

УДК 536.24:536.42

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ПРИ НАЛИЧИИ ВДУВА В ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ ПРОДУКТОВ УНОСА МАССЫ

А. Б. КАРАСЕВ, Т. В. КОНДРАНИН

(Москва)

Показано, что присутствие в пограничном слое компонентов с сечениями поглощения, отличными от нуля в видимой области спектра, приводит к увеличению лучистого потока к поверхности по сравнению с потоком, приходящим на внешнюю границу пограничного слоя.

Получены условия, позволяющие определять диапазоны длин волн, в которых указанный эффект имеет место при любых значениях оптических толщин пограничного слоя. Приводится критерий, из которого следует, что во многих режимах течения влиянием вдува паров на увеличение лучистого потока к стенке можно пренебречь.

В работе [1] проведено исследование теплообмена при разрушении углерод-фенола и фенольного нейлона с учетом равновесных химических реакций внутри сжатого слоя. Диффузия атомов углерода и его ионов в высокотемпературные области пограничного слоя приводит к заметному снижению лучистого потока главным образом за счет поглощения в области вакуумного ультрафиолета. Эти данные подтверждаются результатами работы [2], в которой, кроме того, учитывался перенос излучения в спектральных линиях атомов и ионов воздуха и продуктов разрушения.

В работе [3] на примере разрушения графита в потоке высокотемпературного воздуха дан анализ влияния продуктов разрушения на характеристики теплообмена в случае отсутствия химических реакций в газовой фазе в пограничном слое. Увеличение скорости вдува приводит к значительной экранировке лучистого потока, если в видимой области спектра пары прозрачны. В противном случае имела место компенсация поглощения в ультрафиолете за счет усиления интенсивности излучения компонентами, обладающими в видимой области большими сечениями поглощения. Ниже, для модели уноса массы, принятой в [3], исследуется влияние продуктов разрушения на лучистый теплообмен при наличии химического равновесия в каждой точке ударного слоя.

1. Для описания течения за отошедшей ударной волной около осесимметричного тела используем систему координат, связанную с телом [4]. Рассмотрение ограничено случаями, когда фронт ударной волны может считаться поверхностью разрыва гидродинамических параметров, причем состояние газа в возмущенной области близко к равновесному. Уравнения Навье — Стокса упрощаются в предположении малости расстояния отхода ударной волны δ по сравнению с радиусом тела.

Если предположить, кроме того, что x имеет порядок δ , т. е. рассматривать область в окрестности критической точки, основные уравнения для химически реагирующего вязкого ударного слоя при наличии переноса лучистой энергии запишутся в виде

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

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

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\rho u^2}{R} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.3)$$

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \sum_i c_{pi} \frac{\partial T}{\partial y} \sum_{j \neq i} \frac{M_i M_j}{M^2} \rho D_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial y} - \sum_i \dot{\omega}_i h_i + \frac{\partial x q_{rx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{ry}}{\partial y} \quad (1.4)$$

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left[\sum_{j \neq i} \frac{M_i M_j}{M^2} \rho D_{ij} \frac{\partial x_j}{\partial y} \right] + \dot{\omega}_i \quad (1.5)$$

$$p = \rho R M^{-1} T \quad (1.6)$$

Граничные условия для уравнений (1.1)–(1.6) в предположении, что сразу за ударной волной течение близко к невязкому, имеют вид

$$\begin{aligned} u &= 0, \quad v = v_w, \quad T = T_w, \quad c_i = c_{iw}, \quad y = 0 \\ u &= u_s = U_\infty x / R, \quad v = v_s = -\varepsilon U_\infty (1 - 1/2 x^2 / R^2) \\ p &= p_s = \rho_\infty U_\infty^2 (1 - \varepsilon) (1 - x^2 / R^2), \quad T = T_s, \quad c_i = c_{is}, \quad y = \delta \end{aligned} \quad (1.7)$$

Дальнейшие упрощения системы (1.1)–(1.5) связаны с наличием в задаче параметра $\varepsilon = \rho_\infty / \rho_s \ll 1$. Как было показано в [3], в этом случае уравнение движения в проекции на нормаль может быть заменено условием постоянства давления поперек слоя.

Будем искать локально-автомодельные решения системы (1.1)–(1.5) при помощи разложения характеристик течения в ряд по степеням параметра, характеризующего расстояние от передней критической точки, и ограничимся рассмотрением системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных приравниванием членов с самым низким показателем степени параметра (см., например, [4]). При расчете поля излучения ударный слой заменяется на плоскопараллельный с той же толщиной и распределением параметров таких же, как на нулевой линии тока.

Вводя автомодельную переменную

$$\eta = (2u_e' / \rho_w \mu_w)^{1/2} \int_0^y (\rho^2 / \rho_s s)^2 dy \quad (1.8)$$

и сводя уравнения диффузии для отдельных компонент к уравнениям диффузии для элементов [6], исходную систему можно переписать в виде

$$(lf_{\eta\eta})_\eta - ff_{\eta\eta} - \frac{1}{2} f_\eta^2 + \frac{4}{3} \frac{\rho_\infty}{\rho} = 0 \quad (1.9)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{lc_p}{P} T_\eta \right)_\eta \left(c_p f - \sum_i \frac{c_{pi} l}{P} \sum_{j \neq i} \frac{M_i M_j}{M^2} L_{ij} x_{jn} \right) T_\eta + \\ + \frac{q_{r\eta}}{\sqrt{2u_e' \rho_w \mu_w}} - \frac{1}{2\rho u_e'} \sum_i \dot{\omega}_i h_i = 0 \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\sum_i \alpha_{ki} \left(\frac{l}{P} \sum_{j \neq i} \frac{M_i M_j}{M^2} L_{ij} x_{jn} \right)_\eta - tc_{k\eta} = 0 \quad (1.11)$$

$$I_\lambda^+ \cos \vartheta = \kappa_\lambda (\rho_w \mu_w / 2u_e')^{1/2} (B_\lambda - I_\lambda^+) \quad (1.12)$$

$$I_\lambda^- \cos \vartheta = \kappa_\lambda (\rho_w \mu_w / 2u_e')^{1/2} (I_\lambda^- - B_\lambda) \quad (1.13)$$

$$l = \frac{\rho \mu}{\rho_n \mu_w}, \quad P = \frac{\mu c_p}{k}, \quad L_{ij} = \frac{\rho c_p D_{ij}}{k}$$

$$x_i = \frac{c_i M}{M_i}, \quad c_k = \sum_i \alpha_{ki} c_{i1}, \quad u_e' = \frac{du_e}{dx} = \frac{U_\infty}{R}$$

Уравнения (1.12) и (1.13) включены для вычисления характеристик поля излучения

$$q_{r\eta} = \int_{\lambda} \kappa_{\lambda} \int_{2\pi} [2B_{\lambda} - (I_{\lambda}^+ + I_{\lambda}^-)] d\Omega d\lambda, \quad q_r = \int_{\lambda} \int_{2\pi} (I_{\lambda}^+ - I_{\lambda}^-) \cos \vartheta d\Omega d\lambda \quad (1.14)$$

Граничные условия

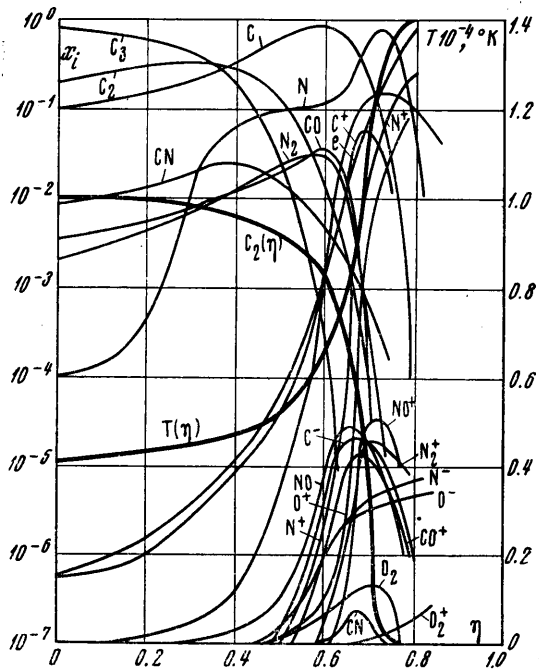
$$f = f_w = -\frac{(\rho v)_w}{\sqrt{2} u_e' \rho_w \mu_w}, \quad f_{\eta} = 0, \quad T = T_w, \quad c_i = c_{iw}, \quad I_{\lambda w}^+ = 0, \quad \eta = 0$$

$$f = f_s = \frac{\rho_{\infty} U_{\infty}}{\sqrt{2} u_e' \rho_w \mu_w}, \quad f_{\eta} = 1, \quad T = T_s, \quad c_i = c_{is}, \quad I_{\lambda s}^- = 0, \quad \eta = \eta_0 \quad (1.15)$$

Лишнее граничное условие использовалось для нахождения расстояния отхода ударной волны. Концентрации продуктов разрушения на поверхности c_{iw} находились из решения дополнительной системы уравнений, описывающих унос массы материала за счет сублимации и химического взаимодействия между углеродом и набегающим потоком при заданной температуре поверхности. Система уравнений (1.9) — (1.11) решалась методом последовательных приближений, расчет члена, обуславливающего перенос лучистой энергии, проводился путем численного интегрирования согласно (1.14) при разбиении верхнего и нижнего полупространства на четыре угловые зоны, а интегрирование по длинам волн проводилось для 55 значений λ в интервале 0.05 — 1.2 мкм.

Выбор автоматической переменной в виде (1.8) приводит к тому, что шаг интегрирования уравнений (1.9) — (1.13) вблизи стенки уменьшается, а в высокотемпературных областях увеличивается. Это позволяет более точно учитывать зависимость оптических свойств от температуры при больших градиентах температуры вблизи поверхности.

Переносные свойства газовой смеси, за исключением коэффициентов диффузии, рассчитывались по данным для чистого воздуха [7], оптические свойства заимствовались из таблиц в [8, 9].



Фиг. 1

Как в [1], было использовано предположение о существовании единого коэффициента бинарной диффузии, которое позволяет существенно упростить уравнение неразрывности для отдельных элементов (1.11), приводя каждое из них к виду

$$\left(\frac{l}{D} L_{12} c_{k\eta} \right) - f c_k = 0 \quad (1.16)$$

Величина D_{12} принималась зависящей от давления и температуры и рассчитывалась при помощи аппроксимационных зависимостей работы [10].

После того как были найдены профили концентраций отдельных элементов, согласно решению уравнений (1.16), записанному в квадратурах

$$c_k(\eta) = c_{kw} \left[1 - \frac{F(\eta)}{F(\eta\delta)} \right]$$

$$F(\eta) = \int_0^\eta \exp \left\{ - \int \frac{P L_{12}}{l} \left[f \eta_3 + \left(\frac{l}{p} L_{12} \right)_{\eta_1} \right] d\eta_1 \right\} d\eta_1 \quad (1.17)$$

производился расчет равновесного химического состава и термодинамических свойств смеси по специальной программе, разработанной сотрудниками ЭНИНа им. Г. М. Кржижановского [11].

Пример такого расчета приведен на фиг. 1, где отложены мольные доли компонентов ($i = 1, 2, 3, \dots, 23$), представляющих собой продукты химического реагирования элементов С, О и N, взятых в процентном отношении в каждой точке сжатого слоя согласно решению (1.17) в зависимости от безразмерной координаты η без учета излучения для $p = 1.0$ атм, $T_s = 14 \cdot 10^3$ К, $R = 1.0$ м, $c_{2w} = 0.999$.

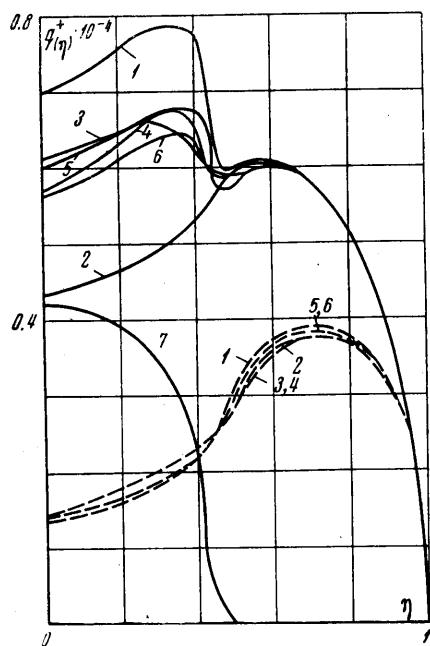
Рассчитанный таким образом состав был использован при вычислении суммарного спектрального коэффициента поглощения по соотношению

$$\kappa_\lambda(T) = \kappa_{\lambda 1}(T) + \kappa_{\lambda 2}(T), \quad \kappa_\lambda(T) = \sum_i n_i(T) \sigma_{\lambda i}(T) \quad (1.18)$$

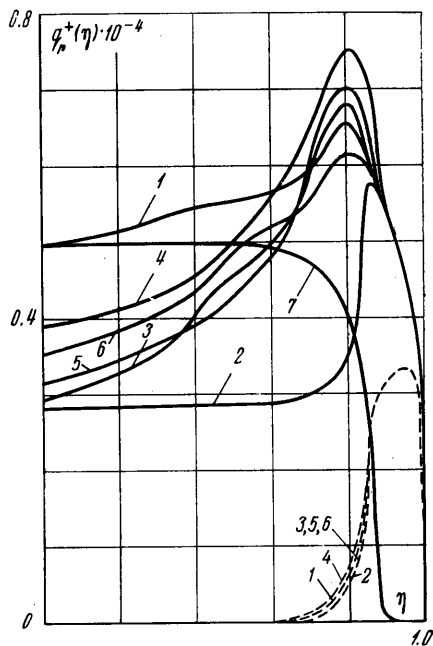
причем первое слагаемое относилось к воздушным, а второе — к углеродосодержащим компонентам (в высокотемпературной части ударного слоя $\kappa_\lambda(T) \equiv \kappa_{\lambda 1}(T)$ брались непосредственно из [8]).

Известно, что во многих случаях даже для простых смесей существует значительная неопределенность в значении сечений поглощения некоторых компонентов. Так, например, в [12] величины сечений поглощения фотоионизационных континуумов для молекул O_2 и N_2 рекомендуется считать постоянными по λ и T и равными соответственно $2.0 \cdot 10^{-17}$ см² и $2.5 \cdot 10^{-17}$ см² при $\lambda < 0.1$ мкм. В видимой области не существует достаточно надежных данных по сечениям поглощения переходов в полях отрицательно заряженных частиц, в полосах ионизованных и многоатомных молекул, содержащих, например, такие элементы, как С, Si, Mg. В связи с этим проводилось варьирование суммарного коэффициента поглощения в пограничном слое по длинам волн и по температуре за счет изменения сечений поглощения углеродосодержащих компонент. Варьировались сечения поглощения компонентов, сумма концентраций которых в рассматриваемой точке ударного слоя составляла более 90% общего содержания в ней элемента С (определяющие компоненты).

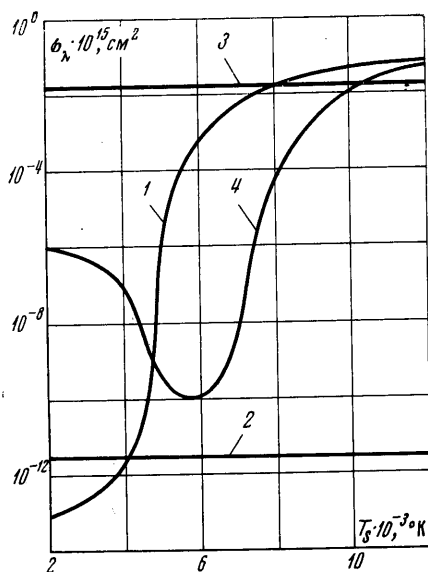
В зависимости от интенсивности вдува определяющими компонентами при низких температурах при малых скоростях уноса, соответствующих значениям параметра $f^* = |f_w/f_\delta| \sim 0.7 \cdot 10^{-2}$, были: молекулы CO, при умеренных ($f^* \sim 0.3 \cdot 10^{-1}$) — молекулы CN и CO, при больших



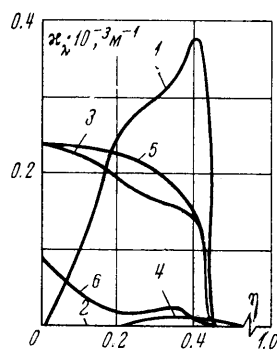
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

($f^* \sim 0.8 \cdot 10^{-1}$) — молекулы C_2 , C_3 и атом C . При умеренных и высоких температурах возрастала относительная роль атомарных (C) и ионизированных компонент (C^+).

Весь спектральный интервал $0.05 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1.2 \text{ мкм}$ разбивался на следующие подынтервалы, в которых сечения поглощения определяющих компонент варьировались по температуре (но не по длине волн), причем максимально возможные значения достигали $0.5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$: (1°) $0.05 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.115 \text{ мкм}$, (2°) $0.115 \text{ мкм} < \lambda \leq 0.32 \text{ мкм}$, (3°) $0.32 \text{ мкм} < \lambda \leq 0.64 \text{ мкм}$, (4°) $0.64 \text{ мкм} < \lambda \leq 1.2 \text{ мкм}$.

2. Основные расчеты выполнены при условии, что сечения поглощения определяющих компонент варьировались по температуре в спектральных интервалах (2°) — (4°), а в интервале (1°) коэффициент поглощения рассчитывался точно с учетом всех возможных механизмов поглощения (оценки сечений фотоионизации молекул CN, C_2 и других проводились по данным работы [13]).

На фиг. 2, 3 представлены результаты расчета суммарных по спектру односторонних лучистых потоков $q_r^+(\eta)$ в зависимости от координаты η для некоторых вариаций сечений поглощения определяющих компонент по температуре, приведенных на фиг. 4 для умеренного (фиг. 2) и большого (фиг. 3) вдувов ($p = 1.0$ атм, $R = 1.0$ м, $T_s = 14 \cdot 10^3$ К). Цифры 1—4 у кривых на фиг. 2 и фиг. 3 отмечают зависимости, относящиеся к соответствующим вариантам на фиг. 4, кривая 5 — замороженный случай, 6 — истинный равновесный, 7 — профиль концентрации вдуваемого элемента.

Распределения коэффициентов поглощения $\kappa_\lambda(\eta)$ для этих вариантов при $\lambda = 0.32$ мкм приведены для умеренного вдува на фиг. 5 и для большого на фиг. 6. При расчете $\kappa_\lambda(\eta)$ для равновесного случая использовались имеющиеся данные по сечениям поглощения следующих углеродосодержащих компонент: C_2 , CN и CO [8], C , C^+ [8], C^- [13], CO^+ [8], данные по сечениям для воздушных компонент брались из [8].

Сечения поглощения остальных компонент, минимальная концентрация которых внутри пограничного слоя $c_i(\eta) \geq 10^{-5}$ задавались приближенно, например, $\sigma_\lambda(CN^+) \equiv \sigma_\lambda(C_2^+) = \sigma_\lambda(CO^+)$. Из зависимостей, представленных на фиг. 2, 3 следует, что распределение $q_r^+(\eta)$ в случае ненулевых сечений определяющих компонент при $\lambda \geq 0.115$ мкм качественно имеет тот же характер, что и для замороженного случая (кривая 5), причем наиболее слабое отличие наблюдается для случая 3, соответствующего $\sigma_\lambda = 1.1 \cdot 10^{-17}$ см² в (3°) и $1.1 \cdot 10^{-18}$ см² в (2°) и (4°).

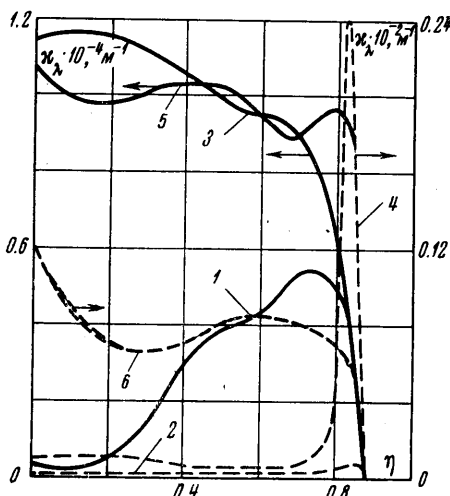
Из-за падения температуры во внешних частях диффузионного слоя паров, обусловленного высвечиванием, основной вклад в лучистый перенос дают переходы в молекулярных полосах CO, CN, C_2 и других.

Структура спектрального состава излучения, проходящего через пограничный слой и характеризующаяся отношением монохроматического потока, подходящего к поверхности тела к потоку, падающему на внешнюю границу пограничного слоя $q_\lambda^* = q_{\lambda w}^+ / q_{\lambda e}^+$ для всех рассмотренных вариантов также оказывается близкой почти для всех $\lambda \geq 0.1$ мкм. Исключение составляет интервал $0.125 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.2 \text{ мкм}$, в котором характер этого отношения для равновесного случая примерно повторяет спектральную зависимость 4^+ полосы молекулы CO.

Заметим, что в случае умеренных вдувов (и тем более малых) и качественное отличие в спектральных и интегральных q_{rw}^+ потоках для всевозможных вариантов, включающих в себя замороженный и равновесный, составляет не более 20%. Случай 2, соответствующий вдуву паров с $\sigma_\lambda = 10^{-29}$ см² при $\lambda > 0.125$ мкм, следует рассматривать как модельный.

При больших вдувах это различие оказывается чуть большим главным образом за счет более интенсивного поглощения в диапазоне $0.125 \text{ мкм} < \lambda \leq 0.32 \text{ мкм}$, где в этом случае оптические толщины пограничного слоя $\tau_{\lambda e}$ достигают величины ~ 1 . При $\lambda > 0.32$ мкм для рассмотренных вариантов $\tau_{\lambda e} \gg 1$, однако отношение $q_\lambda^* > 1$.

Эти, а также аналогичные, рассчитанные для других условий течения (параметров, торможения, размеров тела и скоростей уноса), результаты, позволяют сделать вывод, что существуют диапазоны длин волн, в которых будет иметь место увеличение интенсивности (потока) $I_{\lambda w}^+$ по сравнению с $I_{\lambda e}^+$, причем границы этих диапазонов могут быть найдены из рассмотрения формального решения уравнения переноса лучистой энергии



Фиг. 6

$$I_{\lambda}^{+}(s) = I_{\lambda}^{+}(s_e) \exp \left[- \int_{s_e}^s \kappa_{\lambda}(t) dt \right] + \int_{s_e}^s \kappa_{\lambda}(t) B_{\lambda}(t) \exp \left[- \int_t^s \kappa_{\lambda}(z) dz \right] dt \quad (2.1)$$

где $I_{\lambda}^{+}(s)$ — интенсивность излучения $I_{\lambda}^{+}(y, \vartheta)$, рассматриваемая как функция координаты s вдоль луча, направленного от ударной волны к телу. Константа интегрирования $I_{\lambda}^{+}(s_e)$ соответствует интенсивности потока, проходящего на внешнюю границу пограничного слоя со стороны невязкой части в заданном направлении s .

При помощи очевидного соотношения

$$\kappa_{\lambda}(t) \exp \left[- \int_t^s \kappa_{\lambda}(z) dz \right] = - \left\{ 1 - \exp \left[- \int_t^s \kappa_{\lambda}(z) dz \right] \right\}' = - \varphi_{\lambda}'(t, s)$$

(штрих означает дифференцирование по t) выражение (2.1) может быть переписано в виде (2.2)

$$I_{\lambda}^{+}(s) = I_{\lambda}^{+}(s_e) \exp \left[- \int_{s_e}^s \kappa_{\lambda}(t) dt \right] - \int_{s_e}^s \varphi_{\lambda}(t, s) B_{\lambda}(t) dt$$

Интегрируя по частям, получим

$$I_{\lambda}^{+}(s) = I_{\lambda}^{+}(s_e) \exp \left[- \int_{s_e}^s \kappa_{\lambda}(t) dt \right] + B_{\lambda}(s_e) \varphi_{\lambda}(s_e, s) + \int_{s_e}^s \varphi_{\lambda}(t, s) dB_{\lambda}(t) \quad (2.3)$$

Последнее слагаемое в (2.3) может быть преобразовано при помощи обобщенной теоремы о среднем, так как $\varphi_{\lambda}(t, s)$ непрерывна и дифференцируема, а $B_{\lambda}(t)$ — функция, монотонно убывающая на отрезке $[s, s_e]$. Имеем

$$I_{\lambda}^{+}(s) = I_{\lambda}^{+}(s_e) \exp \left[- \int_{s_e}^s \kappa_{\lambda}(t) dt \right] + B_{\lambda}(s_e) \varphi_{\lambda}(s_e, s) - \varphi_{\lambda}(\xi, s) [B_{\lambda}(s_e) - B_{\lambda}(s)] \quad (2.4)$$

Рассмотрим условие возрастания интенсивности излучения в пограничном слое

$$I_{\lambda}^{+}(s) > I_{\lambda}^{+}(s_e) \quad (2.5)$$

Из (2.4) и (2.5) получим неравенство

$$[B_{\lambda}(s_e) - I_{\lambda}^{+}(s_e)] \varphi_{\lambda}(s_e, s) > \varphi_{\lambda}(\xi, s) [B_{\lambda}(s_e) - B_{\lambda}(s)] \quad (2.6)$$

выполнение которого влечет за собой справедливость (2.5). Так как практически во всех случаях $B_{\lambda}(s_e) > I_{\lambda}^{+}(s_e)$ и по условию $0 < \varphi_{\lambda}(\xi, s) / \varphi_{\lambda}(s_e, s) < 1$, для выполнения неравенства (2.6) достаточно потребовать, чтобы

$$I_{\lambda}^{+}(s_e) < B_{\lambda}(s) \quad (2.7)$$

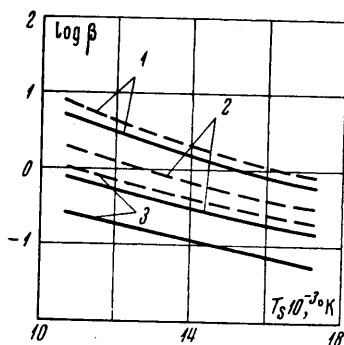
Полагая $s = 0$, получаем условие, достаточное для усиления интенсивности, падающей на тело, по сравнению с $I_{\lambda}^{+}(s_e)$

$$I_{\lambda}^{+}(s_e) < B_{\lambda 0} \quad (2.8)$$

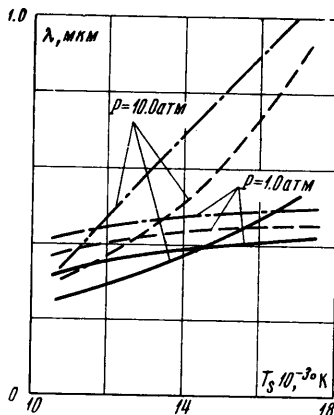
Величина $I_{\lambda}^{+}(s_e)$ определяется решением невязкой задачи и не зависит от оптических свойств внутри пограничного слоя, в связи с чем искомые интервалы длин волн находятся из сравнения $I_{\lambda}^{+}(s_e)$ с равновесной интенсивностью абсолютно черного тела, рассчитанной при температуре, близкой к температуре поверхности.

Для широкого диапазона условий эти интервалы составляют значительную часть видимой области, причем с уменьшением давления и температуры торможения, а также размеров тела их величина будет расти.

В качестве примера на фиг. 8 приведены такие диапазоны для $p = 1.0, 10$ атм. Сплошные кривые соответствуют $R = 0.3$ м, пунктир — 1.0 м, штрих-пунктир — 3.0 м; области длин волн, лежащие ниже этих кривых, соответствуют зонам возможной экранировки. В качестве T_w при построении приведенных зависимостей использовались значения $3 \cdot 10^3$ °К для $p = 1.0$ атм и $4 \cdot 10^3$ °К для $p = 10.0$ атм.

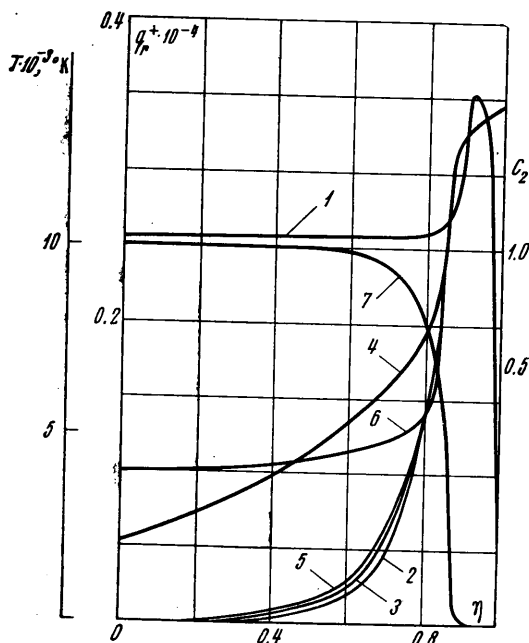


Фиг. 7



Фиг. 8

Очевидно, что сделанные выводы будут справедливы и в других областях течения, а так как с удалением от критической точки величина $I_{\lambda}^{+}(s_e)$ будет резко падать, интервалы длин волн, в которых имеет место (2.5) при $s = 0$, будут увеличиваться. Если $I_{\lambda}^{+}(s_e) = 0$, то наличие в пограничном слое оптически непрозрачных паров будет всегда приводить к увеличению лучистого потока к поверхности в соответствующих длинах волн.



Фиг. 9

В тех случаях, когда неравенство (2.8) меняет знак возможно как усиление интенсивности излучения, так и его экранировка. Как видно из (2.6), знак (2.8) зависит от характера изменения отношения $\phi_{\lambda}(\xi, 0) / \phi_{\lambda}(s_e, 0)$, т. е. от распределения оптической толщины поперек пограничного слоя в каждом из направлений s . Например, в области вакуумного ультрафиолета $\lambda \leq 0.115$ мкм наличие в пристеночной области компонентов с большими значениями сечений поглощения, обусловленными фотоионизационными переходами с основных электронных состояний атомов и молекул приводит к тому, что уже вблизи поверхности оптические толщины достигают величин, значительно превышающих единицу, в связи с

чем отношение $\phi_{\lambda}(\xi, 0) / \phi_{\lambda}(s, 0) \rightarrow 1$ для любых $\xi > 0$.

С другой стороны, в этих длинах волн имеет место неравенство $B_{\lambda, w} \ll I_{\lambda}^{+}(s_e)$, если $I_{\lambda}^{+}(s_e)$ не стремится к нулю, которое означает в силу (2.6), что здесь всегда имеет место экранировка излучения.

Для выяснения роли паров в этом спектральном интервале была проведена серия расчетов при условии, что варьировались сечения поглощения определяющих компонентов только в (1°), в то время как в (2°)—(4°) для всех рассмотренных случаев они были одни и те же.

На фиг. 9 в качестве примера представлено распределение односторонних лучистых потоков поперек ударного слоя

$$q_r^+(\eta) = \int_{0.05 \text{ мкм}}^{0.115 \text{ мкм}} q_{\lambda}^+(\eta) d\lambda$$

для режима большого вдува $p = 10 \text{ атм}$, $R = 1.0 \text{ м}$, $T = 14 \cdot 10^3 \text{ °К}$ для следующих вариантов (цифры у кривых): 1) $\kappa_{\lambda}(T) \equiv 0$ при $c_2^*(\eta) \geq 0.5$; 2) $\kappa_{\lambda}(T) = \kappa_{\lambda}^*(T)$, причем $\kappa_{\lambda}^*(T)$ рассчитывался по сечениям определяющих компонентов, не зависящим от λ и T и соответствующим варианту 3 (фиг. 4); 3) $\kappa_{\lambda}(T) = 0.5\kappa_{\lambda}^*(T)$ при $c_2^*(\eta) \geq 0.5$; 4) $\kappa_{\lambda}(T) = 0.1\kappa_{\lambda}^*(T)$ при $c_2^*(\eta) \geq 0.5$; 5) $\kappa_{\lambda}(T) = 0.5\kappa_{\lambda}^*(T)$ при $c_2^*(\eta) \geq 10^{-4}$.

Кривые 6, 7 на фиг. 8 дают профили температуры и концентрации $c_2(\eta)$ вдуваемого элемента, $c_2^*(\eta) = c_2(\eta) / c_{2w}$.

Уменьшение суммарного коэффициента поглощения в каждой точке пограничного слоя на порядок не приводит к качественному отличию в поведении $q_r^+(\eta)$. Аналогичный результат получается и при вариации сечений определяющих компонент таким образом, что $[\kappa_{\lambda}(T)]_{\max} \leq 0.1\kappa_{\lambda}^*(T)$, причем во всех случаях эффект паров в смысле поглощения сказывается главным образом при $c_2^*(\eta) \geq 0.5$. При этом основная доля лучистого потока, приходящего на стенку, лежит в спектральном интервале $0.087 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0.105 \text{ мкм}$, т. е. переносом лучистой энергии при $\lambda < 0.087 \text{ мкм}$ можно пренебречь.

Для всех рассмотренных случаев, охватывающих разные условия течения, размеры тела, а также скорости вдува изменение оптических свойств в области вакуумного ультрафиолета в самых широких пределах не приводит к отличию профиля температуры от замороженного более чем на 10%. Это объясняется тем, что доля ультрафиолетовой области в общем потоке лучистой энергии оказывается значительной лишь в тех случаях, когда излучение несущественно по сравнению с другими видами энергии, определяющими профиль температуры.

3. Представляет интерес оценка величины лучистого потока, падающего на тело, с учетом максимально возможного вклада в него компонентов, присутствующих в пограничном слое.

Эту оценку можно получить на основании рассмотрения течения невязкого, нетеплопроводного излучающего газа. В этом случае величина максимального потока лучистой энергии, высвечиваемой газом по направлению к телу, равна потоку полной энергии, поступающей в пограничный слой и равной $(\rho v h)_e$ (h_e — энтальпия на внешней границе пограничного слоя) за вычетом потока излучения, выходящего из пограничного слоя в невязкую часть q_{re}^- . В качестве q_{re}^- необходимо брать его наименьшее значение, равное половине энергии, высвечиваемой в обе стороны. Последнее утверждение очевидно для оптически тонкого слоя; для слоя произвольной оптической толщины всегда имеет место соотношение $q_{re}^- > q_{rw}^+$.

Таким образом, максимальная величина потока лучистой энергии, приходящего к телу и обусловленного чистым высвечиванием газа в пограничном слое, равна

$$E = \frac{1}{2}(\rho v)_e (h_e - h_w) \quad (3.1)$$

На фиг. 7 представлено отношение $\beta = E / q_{re}^+$ в зависимости от температуры торможения для трех значений p и R . Пунктирные кривые соответствуют $p = 0.1 \text{ атм}$, сплошные — $p = 1.0, 10 \text{ атм}$ (в логарифмическом масштабе точки для $p = 1.0$ и 10.0 атм совпадают с точностью до 0.1%, в связи с чем изображены одной кривой), кривые 1, 2, 3 соответствуют $R = 0.3, 1.0, 3.0 \text{ м}$. Видно, что для весьма широкого диапазона условий течения и размеров тела увеличением лучистого потока к поверхности в пограничном слое можно пренебречь по сравнению q_{re}^+ .

Естественно ввести простую оценочную формулу для расчета максимально возможного потока на стенку для различных режимов течения

$$q_{rw}^+ = q_{re}^+(R, T_s, p) [1 + \beta(R, T_s, p)] \quad (3.2)$$

Существен вопрос о выборе внешней границы пограничного слоя, т. е. об определении точки $\eta = \eta_e$. В частности, от ее выбора существенно зависит величина

$$(\rho v)_e = f_e(\eta) \sqrt{\rho_w \mu_w 2u_e'} \quad (3.3)$$

так как функция тока во внешних областях течения резко возрастает при приближении η к η_e .

В связи с этим, а также для того чтобы использовать данные по решению невязки задач, искомая точка определялась как точка ударного слоя, в которой значение функции тока, рассчитанное в результате точного решения уравнения движения (1.9), отличалось от значения, вычисленного по идеальному (невязкому, нетеплопроводному) решению, не более чем на 10%. Отметим, что использование параметра β для оценки максимального высвечивания энергии пограничным слоем оказывается справедливым и при учете переноса излучения в линиях, так как величина E не зависит от механизма излучения, а расчет $q_{r,e}^+$ без учета линий дает завышенный результат для β .

Поступило 5 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoshisaki H., Lasher L. E. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA paper, 1967, No. 327.
2. Chin Jin H. Radiation transport for stagnation flows including the effect of lines and ablation layer. AIAA paper, 1968, No. 664.
3. 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.
4. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
5. Лунев В. В., Мурзинов И. Н. Влияние излучения на течение в окрестности критической точки тупого тела. ПМТФ, 1961, № 2.
6. Лиз Л. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций», М., Изд-во иностр. лит., 1962.
7. Hansen C. F. Approximations for the thermodynamic and transport properties of high — temperature air. NASA TR, R—50, 1959.
8. Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Баула Г. Г. Излучательные и поглощательные свойства воздуха при высоких температурах $T = 2000—20\,000^\circ \text{K}$. Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы, Киев, «Наукова думка», 1966.
9. Пластинин Ю. А. Оптические сечения поглощения двухатомных молекул. В сб. «Физическая газодинамика ионизированных и химически реагирующих газов», М., «Наука», 1968.
10. Анфимов Н. А. Ламинарный пограничный слой в многокомпонентной смеси газов. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 1.
11. Рождественский И. Б., Шевелев В. П., Олевинский К. К. Расчет состава и термодинамических функций произвольных реагирующих газовых систем. В сб. «Свойства газов при высоких температурах», М., «Наука», 1967.
12. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.
13. Бонд Дж., Уотсон К., Уэлч Дж. Физическая теория газовой динамики. М., «Мир», 1968.