

УДК 536.244:533.6.011.55

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ТЕПЛООБМЕНА В ГИПЕРЗВУКОВОМ УДАРНОМ СЛОЕ ПРИ НАЛИЧИИ УНОСА МАССЫ

А. Б. КАРАСЕВ, Т. В. КОНДРАНИН

(Москва)

В работе на основании численного решения системы дифференциальных уравнений приведено систематическое исследование влияния неопределенности оптических и переносных свойств газовой смеси на характеристики теплообмена. Рассматривалось течение вязкого, теплопроводного, химически реагирующего, селективно излучающего газа в окрестности нулевой линии тока ударного слоя на затупленном теле при наличии вдува в пограничный слой продуктов разрушения теплозащитного покрытия. Расчеты проведены в широком диапазоне изменения расходов вдуваемого газа и параметров торможения: давления 0.1—10.0 атм, температуры 11—18·10³ °К для тел радиусом от 0.3 до 3.0 м.

В работах [1—4] и некоторых других решалась подобная задача. Однако результаты, полученные в них, не позволяют сделать общие выводы об основных особенностях и закономерностях исследуемого физического явления. Причина состоит в том, что, с одной стороны, сечения поглощения большинства газообразных компонент, образующихся при разрушении многокомпозиционных материалов известны с недостаточной точностью, а с другой — небольшое число проведенных расчетов не позволяет обобщить полученные результаты.

1. Для описания поля течения используются упрощенные уравнения Навье — Стокса

$$\text{Re}_\infty^{-1} \ll 1, \quad \varepsilon = \rho_\infty / \rho \ll 1$$

которые в окрестности передней критической точки сводятся к замкнутой системе обыкновенных дифференциальных уравнений, записываемых в автомоделных переменных

$$(lf_{\eta\eta})_\eta + ff_{\eta\eta} - 1/2(f_\eta^2 - \varepsilon/\rho_\infty) = 0 \quad (1.1)$$

$$(lP^{-1}L_{12}\bar{c}_{k\eta})_\eta + f\bar{c}_{k\eta} = 0 \quad (1.2)$$

$$(lP^{-1}H_\eta)_\eta + fH_\eta + \left[lP^{-1} \frac{\partial \eta}{\partial y} (L_{12} - 1) \sum_k \sum_i h_i \frac{dc_i}{d\bar{c}_k} \bar{c}_{k\eta} \right]_\eta + \frac{Q}{\rho} = 0 \quad (1.3)$$

$$l = \frac{\rho\mu}{(\rho\mu)_w}, \quad P = \frac{\mu c_p}{k}, \quad L_{12} = \frac{\rho c_p D_{12}}{k}, \quad \beta = \frac{du_c}{dx} = \frac{V_\infty}{R}$$

Граничные условия для выбранной модели течения в окончательной форме имеют вид

$$\eta = \eta_s, \quad f = \frac{\rho_\infty V_\infty}{\sqrt{2\beta}(\rho\mu)_w}, \quad f_\eta = 1, \quad H = \frac{V_\infty^2}{2gI}, \quad \bar{c}_k = 0 \quad (1.4)$$

$$\eta = 0, \quad f = \frac{(\rho\nu)_w}{\sqrt{2\beta}(\rho\mu)_w}, \quad f_\eta = 0, \quad H = H_w, \quad \bar{c}_k = \bar{c}_{kw} \quad (1.5)$$

Вывод системы (1.1)–(1.3) и граничных условий (1.4), (1.5), а также список используемых обозначений приводятся в [5, 6].

Расход вдуваемого газа $(\rho v)_w$, значения концентраций вдуваемых компонент на поверхности c_{iw} , а в общем случае и температура поверхности T_w определялись из решения системы уравнений, описывающих разрушение графита в потоке высокотемпературного воздуха [7].

Выражение для лучистого потока и его дивергенции Q обычно определяется из решения уравнений переноса лучистой энергии и для модели плоскопараллельного, локальноодномерного слоя записывается в явном виде с использованием интегропоказательных функций [1].

$$q_{\lambda}^{+}[\tau_{\lambda}(y)] = 2\pi \left\{ I_{\lambda\omega}^{+} E_3[\tau_{\lambda}(y)] + \int_0^{\tau_{\lambda}} B_{\lambda}(t) E_2[\tau_{\lambda}(y) - t] dt \right\} \quad (1.6)$$

Здесь $E_n(x)$ — интегропоказательная функция порядка n . Непосредственное применение этого соотношения сопряжено со значительными затратами машинного времени, в связи с чем обычно используется приближенный метод, основанный на интегрировании уравнений переноса, которые записаны для спектральных интенсивностей вдоль конечного числа лучей с последующим суммированием по всем лучам [2].

Возможность аппроксимации $E_n(x)$ -функций ($n \geq 2$) функциями вида $a_n \exp(-b_n x)$ позволила получить простое рекуррентное соотношение для определения профиля односторонних лучистых потоков $q_{\lambda}^{\pm}(y)$, использование которого существенно сокращает время вычислений по сравнению с приближенным методом [2] при сохранении требуемой точности. Запишем выражение для одностороннего спектрального потока (1.6) в $(i+1)$ -м узле расчетной сетки по нормальной координате

$$q_{\lambda, (i+1)}^{+} = 2\pi \{ I_{\lambda\omega}^{+} E_3[\tau_{\lambda, (i+1)}] + M_{\lambda, (i+1)} \} \\ \left(M_{\lambda, (i+1)} = \int_0^{\tau_{\lambda, (i+1)}} B_{\lambda}(t) E_2[\tau_{\lambda, (i+1)} - t] dt \right) \quad (1.7)$$

Преобразуем интеграл $M_{\lambda, (i+1)}$, положив

$$E_2(x) = a_2 \exp(-b_2 x)$$

$$M_{\lambda, (i+1)} = a_2 \exp[-b_2(\tau_{\lambda, (i+1)} - \tau_{\lambda, (i)})] M_{\lambda, (i)} + \\ + a_2 \int_{\tau_{\lambda, (i)}}^{\tau_{\lambda, (i+1)}} B_{\lambda}(t) \exp[-b_2(\tau_{\lambda, (i+1)} - t)] dt \quad (1.8)$$

Упростим (1.8), предположив, что на каждом из интервалов $(k, k+1)$ интенсивность абсолютно черного тела может быть представлена в виде линейной функции

$$B_{\lambda}(t) = B_{\lambda, (k)} + \frac{B_{\lambda, (k+1)} - B_{\lambda, (k)}}{\tau_{\lambda, (k+1)} - \tau_{\lambda, (k)}} (t - \tau_{\lambda, (k)}) \quad (1.9)$$

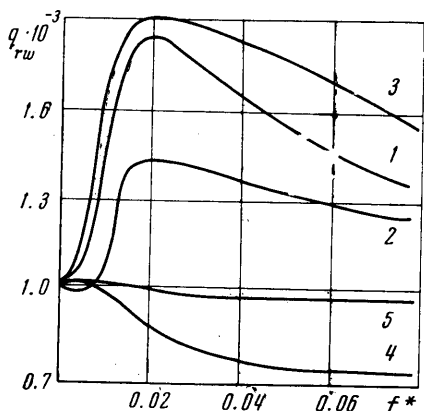
Подставляя (1.9) в (1.8) и выполняя интегрирование, получим

$$M_{\lambda, (i+1)} = a_2 \exp[-b_2(\tau_{\lambda, (i+1)} - \tau_{\lambda, (i)})] M_{\lambda, (i)} + \frac{a_2}{b_2} \left(\frac{1}{b_2} \frac{B_{\lambda, (i+1)} - B_{\lambda, (i)}}{\tau_{\lambda, (i+1)} - \tau_{\lambda, (i)}} - B_{\lambda, (i)} \right) \times \\ \times \{ \exp[-b_2(\tau_{\lambda, (i+1)} - \tau_{\lambda, (i)})] - 1 \} + \frac{1}{b_2} (B_{\lambda, (i+1)} - B_{\lambda, (i)}) \quad (1.10)$$

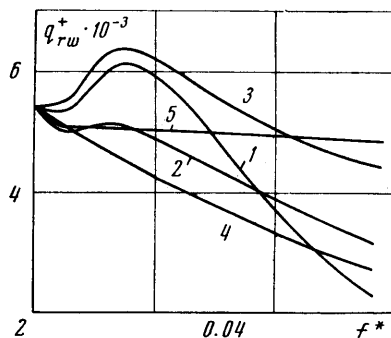
2. При анализе влияния интенсивности вдува задавалась определенная величина T_w , по значению которой определялся расход вдуваемого газа $(\rho v)_w$, а также химический состав на поверхности. Предполагалось, что на поверхности могут существовать следующие компоненты: С, С₂, С₃, CN, N₂, CO.

Описание диффузии по бинарной модели позволило существенно упростить расчет термодинамических, переносных и оптических свойств смеси.

В качестве исходных данных по коэффициентам поглощения воздуха и некоторых углеродосодержащих компонент использовались результаты работы [8].



Фиг. 1



Фиг. 2

Изменение параметра вдува $f^* = (\rho v)_w / (\rho V)_\infty$ от нуля до максимального значения может приводить как к уменьшению, так и к увеличению интегрального лучистого потока к поверхности, $q_{r,w}$ ($\text{ккал} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$) по сравнению со случаем отсутствия вдува (фиг. 1, 2). На этих фигурах для режима течения $p = 1.0 \text{ атм}$, $R = 1.0 \text{ м}$ и температур торможения $11 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ (фиг. 1) и $14 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ (фиг. 2) при условии отсутствия реакций в пограничном слое приведена зависимость $q_{r,w}$ от f^* для различных моделей оптических свойств вдуваемых компонент:

1) сечения поглощения $\sigma_{\lambda,j}$ компонент ($j = \text{C}, \text{C}_2, \text{CN}, \text{CO}$) принимают реальные значения по λ и T согласно [8], в то время как $\sigma_\lambda(\text{C}_3) = 10^{-17} \text{ см}^2$ при $0.05 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.125 \text{ мкм}$ и $0.32 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.64 \text{ мкм}$ и 10^{-18} см^2 в остальной части спектра,

2) то же, что в 1), но $\sigma_\lambda(\text{C}_3) \equiv \sigma_\lambda(\text{C}_2)$;

3) то же, что в 1), но $\sigma_{\lambda,j} = 0$ при $\lambda \leq 0.125 \text{ мкм}$ ($j = \text{C}, \text{C}_2, \text{C}_3, \text{CN}, \text{CO}$);

4) то же, что в 1) но $\sigma_{\lambda,j} = 0$ при $\lambda > 0.125 \text{ мкм}$;

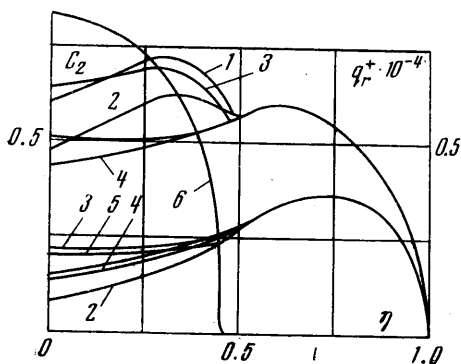
5) $\sigma_{\lambda,j} = 0$ во всем спектре.

Нумерация кривых на фиг. 1, 2 соответствует перечисленным вариантам.

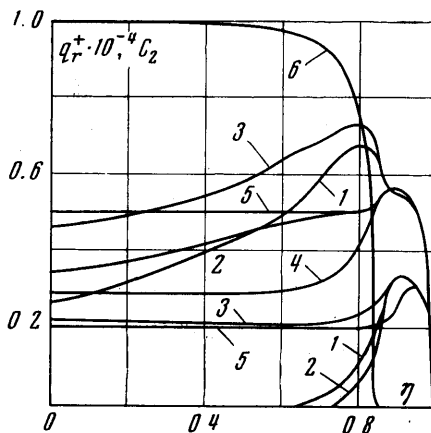
Видно, что вдув продуктов уноса массы, обладающих ненулевыми сечениями поглощения в видимой области спектра (кривые 1, 2, 3), приводит к увеличению $q_{r,w}^+$ в некотором диапазоне изменения интенсивности вдува. Дело в том, что в условиях, когда концентрации компонент, обладающих значительными сечениями поглощения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, оказываются максимальными (в случае графита молекула CN), основную роль играет высвечивание лучистой энергии из внешних, высокотемпературных частей пограничного слоя. В то же время в коротковолновом диапазоне ($\lambda \leq 0.125 \text{ мкм}$), где прак-

тически всегда имеет место экранировка излучения, идущего со стороны невязкой части [°], оптические толщины вдуваемого газа могут оказаться недостаточно большими, чтобы скомпенсировать усиление излучения в видимой области.

При дальнейшем увеличении f_w^* возрастает геометрическая толщина паров, а также меняется химический состав на поверхности и в газовой фазе таким образом, что эффект экранировки за счет поглощения в ультрафиолете становится определяющим. Так, например, в случае разрушения графита в режимах больших вдувов ($f^* > 0.6 \cdot 10^{-1}$) мощное поглощение в фотоионизационном континууме С, С₂, С₃ (кривые 1, 2, 4) или в фиктивной полосе молекулы С₃ ($0.125 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.32 \text{ мкм}$) [°] (кривые 3) приводит к монотонному снижению $q_{r_w}^+$.



Фиг. 3



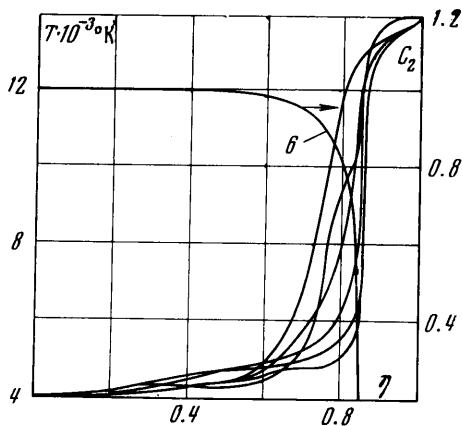
Фиг. 4

Обращает на себя внимание изменение количественного характера анализируемой зависимости $q_{r_w}(f^*)$ для разных температур торможения T_s : при прочих равных условиях переход к более низкому значению T_s (фиг. 1) приводит к тому, что эффективность вдува непрозрачных примесей в смысле экранировки излучения при наличии в видимой области спектра сильноизлучающих компонент (кривые 1–3) резко уменьшается. Причина состоит в том, что при более низких температурах в невязкой части ударного слоя лучистый перенос при $\lambda \leq 0,125 \text{ мкм}$ играет меньшую роль, в то время как относительная роль высвечивания в видимой области в пограничном слое возрастает.

На основании этих, а также аналогичных результатов, полученных для других значений давления в ударном слое p_s и R , можно сделать вывод, отражающий общую закономерность по влиянию примесей с произвольными оптическими свойствами на лучистый нагрев разрушаемой поверхности: эффективность экранировки излучения от невязкой части возрастает при увеличении любого из факторов, усиливающих роль лучистого теплообмена в ударном слое p_s , R или T_s .

Наряду с анализом влияния вдува примесей с различными спектральными характеристиками на величину лучистого потока к поверхности q_{r_w} представляет интерес рассмотреть распределение температуры поперек ударного слоя, а также профилей односторонних лучистых потоков $q_r^{(n)+}$. На фиг. 3 и 4 приведено изменение $q_r(\eta)^+$ (ккал·м²·сек) для режима умеренного (фиг. 3) и большого вдувов (фиг. 4) для $p_s = 1.0 \text{ атм}$, $R = 1.0 \text{ м}$, $T_s = 14 \cdot 10^3 \text{ К}$. Цифры у кривых отмечают варианты, соответ-

ствующие моделям оптики паров (1–5). Нижние кривые (1–5) изображают распределение поперек ударного слоя одностороннего потока только от диапазона $\lambda \leq 0.125$ мкм. Кривая 6 — профиль суммарной концентрации вдуваемых компонент $\bar{c}_2(\eta)$. Обращает на себя внимание резкое возрастание $q_r(\eta)^+$ для вариантов с ненулевыми оптическими свойствами в видимой области спектра (кривые 1–3) в точках ударного слоя, соответствующих интенсивному увеличению $\bar{c}_2(\eta)$. В этой области основную роль играет высвечивание лучистой энергии, обусловленное увеличением излучательной способности смеси $\kappa_\lambda B_\lambda$. Благодаря тому что этот процесс сопровождается понижением температуры (функции Планка), в некоторой



Фиг. 5

точке имеет место равенство нулю градиента текущей интенсивности (точка максимума $I_\lambda(\eta)^+$). При переходе через эту точку по направлению к поверхности тела наблюдается обратная картина: чем больше $\kappa_\lambda(\eta)$, тем сильнее экранирующий эффект. Так же как и в случае изменения q_{rw}^+ в зависимости от T_s , оба эти эффекта — высвечивания в высокотемпературных частях и экранировка вблизи поверхности — оказываются более ярко выраженными для меньших температур торможения. Изменение профиля температуры поперек ударного слоя для различных (1–5) моделей оптических свойств для типичных условий течения ($p_s = 1.0$ атм, $R = 1.0$ м, $T_s = 14 \cdot 10^3$ К) в режиме большого вдува приведено на фиг. 5. Важный результат, следующий из рассмотрения этих графиков, состоит в том, что вариация оптики паров для замороженного слоя в широких пределах не приводит к существенному отличию в профилях температур. При этом для умеренного и малого вдувов этой разницей можно пренебречь даже для крайних (на практике мало-реальных) случаев вдува паров прозрачных либо в коротковолновом интервале (кривая 3), либо при $\lambda > 0.125$ мкм (кривая 4), либо во всем спектре (кривая 5). Аналогичные результаты были получены и для других вариантов из рассмотренного диапазона параметров течения.

Учет переноса лучистой энергии в случае вдува продуктов с различными спектральными характеристиками не меняет качественно характер поведения конвективных тепловых потоков в зависимости от расхода вдуваемого газа. Это объясняется главным образом рассмотренной выше консервативностью профилей температуры по отношению к вариации оптических свойств паров. В количественном же отношении величина q_{sw} может отличаться от значения, рассчитанного без учета излучения в особенности при больших вдувах, однако для практических целей этим отличием можно пренебречь.

При рассмотрении задачи в предположении существования химического равновесия в пограничном слое [6] значительно возрастают трудности, связанные с практически полным отсутствием надежных данных по сечениям поглощения образующихся компонент. Кроме того, даже в упрощенной постановке с $L_{12} = 1$ численное интегрирование (1.1)–(1.3) требует в этом случае больших затрат машинного времени, которое резко увеличивается при учете излучения.

В связи с этим предлагается следующая упрощенная модель решения указанной задачи. Для выбранных определяющих параметров течения решается исходная система в замороженной постановке. По достижении полной сходимости итерационного процесса делается дополнительное приближение, в котором по найденным профилям T и концентрации вдуваемого элемента c_k рассчитывается равновесный состав смеси в каждой точке диффузионного пограничного слоя.

Полученные данные используются для вычисления суммарного спектрального коэффициента поглощения смеси, после чего рассчитываются профили $q_r(\eta)^+$. Основанием к подобному подходу служат результаты, полученные при анализе замороженного течения, а также истинного равновесного [6]¹, и, в частности, слабая зависимость профиля T от вариации оптики паров. Кроме того, предполагалось, что в условиях интенсивного лучистого теплообмена профиль T в большей части ударного слоя определяется именно этим фактором, в то время как передача энергии за счет химических реакций играет второстепенную роль. Сравнение результатов расчетов, полученных в такой упрощенной постановке, с точным решением [6] показало, что во многих практически интересных случаях это отличие оказывается небольшим.

Это позволяет во многих случаях в качестве значения лучистого потока к поверхности q_{rw}^+ рассматривать величину, полученную в замороженной постановке. Следует иметь в виду, однако, что спектральный состав излучения может существенно зависеть от химического состава газовой смеси пограничного слоя. Особое место в переносе излучения в ударном слое занимает спектральный интервал, соответствующий длинам волн $\lambda \leq \lambda_{fi}$ (λ_{fi} — пороговая длина волны фотоионизации с основного состояния, которая для большинства компонент, содержащих такие элементы, как С, О и N, оказывается примерно одинаковой). Дело в том, что, с одной стороны, в этой области спектра в условиях интенсивного лучистого теплообмена переносится основная доля излучения, а с другой — как было показано в [6], в этом диапазоне практически всегда имеет место экранировка излучения из вязкой части.

Так же как и при вариации оптики паров, при $\lambda \geq \lambda_{fi}$ изменение этих свойств в коротковолновом диапазоне практически не влияет на распределение температуры в пограничном слое, причем максимальное изменение интегрального лучистого потока к поверхности q_{rw}^+ не превышало 25–30%.

На основании этих результатов, а также учитывая тот факт, что реальное минимальное значение сечения поглощения фотоионизационного континуума с основного и низких возбужденных состояний большинства молекулярных и атомарных компонент составляет $\sim 10^{-18}$ см² и слабо зависит от температуры, можно получить простое соотношение для оценки минимального экранирующего эффекта при $\lambda \leq 0.125$ мкм

$$q_w^+(\lambda < \lambda_{fi}) = q_e^+(\lambda < \lambda_{fi}) \exp \left[-A \sigma p_s \int_e^0 T^{-1}(t) dt \right] \quad (2.1)$$

где $A = 0.7 \cdot 10^{24}$, p_s — давление в ударном слое в атм, $\sigma = 10^{-18}$ см².

При выводе этой формулы использовался тот факт, что в режимах умеренного и, в особенности, большого вдувов, когда на тело падают мощные лучистые потоки, собственным излучением и перепоглощением в

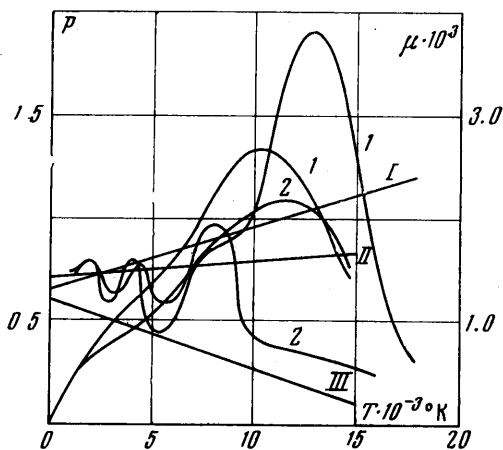
¹ В этой работе наряду с расчетом истинного равновесного распределения $\chi_k(\eta)$ (для графита) проводилось моделирование распределения $\chi_k(\eta)$ произвольным образом по спектру и температуре.

пограничном слое при $\lambda \leq \lambda_{fi}$ можно пренебречь по сравнению с поглощением излучения из невязкой части. При практическом использовании (2.1) для определения верхней границы экранировки оказывается достаточным под знаком интеграла положить $T(t) = T_w$.

В соответствии со сделанными предположениями точность полученного соотношения повышается с увеличением роли лучистого теплообмена (T_s, p_s, R) и скорости вдува.

3. При высоких температурах, когда газовая смесь является частично ионизованной, точность отождествления ряда элементарных процессов, обуславливающих температурную зависимость переносных свойств газов, является весьма низкой.

Для иллюстрации сказанного обратимся к фиг. 6, где приведены зависимости числа Прандтля ($P = \mu c_p / k$) и коэффициента вязкости μ ($г \cdot сек^{-1} \cdot см^{-1}$) воздуха от температуры по данным различных авторов (кривые 1 — работа [9], 2 — [10]). Экспериментальные результаты при этих условиях [11] также не дают



Фиг. 6

удовлетворительного согласия с какими-либо теоретическими данными. В связи с этим наряду с анализом влияния неопределенности оптических свойств паров была проведена серия расчетов, в которых в широких пределах варьировались переносные, а также термодинамические свойства смеси.

В таблице приводятся величины лучистых q_{rw}^+ и конвективных q_{cw} (ккал $\cdot м^2 \cdot сек$) тепловых потоков для трех значений параметра вдува и режима течения — $p_s = 1.0 атм$, $R = 1.0 м$, $T_s = 14 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ K$.

| f^* | q_{rw} | q_{cw} | N_0 | q_{rw} | q_{cw} | q_{rw} | q_{cw} |
|---------------------|----------|----------|-------|----------|----------|----------|----------|
| $0.6 \cdot 10^{-2}$ | 5270 | 2010 | 1 | 5300 | 1970 | 5175 | 2215 |
| | | | 2 | 5000 | 2005 | 5020 | 2000 |
| | | | 3 | 5295 | 2005 | 5175 | 1835 |
| | | | 4 | 5030 | 2120 | 5010 | 2070 |
| $0.2 \cdot 10^{-1}$ | 6120 | 1300 | 1 | 5965 | 1470 | 6010 | 1465 |
| | | | 2 | 6000 | 1420 | 6120 | 1410 |
| | | | 3 | 6120 | 1350 | 6070 | 1370 |
| | | | 4 | 5850 | 1525 | 6000 | 1300 |
| $0.7 \cdot 10^{-1}$ | 2940 | 7.6 | 1 | 2680 | 10.5 | 2695 | 9.3 |
| | | | 2 | 3015 | 6.3 | 3160 | 5.6 |
| | | | 3 | 2730 | 8.3 | 2700 | 8.0 |
| | | | 4 | 2620 | 7.4 | 2700 | 6.7 |

В первых двух столбцах приведены значения q_{rw}^+ и q_{cw} вычисленные с использованием коэффициентов вязкости $\mu(T)$, теплопроводности $k(T)$, бинарной диффузии $D_{12}(T)$ и удельной теплоемкости $c_p(T)$ по соотношениям для многокомпонентной смеси [12]. В следующих четырех столбцах даны величины q_{rw} и q_{cw} для различных модификаций $c_p(T)$ при фиксированных

рованном распределении $P(T)$ согласно [9] (третий и четвертый столбцы), а также для четырех вариаций $P(T)$ при фиксированном задании $c_p(T)$ согласно [9]. Неточность определения термодинамических свойств высокотемпературных газов по различным теоретическим и экспериментальным источникам оказывается практически несущественной. Вариант 1 относится к заданию $c_p(T)$ и $P(T)$ по соотношениям [12] (в невязкой части — по [9]), а варианты 2—4 соответствуют зависимостям I—III (фиг. 6), а при вариации $c_p(T)$ — аналогичным линейным представлениям в соответствующем масштабе.

Видно, что с приемлемой для практики точностью можно пренебречь отличием в величинах конвективных, и в особенности лучистых, тепловых потоков к поверхности. Причина в том, что в высокотемпературных частях ударного слоя, где имеет место наибольшая неопределенность в величинах переносных свойств (фиг. 6), сама роль конвекции невелика, а в холодных, пристеночных областях малой оказывается неопределенность в варьируемых свойствах. Аналогичные результаты получаются и при вариации коэффициента бинарной диффузии.

Поступила 5 I 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoshizaki H., Lasher L. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA paper, 1967, No. 327.
2. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
3. Chin Tin H. Radiation transport for stagnation flows including the effect of lines and ablation layer. AIAA paper, 1968, No. 664.
4. Smith G., Louis, Suttles J., Sullivan E. M., Graves R. A. Viscous radiating flow field on an ablating blunt body. AIAA paper, 1970, No. 218.
5. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Влияние продуктов уноса массы на теплообмен при разрушении графита в излучающей воздушной плазме. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
6. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Лучистый обмен в окрестности критической точки при наличии вдува в пограничный слой продуктов уноса массы. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
7. Анфимов Н. А. Горение графита в потоке воздуха при высоких температурах. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1964, № 5.
8. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новичкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1971.
9. Bennet S., Jos T. M., Knorr C. F., Morris J., Bade W. L. AVCD/RAD-TR-65, 7, 1965.
10. Hansen C. F. Approximation for the thermodynamic and transport properties of the temperature air. NASA TR, 1959, R-50.
11. Асиновский Э. И., Низовский В. А., Шабашов В. И. Измерение коэффициентов электро- и теплопроводности плазмы воздуха и углекислого газа при помощи стабилизированной электрической дуги. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, № 1.
12. Анфимов Н. А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 1.