

УДК 536.24, 533.6.011.6

## О НЕМОНОТОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОВОГО ПОТОКА ОТ СКОРОСТИ ВДУВА НЕПРОЗРАЧНЫХ ПРИМЕСЕЙ В ИЗЛУЧАЮЩИЙ Н—Не УДАРНЫЙ СЛОЙ

ГУДЗОВСКИЙ А. В., КАРАСЕВ А. Б., КОНДРАНИН Т. В.

К настоящему времени получен ряд важных результатов по конвективному нагреву поверхности затупленного тела при обтекании его высокотемпературным газом. Так, например, известно, что величина конвективного теплового потока к непроницаемой поверхности слабо зависит от взаимодействия течения с полем излучения [1]. Это позволяет для ее определения пользоваться широко распространенными корреляционными соотношениями, полученными для случая неизлучающего газа. Вдув охладителя в пограничный слой в случае отсутствия излучения или слабой его роли приводит к монотонному снижению конвективного потока [2]. В то же время в условиях, когда перенос лучистой энергии в потоке газа существен, при вдуве с поверхности оптически непрозрачных примесей возможен эффект увеличения конвекции за счет поглощения лучистой энергии вдуваемым газом в пристеночной области.

В настоящей работе представлены результаты расчетов лучисто-конвективного теплообмена в излучающем Н—Не ударном слое в окрестности критической точки затупленного тела при наличии вдува с поверхности продуктов разрушения графита. Обнаружено, что для условий в ударном слое, характерных при движении тела в атмосфере Юпитера [3], зависимость конвективного потока от скорости вдува имеет существенно немонотонный характер. При этом максимальное значение, реализуемое при некотором вдуве, оказывается соизмеримым со значением радиационного потока к поверхности в этих условиях.

Показано, что решающую роль в механизме увеличения конвективного потока играет присутствие вблизи поверхности частиц, эффективно поглощающих лучистую энергию в областях спектра, в которых в пограничный слой поступает значительный поток излучения, а также различие в переносных свойствах вдуваемого и набегающего газов.

1. Система уравнений, описывающая течение излучающего вязкого и теплопроводного газа при наличии локального термодинамического равновесия в тонком ударном слое, получается как асимптотическое приближение уравнений Навье — Стокса при  $\rho_\infty/\rho_s \ll 1$  и  $Re_s = \rho_\infty U_\infty R/\mu_s \gg 1$  ( $\rho$  — плотность,  $U$  — скорость,  $\mu$  — вязкость,  $R$  — радиус затупления тела,  $Re$  — число Рейнольдса, индексы  $\infty$  и  $s$  относятся к параметрам набегающего потока и условиям за ударной волной) и в окрестности критической точки в приближении бинарной диффузии в системе координат  $(x, y)$ , связанной с телом, имеет вид

$$\begin{aligned}
 2\rho u_1 + (\rho v)' &= 0, & u_1^2 + v u_1' - 2p_2(0)/\rho &= (\mu u_1')'/\rho \\
 U_1^2/R &= -p_2'/\rho, & v c_k^* &= -\rho^{-1}(\mu c_k^*)'/Sc_{12} \\
 (1.1) \quad k=1, \dots, K-1, & c_k^* &= \sum_{i=1}^N v_{ik} c_i \frac{M_k}{M_i} \\
 \rho v h' &= \left\{ \frac{\mu}{Pr} \left[ h' - (Le_{12} - 1) \sum_{k=1}^{K-1} c_k^* \sum_{i=1}^N h_i \left( \frac{\partial c_i}{\partial c_k^*} \right)_T \right] \right\} - q_R'
 \end{aligned}$$

$$q_R = \int_{\lambda_n}^{\lambda_k} \int_{\Omega} I_{\lambda} \Omega d\Omega d\lambda, \quad h = \sum_{i=1}^N h_i c_i$$

$$\text{Pr} = \mu c_p / k, \quad \text{Sc}_{12} = \mu / \rho D_{12}, \quad \text{Le}_{12} = \rho D_{12} c_p / k$$

Здесь штрихом обозначено дифференцирование по  $y$ ,  $u = u_x$  и  $v$  — проекции скорости на оси  $x$  и  $y$ ,  $p(x, y) = p_0(y) + p_2(y)x^2$  — давление,  $c_k^*$  и  $c_i$  — весовые концентрации  $k$ -го элемента и  $i$ -той компоненты,  $K$  — число элементов и  $N$  — число компонентов смеси,  $\text{Sc}_{12}$ ,  $\text{Le}_{12}$  и  $\text{Pr}$  — числа Шмидта, Льюиса и Прандтля,  $h$  — энтальпия,  $T$  — температура,  $c_p$  — теплоемкость,  $k$  — теплопроводность,  $M$  — молекулярный вес,  $D_{12}$  — коэффициент бинарной диффузии,  $\nu_{ik}$  — стехиометрический коэффициент,  $q_R$  — радиационный тепловой поток,  $I_{\lambda}$  — спектральная интенсивность излучения,  $\lambda$  — длина волны,  $\lambda_n = 0,05$  мкм и  $\lambda_k = 1$  мкм — границы области спектра, в которой рассматривался радиационный перенос. Величина спектральной интенсивности  $I_{\lambda}$  определялась в результате интегрирования уравнения переноса излучения

$$(1.2) \quad \Omega \nabla I_{\lambda} = \kappa_{\lambda} (B_{\lambda} - I_{\lambda})$$

где  $\kappa_{\lambda}$  — спектральный коэффициент поглощения,  $B_{\lambda}$  — функция Планка. Система (1.1)–(1.2) дополняется уравнением состояния, законом Дальтона, зависимостями теплофизических и оптических свойств от температуры и концентраций химических элементов.

В качестве граничных условий на ударной волне используются обычные условия Ранкина — Гюгонио. На поверхности тела (соответствующие параметры отмечены индексом  $w$ ) задаются массовый расход  $(\rho v)_w$  и температура поверхности  $T_w$ ,  $u_1 = 0$ , а концентрации химических элементов определяются из уравнений баланса элементов на поверхности.

Для преобразования (1.1)–(1.2) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений и ее решения использовалась методика [4].

Величина конвективного потока к поверхности  $q_c$  определяется по формуле

$$-q_c = (kT')_w + (\rho D_{12})_w \sum_{k=1}^{K-1} c_{kw}^* \sum_{i=1}^N h_{iw} \left( \frac{\partial c_i}{\partial c_k^*} \right)_{T_w}$$

$$(1.3) \quad k = k_{tr} + \rho D_{12} \sum_{i=1}^N h_i \left( \frac{\partial c_i}{\partial T} \right) c_k^* = k_{tr} (1 + c_{p2} / c_{p1})$$

$$c_{p1} = \sum_{i=1}^N c_i c_{pi}, \quad c_{p2} = \sum_{i=1}^N h_i \left( \frac{\partial c_i}{\partial T} \right)$$

Здесь  $k$  — сумма транспортной  $k_{tr}$  и химической теплопроводности. Химический состав С — Н — Не-смеси рассчитывался по программе, описанной в [5]. Учитывались следующие компоненты: Н, Н<sub>2</sub>, Н<sup>+</sup>, Н<sub>2</sub><sup>+</sup>, Н<sup>-</sup>, Не, Не<sup>+</sup>, e<sup>-</sup>, С, С<sub>2</sub>, С<sub>3</sub>, С<sup>+</sup>, С<sup>-</sup>, СН, СН<sub>4</sub>, С<sub>2</sub>Н, С<sub>2</sub>Н<sub>2</sub>, С<sub>2</sub>Н<sub>4</sub>. Коэффициент поглощения С — Н — Не-смеси  $\kappa_{\lambda}$  вычислялся с учетом данных [6] по связанно-связанному, связанно-свободным и свободно-свободным процессам с участием атомов, ионов и молекул. Профили линий атомов С и Н вычислялись по данным работ [7, 8]. Интегрирование (1.2) проводилось в каждом из 121 неравномерном интервале  $\Delta\lambda_i$ , на которые разбивался весь спектр от  $\lambda_n$  до  $\lambda_k$ ; в пределах каждого интервала  $\kappa_{\lambda}$  не зависит от  $\lambda$ . Проведенные методические расчеты показали, что выбранное разбиение по  $\lambda$  обеспечивает удовлетворительную точность расчета  $q_R$  с учетом вклада

линейчатого спектра. Степень черноты поверхности полагалась равной 0,85.

2. Коэффициенты  $\mu$  и  $k_{tr}$  при низких температурах вычислялись по упрощенным формулам первого приближения теории Чепмена – Энскога

$$\mu = \sum_{i=1}^N \mu_i \left[ 1 + \sum_{j=1}^N G_{ji} \frac{x_j}{x_i} \right]^{-1}, \quad x_i = \frac{\rho_i M}{\rho M_i},$$

$$\mu_i = \frac{2,67 \cdot 10^{-6}}{\Omega^{(2,2)*}} \left( \frac{M_i}{T} \right)^{1/2}$$

$$k_{tr} = \sum_{i=1}^N k_i^{\circ} \left[ 1 + 1,065 \sum_{j=1}^N G_{ji} \frac{x_j}{x_i} \right]^{-1}, \quad k_i^{\circ} = k_i \text{Eu}_i, \quad k_i = 7,45 \frac{\mu_i}{M_i}$$

(2.1)

$$G_{ji} = [1 + (k_i/k_j)^{1/2} (M_i/M_j)^{1/4}]^2 \cdot 2^{-3/2} \cdot [1 + M_i/M_j]^{-1/2}$$

Здесь  $\mu_i$ , кг/м·с – коэффициент вязкости, а  $k_i$ , кал/см·с·К – коэффициент теплопроводности  $i$ -ой компоненты;  $\Omega^{(2,2)*}$ , Å – приведенный интеграл столкновений,  $\text{Eu}_i$  – поправка Эйкена на возбуждение внутренних степеней свободы,  $x_i$  – мольная концентрация  $i$ -той компоненты.

$c^*c$	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$c_{p2}/c_{p1}$	4,89	5,34	6,04	6,96	8,32	8,27
$k \cdot 10^4$	19,39	20,99	23,26	26,17	29,11	7,045
$k_{tr} \cdot 10^4$	3,29	3,31	3,30	3,29	3,12	0,760

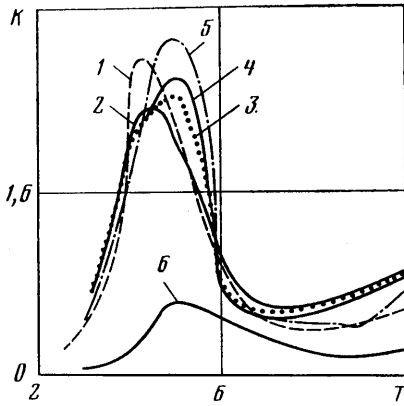
При высоких температурах, когда доля продиффундировавших от поверхности продуктов вдува становится малой, использовались теплофизические свойства атмосферного газа 86%  $\text{H}_2$  + 14%  $\text{He}$  (по объему) [9].

В рамках используемой модели бинарной диффузии важную роль играет выбор единого для всех пар компонент коэффициента  $D_{12}$ . Дело в том, что при наличии вдува инородного газа величину  $D_{12}$  в разных частях пограничного слоя будут определять в зависимости от химического состава различные типы столкновений. В настоящей работе этот коэффициент находится из предположения равенства единице в пограничном слое бинарного числа Люиса  $\text{Le}_{12}$ , что приводит к следующему выражению для  $D_{12}$ :

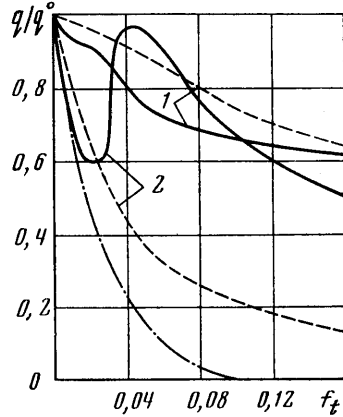
$$(2.2) \quad D_{12} = k_{tr} / \rho c_{p1}$$

Для проверки точности предложенного способа определения  $D_{12}$  были проведены вычисления коэффициента полной теплопроводности  $k$  химически равновесного воздуха по формуле (1.3), результаты которых сравнивались с данными [10]. Установлено хорошее совпадение в температурном интервале  $T = (3-8) \cdot 10^3$  К результатов расчетов  $k(T)$ , полученных при использовании значений по  $\Omega^{(2,2)*}$  из различных работ [10-12], с данными [10], где учитывалось неравенство бинарных коэффициентов диффузии. Максимальное различие до 15% наблюдается в районе диссоционного пика азота. Хорошее согласие также имеет место между  $k(T)$  для 86%  $\text{H}_2$  + 14%  $\text{He}$ -смеси, приведенными в [9], и вычислениями по (1.3). На фиг. 1 представлены зависимости  $k$ , кал/м·с·К от температуры  $T$ ,  $10^3$  К для различных значений весовой концентрации элемента углерода  $c_c^*$  при давлении  $p = 10^6$  Н/м<sup>2</sup>. Кривая 1 фиг. 1 соответствует данным [9]; 2-6 – расчет по (1.3) при  $c_c^* = 0; 0,4; 0,6; 0,8$  и 1. Следует обратить вни-

вание на существенно немонотонную зависимость полной теплопроводности С–Н–Не-смеси от весовой концентрации углерода в области диссоционного пика: при  $0 < c_c^* \leq 0,8$  имеет место возрастание полной теплопроводности с ростом  $c_c^*$ , в то время как при  $c_c^* \geq 0,8$  наблюдается резкое снижение. Так, например, при температуре  $T=5000\text{K}$  теплопроводность углерода более чем втрое меньше теплопроводности Н–Не-смеси. Это объясняется различным характером изменения в зависимости от  $c_c^*$  величин  $k_{tr}$  и  $c_{p2}/c_{p1}$ , входящих в (1.3). В таблице в качестве примера для



Фиг. 1



Фиг. 2

$p=10^6 \text{ Н/м}^2$  и  $T=5000\text{K}$  приводятся данные по  $k_{tr}$  и  $k$ , ккал/м·с·К и  $c_{p2}/c_{p1}$  для ряда значений  $c_c^*$ .

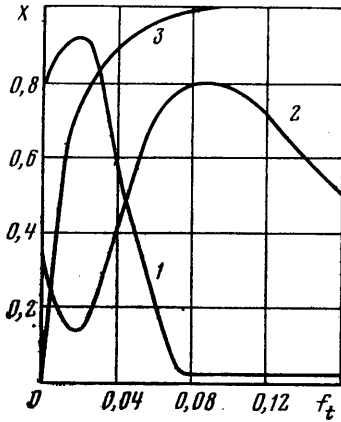
Видно, что при  $c_c^* \leq 0,8$  изменение  $k$  определяется ростом ее химической составляющей, пропорциональной  $c_{p2}/c_{p1}$ , а при  $c_c^* \geq 0,8$  — резким снижением  $k_{tr}$ . В силу различия молекулярных весов компонент, входящих в состав Н–Не- и С-газов, транспортные теплопроводности этих смесей, как следует из (2.1), отличаются в 5–10 раз. Наряду с этим анализ химического состава С–Н–Не-смеси показывает, что при весовой концентрации элемента углерода  $c_c^* \leq 0,8$  для  $p=10^6 \text{ Н/м}^2$  и  $T \sim 5000\text{K}$  молярная концентрация легких компонент Н и  $\text{H}_2$  составляет более 70%. Поэтому именно они и обуславливают в этих условиях большую величину  $k_{tr}$  (2.1).

3. Перейдем теперь к обсуждению результатов расчета лучисто-конвективного теплообмена в Н–Не ударном слое при вдуве газообразного графита. На фиг. 2 для  $R=0,229 \text{ м}$ ,  $\rho_\infty=6,89 \cdot 10^{-4} \text{ кг/м}^3$ ,  $U_\infty=40 \text{ км/с}$  (в этих условиях за ударной волной реализуется давление  $p_s=10^6 \text{ Н/м}^2$  и температура  $T_s=17000\text{K}$ ) приведены безразмерные величины (отнесенные к соответствующим значениям в отсутствие вдува, отмеченным нулевым верхним индексом) лучистого (кривые 1) и конвективного (кривые 2) тепловых потоков к поверхности в зависимости от параметра вдува  $f_i = (\rho v)_w / (\rho v)_s$ . Сплошные кривые — результаты настоящей работы, пунктир — данные, приведенные в [3] для этих же условий. Штрихпунктирная кривая иллюстрирует зависимость  $q_c$  от  $f_i$  в отсутствие переноса лучистой энергии. Значения тепловых потоков к непроницаемой поверхности: [3] — конвективный  $q_c^0=4,85 \cdot 10^4 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{с}$ ; лучистый  $q_{rw}^0=1,66 \cdot 10^5 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{с}$ , настоящая работа —  $q_c^0=4,12 \cdot 10^4 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{с}$ ;  $q_{rw}^0=1,62 \cdot 10^5 \text{ ккал/м}^2 \cdot \text{с}$ .

Из приводимых на фиг. 2 результатов видно, что учет взаимодействия излучения с полем течения в ударном слое приводит к существенному изменению характера блокирования конвективного теплового потока к поверхности по сравнению со случаем отсутствия излучения. Действительно, в то время как в неизлучающем газе  $q_c$ , начиная с некоторой скорости

вдува (в данном варианте  $f_i=0,1$ ), практически равен нулю, при наличии излучения даже при больших вдувах величина  $q_c$  составляет заметную долю от  $q_c^\circ$ . Весьма важным обстоятельством является существенно немонотонный характер зависимости  $q_c(f_i)$ , полученной в настоящей работе. При этом для рассматриваемого варианта в точке максимума ( $f_i=0,045$ ) значение  $q_c$  составляет 96% от  $q_c^\circ$  и 34% от величины лучистого потока  $q_{\text{Рв}}$ . Обращает на себя внимание тот факт, что по данным работы [3]  $q_c$  монотонно и достаточно сильно падает с увеличением  $f_i$ .

Что касается поведения лучистого теплового потока к поверхности  $q_{\text{Рв}}$  в зависимости от скорости вдува, то как абсолютные значения  $q_{\text{Рв}}$ , так и характер экранирования при всех значениях  $f_i$  по данным [3] и настоящей работы оказываются близкими. Это, с одной стороны, указывает на незначительное различие спектральных моделей, используемых в обеих работах, и совпадение условий в высокотемпературной части ударного слоя, а с другой — на слабую зависимость величины  $q_{\text{Рв}}$  от поведения профиля температуры газа вблизи поверхности.



Фиг. 3

Остановимся более подробно на анализе физических механизмов немонотонности функции  $q_c(f_i)$  и причинах расхождения с результатами работы [3]. Расчеты показали, что из двух слагаемых в (1.3), соответствующих кондуктивной и диффузионной составляющим  $q_c$ , вторым можно пренебречь, т. е.  $q_c = -(kT')_w$ . Поскольку в рассматриваемой задаче температура поверхности при всех

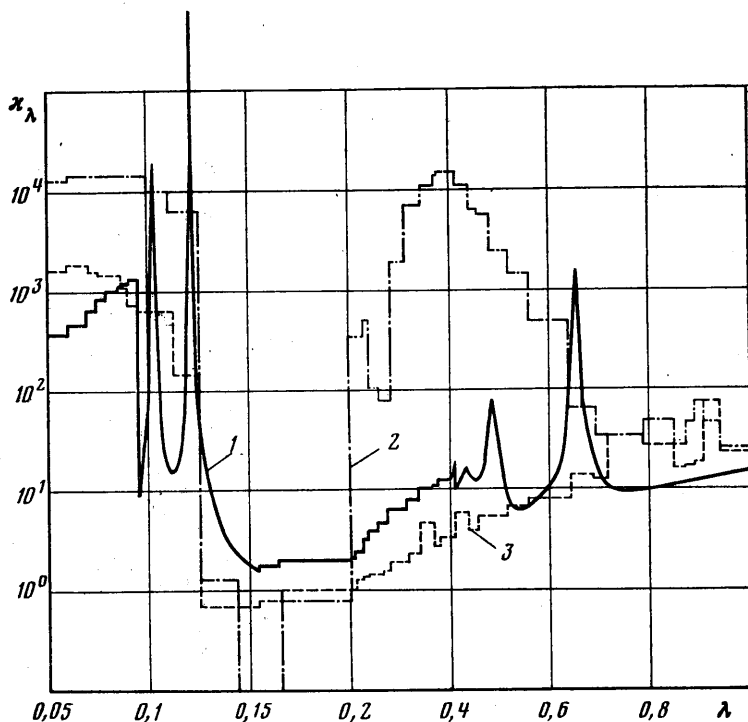
вдувах оставалась постоянной ( $T_w=4580\text{K}$ ) изменение кондуктивного теплового потока как функции  $f_i$  обусловлено, во-первых, зависимостью коэффициента полной теплопроводности газовой смеси при  $T \approx T_w$  от концентрации вдуваемого элемента и, во-вторых, зависимостью градиента температуры на поверхности  $T_w'$  от  $f_i$ .

На фиг. 3 кривые 1–3 показывают изменение параметров  $k_w$  ( $X=k_w \cdot 0,4 \text{ кал/м} \cdot \text{с} \cdot \text{K}$ ),  $T_w'$  ( $X=(T')_w \cdot 0,13 \cdot 10^{-7} \text{ K/м}$ ),  $c_e^*=X$  в зависимости от  $f_i$  соответственно. Наличие максимума у  $k_w(f_i)$  при  $c_e^*=0,8$ , что соответствует значению  $f_i=0,025$ , а также резкого снижения величины  $k_w$  при  $c_e^* \rightarrow 1$  обусловлено разобранным в п. 2 характером зависимости  $k(c_e^*)$ . Изменение  $T_w'(f_i)$  определяется несколькими факторами, главными из которых являются вдув с поверхности холодного газа и поглощение вблизи поверхности лучистой энергии, поступающей сюда из высокотемпературных частей ударного слоя.

Ход кривой 1 указывает на то, что при малых ( $f_i \leq 0,02$ ) и больших ( $f_i \geq 0,08$ ) вдувах градиент температуры у поверхности  $T_w'$  определяется вдувом; в интервале промежуточных величин вдувов, соответствующем возрастанию  $c_e^*$  с 0,7 до 1,0, решающую роль играет прогрев пристеночной области пограничного слоя внешним излучением, что и обеспечивает рост  $T_w'$ . Основным механизмом поглощения лучистой энергии вблизи поверхности являются переходы в электронных полосах молекул  $\text{C}_2$  и  $\text{C}_3$  в интервале длин волн 0,2–0,7 мкм. Но, как отмечалось в п. 2, заметное количество углерода в виде молекул  $\text{C}_2$  и  $\text{C}_3$  присутствует в смеси лишь при достаточно больших концентрациях  $c_e^* \geq 0,8$ . Поэтому механизм увеличения  $T_w'$  за счет поглощения энергии пристеночным молекулярным подслоем становится определяющим при появлении у поверхности заметной

концентрации молекул  $C_2$  и  $C_3$  и остается таковым до достижения  $c_c^*=1$ , что соответствует максимальной концентрации этих молекул вблизи поверхности. Дальнейшее увеличение  $f_t$  не приводит к усилению поглощения, в результате чего величина  $T_w'$  начинает монотонно снижаться. Отличие в характере поведения функций  $k_w(f_t)$  и  $T_w'(f_t)$  приводит к появлению немонотонности в зависимости  $q_c(f_t)$ .

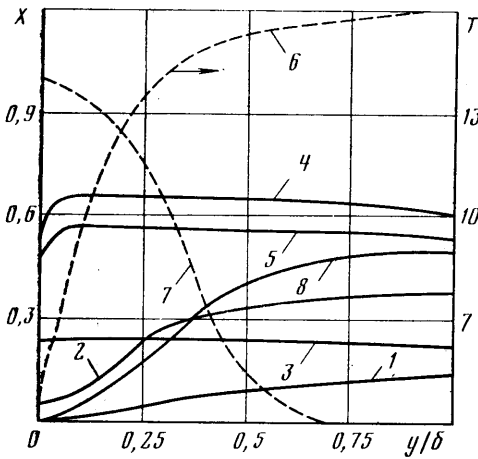
В связи с тем, что в работе [3] отсутствуют данные по  $k_w(f_t)$  и  $T_w'(f_t)$ , причину качественного различия в зависимости  $q_c(f_t)$  можно объяснить только на основании косвенных факторов. Помимо сравнения с величи-



Фиг. 4

нами  $q_c$  и  $q_{Rw}$  при различных скоростях вдува, представленного на фиг. 2, было проведено сравнение для единственного приведенного в [3] варианта ( $p_s=5,32$  атм,  $T_s=16000$  К,  $f_t=0,28$ ) распределений температуры, энтальпии, скорости, концентрации элемента углерода и лучистого потока внутри ударного слоя. В результате оказалось, что профили скорости, температуры и лучистого потока в ударном слое и, в частности, вблизи поверхности, полученные в [3] и в настоящей работе, отличаются не более чем на 10–15%. В то же время соотношение тепловых потоков на поверхности следующее: по данным [3]  $q_c=1$  МВт/м<sup>2</sup>,  $q_{Rw}=166$  МВт/м<sup>2</sup>, результаты настоящей работы —  $q_c=2,8$  МВт/м<sup>2</sup>,  $q_{Rw}=160,5$  МВт/м<sup>2</sup>. Поскольку концентрация паров графита у поверхности в этих условиях равна единице (режим большого вдува), расхождение естественно объяснить различием в значениях коэффициента теплопроводности вдуваемого газа. Следовательно, можно предположить, что одна из возможных причин различия в величинах  $q_c$  состоит в том, что в работе [3] использовались более низкие значения коэффициента теплопроводности Н–Не–С-смеси при  $T \sim T_w$  и  $c_c^* \geq 0,6$ .

4. Одним из главных факторов, определяющих величину возрастания конвективного теплового потока, является характер зависимости от длины волны оптических свойств высокотемпературного атмосферного газа, вдуваемых паров, а также продуктов химических реакций между компонентами набегающего и вдуваемого газов.



Фиг. 5

0,094 до 0,124 мкм; 3 — 0,124 до 0,2 мкм; 4 — от 0,2 до 0,415 мкм; 5 — от 0,415 до 1 мкм. Длина волны  $\lambda=0,094$  мкм соответствует порогу фотоионизации атома водорода H с основного состояния,  $\lambda=0,124$  мкм — порогу фотоионизации с первого возбужденного уровня атома C,  $\lambda=0,2$  мкм можно считать коротковолновой границей области спектра, в которой расположены молекулярные полосы  $H_2$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $\lambda=0,415$  мкм — порог фотоионизации с первого возбужденного состояния атома H.

Характерной особенностью спектральной зависимости  $\kappa_\lambda$  H-He-смеси при высоких температурах по сравнению с газами, в состав которых входят многоэлектронные атомы (например, воздух), является тот факт, что значение коэффициента поглощения в первом случае в несколько раз превышает величину  $\kappa_\lambda$  для воздуха в области  $\lambda=0,2-0,6$  мкм (фиг. 4). Поскольку при температурах за ударной волной  $(12-20) \cdot 10^3$  К эта область спектра находится вблизи максимума функции Планка, из высокотемпературной части ударного слоя в пристеночную область в этих длинах волн может поступать значительное количество лучистой энергии. Отметим, что вывод о важности этого интервала спектра в радиационном теплообмене справедлив для любого высокотемпературного газа, оптическая толщина которого в этих длинах волн  $\tau \geq 0,1$ . В случае H-He-смеси это условие соответствует  $p_\infty R \geq 3 \cdot 10^5$  Н/м, в то время как для воздуха —  $p_\infty R \geq 10^6$  Н/м.

На фиг. 5 для рассматриваемого варианта ( $f_i=0,075$ ) приведены распределения поперек пограничного слоя (по оси абсцисс отложена безразмерная координата  $y/\delta$ ,  $\delta$  — толщина пограничного слоя, которая выбиралась по значению  $c_s^*(\delta)=10^{-4}$ ) односторонних лучистых потоков к телу  $q_{Ri}$  ( $X=q_{Ri} \cdot 10^{-5}$  ккал/м<sup>2</sup>·с), переносимых в выделенных пяти спектральных интервалах. Значения  $i=1-5$  соответствуют номеру интервала. Здесь же приведены профили температуры  $T$ ,  $10^3$  К (кривая 6), концентрации вдуваемого элемента  $c_s^*=X$  (7) и тангенциальной скорости  $u_i/u_{i,\infty}=X$  (8).

Видно, что в области от 0,2 до 1 мкм (четвертый и пятый интервалы) к внешней границе пограничного слоя подводится более 60% лучистой энергии, что для рассматриваемого варианта составляет  $11,4 \cdot 10^4$  ккал/м<sup>2</sup>·с. В то время как в коротковолновой области спектра заметное поглощение

На фиг. 4 для  $p=10^6$  Н/м<sup>2</sup> приводятся данные по коэффициентам поглощения  $\kappa_\lambda$  в м<sup>-1</sup> 86%  $H_2$  — 14% He-смеси при  $T=17000$  К (кривая 1) и газообразного углерода при  $T=5000$  К (кривая 2). Для сравнения здесь же нанесена зависимость от длины волны  $\lambda$ , мкм  $\kappa_\lambda$  воздуха (непрерывный спектр) [6]. С точки зрения качества различия переноса лучистой энергии в ударном слое весь спектр удобно разбить на пять характерных интервалов:

1 — от 0,05 до 0,094 мкм; 2 — от

падающего излучения имеет место в основном в областях пограничного слоя, не прилегающих непосредственно к телу (кривые 1 и 2), либо вообще практически отсутствуют (кривая 3), в диапазоне от 0,2 до 1 мкм экранирование наблюдается только вблизи самой поверхности, причем с ростом скорости вдува оно становится значительным. Такое поведение лучистых потоков в различных участках спектра объясняется тем обстоятельством, что за поглощение в пограничном слое ответственны различные механизмы: в первом интервале — фотоионизация атомов С и Н с основного состояния; во втором — фотоионизация С и С<sub>2</sub> с основного и первого возбужденного состояний; третий интервал — оптически прозрачен, а в четвертом и пятом расположены сильнопоглощающие электронные полосы молекул С<sub>2</sub> и С<sub>3</sub> (атомы С и Н вносят малый вклад в  $\kappa_\lambda$ ). Эти молекулы присутствуют в низкотемпературном подслое вблизи поверхности, причем, как уже отмечалось, концентрация их, достаточная для заметного поглощения падающего излучения, реализуется при  $c_e^* \geq 0,8$ , что соответствует значению  $f_i \geq 0,025$  (фиг. 3). Что касается первого и второго интервалов, в которых в пограничный слой поступает около 30% лучистой энергии, поглощение ее, главным образом в областях, не примыкающих непосредственно к стенке, не приводит к заметной трансформации профиля температуры вблизи поверхности, поскольку основная часть поглощенной энергии сносится потоком в боковых направлениях.

Таким образом, при определенных оптических свойствах набегающего и вдуваемого газов и зависимости величины теплопроводности смеси этих газов от концентрации элементов возможен эффект заметного возрастания величины конвективного теплового потока к поверхности по сравнению со случаем отсутствия поглощения излучения газом в пристеночной области.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бреев И. М., Головачев Ю. П., Лунькин Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание затупленных тел вязким излучающим газом. — Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1970, т. 10, № 5, с. 1228.
2. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976. 391 с.
3. Moss J. N., Anderson E. C., Bolz C. W. Viscous-shock layer solutions with radiation and ablation injection for Jovian entry. — AIAA Paper, 1975, № 674, 15p.
4. Карасев А. Б., Кондранин Т. В., Кузьминский И. Н. Некоторые особенности радиационного теплообмена в химически равновесном пограничном слое. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 4, с. 6.
5. Синярев Г. Б., Слынько Л. Е., Трусов Б. Г. Метод, универсальный алгоритм и программа термодинамического расчета многокомпонентных гетерогенных систем. — Тр. МВТУ, № 268, М., 1978.
6. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971. 440 с.
7. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 491 с.
8. Nelson H. E. Radiative transfer through carbon ablation layers. J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer, 1979, v. 13, p. 427.
9. Кучеренко В. И., Павлов Г. А., Грязнов В. К., Сон Э. Е., Фортос С. Е. Теплофизические свойства плазмы смеси гелия с водородом в интервале температур 2800–30000 К и давлений 1–100 атм. (Препринт Ин-та хим. физики АН СССР), Черноголовка, 1978. 28 с.
10. Jos J. M. Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen and air at 30000 K, AVCO-RAD-TM-63-7, March, 1963, Avco Corp. Wilmington, Mass.
11. Самуйлов Е. В., Цигелаури Н. Н. Свойства переноса химически реагирующих газов. — Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4, с. 754.
12. Фримен, Оливер. Высокотемпературная термодинамика и свойства переноса моделей планетных атмосфер, образуемых смесями CO<sub>2</sub>–N<sub>2</sub>. — Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 9, с. 183.

Москва

Поступила в редакцию  
19.IX.1979