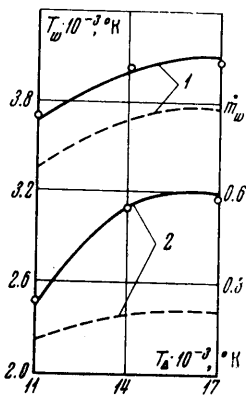
Как уже отмечалось, вдув паров с нулевыми сечениями поглощения во всем спектре (случай 3°) приводит к очень слабой зависимости радиации от скорости вдува (кривая 5 на фиг. 3).

Что касается поведения конвективных потоков во всех рассмотренных случаях, то так же, как и при вдуве полностью непрозрачных паров, качественный характер изменения конвекции с ростом скорости вдува не меняется по сравнению со случаем отсутствия излучения.

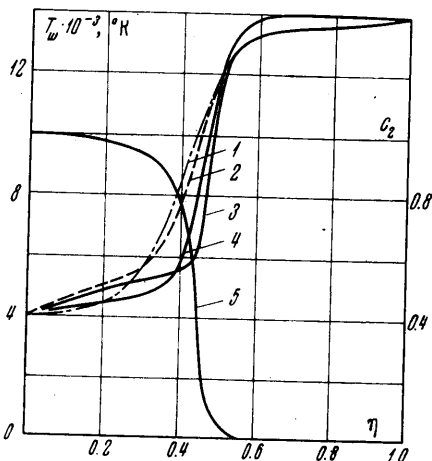
В табл. 3 приведены абсолютные значения конвективных q_{cw} , лучистых потоков q_{rw} в $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{сек}$ для трех характерных скоростей уноса массы.

Столбцы I, II и III соответствуют значениям тепловых потоков, рассчитанным для оптических свойств паров, выбираемым согласно 1°, 2°, 3°, а последний — реальным значениям сечений поглощения всех компонент во всем спектре.

Во второй серии расчетов в качестве граничного условия на поверхности тела использовалось уравнение баланса энергии (1.8), из решения которого определялась истинная температура поверхности и величина массового расхода m_w в $кг/м^2 \cdot сек$ в процессе разрушения графита.



Фиг. 8



Фиг. 9

Результаты расчета этих величин представлены на фиг. 8 в зависимости от температуры торможения (кривые 1 соответствуют T_w , 2 — m_w ; сплошные кривые — случай излучения паров с реальными оптическими свойствами, пунктир — без излучения, кружок — пары прозрачны во всем спектре).

Из приведенных графиков следует, что учет излучения в большей степени влияет на скорость уноса, чем на T_w , причем с ростом T_d это влияние увеличивается.

Изменение оптических свойств паров от прозрачных во всем спектре до реальных значений приводит к небольшому изменению T_w и m_w . Это подтверждает сделанный ранее вывод о том, что при разрушении графита наличие в видимой части спектра излучающих систем полос (фиолетовая CN и полосы C_2) примерно компенсирует экранировку радиации продуктами разрушения при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$ (при использованных в данной работе оптических свойствах продуктов разрушения графита).

На фиг. 9 в качестве примера приведены профили температуры и концентрации поперек ударного слоя для случая $T_d = 14 \cdot 10^3 \text{ °K}$ в режиме большого вдува. Кривая 1 соответствует сечениям поглощения паров, прозрачным при $\lambda > 0.115 \text{ мкм}$; 2 — сечениям поглощения, прозрачным при $\lambda < 0.115 \text{ мкм}$; 3 — реальным сечениям поглощения продуктов разрушения графита; 4 — неизлучающий газ; 5 — профиль концентрации.

Поступило 7 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
2. Hoshisaki H., Zasher Z. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA Paper, 1967, No. 327.
3. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Разрушение графита в потоке низкотемпературной воздушной плазмы. Ж. прикл. спектроскопии, 1969, т. 2, № 3.
4. Hansen C. F. Approximation for the thermodynamic and transport properties of high — temperature air. NASA TR, 1959, R—50.
5. Гиршфельдер Дж., Кертиес Ч., Берд Р., Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
6. Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Баула Г. Г. Излучательные и поглощательные свойства воздуха при высоких температурах $T = 2000—20\ 000 \text{ °K}$. Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966, «Наукова думка», 1966.
7. Пластинин Ю. А. Оптические сечения поглощения двухатомных молекул. В сб. «Физическая газодинамика ионизированных и химически реагирующих газов», М., «Наука», 1968.
8. Wilson K., Nicolet W. Spectral absorption coefficients of carbon, nitrogen and oxygen atoms. J. Quant. Spectroscop. Radiat. Trans., 1967, vol. 7, No. 6.