

УДК 533.6.011.55:536.244

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

Л. М. БИБЕРМАН, С. Я. БРОНИН, А. Н. ЛАГАРЬКОВ

(Москва)

Рассматривается теплообмен в окрестности критической точки затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха. Газодинамические уравнения сохранения решаются совместно с уравнением переноса излучения, записанным в интегральной форме. Учитываются вязкость, теплопроводность и реальные радиационные свойства воздуха, в том числе излучение спектральных линий. Получены профили термодинамических величин вдоль критической линии. Обсуждается зависимость радиационной и конвективной составляющих аэродинамического нагрева от скорости, давления перед фронтом и радиуса кривизны затупления. Получены приближенные соотношения для тепловых потоков в окрестности критической точки, имеющие вид законов подобия. Обсуждаются границы применимости приближения локального термодинамического равновесия в сжатом слое. Рассматривается влияние на аэродинамический нагрев поглощения излучения сжатого слоя холодным набегающим потоком. При этом принимается во внимание зависимость спектрального коэффициента поглощения холодного воздуха от интенсивности падающего на него излучения.

1. Постановка задачи и метод решения. Рассмотрим течение вблизи критической точки затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха. Предположим, что параметры газа на фронте ударной волны меняются скачком и что газ в ударном слое находится в состоянии локального термодинамического равновесия. Более подробно справедливость этого приближения применительно к исследованному диапазону условий будет обсуждаться ниже. Будем, кроме того, рассматривать задачу без учета абляции теплозащитного покрытия. Если условия локального термодинамического равновесия выполнены, то система уравнений, описывающая поле течения в окрестности осевой линии тока, имеет следующий вид [1]:

$$rd\rho v / dy + 2\rho(v + u) = 0 \quad (1.1)$$

$$r\rho v du / dy + \rho u^2 + \rho v u + P_0 = d[\mu du / dy] / dy \quad (1.2)$$

$$dp / dy + \rho v dv / dy = 0 \quad (1.3)$$

$$\rho v d(h + v^2/2) / dy = -\operatorname{div} \bar{q}^r + d\left(\frac{\mu}{Pr} \frac{dh}{dy}\right) / dy \quad (1.4)$$

$$r \frac{dP_0}{dy} - 2\rho u^2 = 0 \quad \left(P_0 = \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0}\right) \quad (1.5)$$

Система координат показана на фиг. 1. Здесь R — радиус кривизны в передней точке, ρ — плотность, $u = \partial u' / \partial \theta$, p — давление, h — энтальпия единицы массы. Уравнение состояния $\rho = \rho(h, p)$ заимствовано из работы [2], значения коэффициента вязкости $\mu(h, p)$ и равновесного числа Прандтля $Pr(h, p)$ — из работы [3].

Для получения системы (1.1) — (1.5) в известных уравнениях сохранения были опущены слагаемые порядка ε , где $\varepsilon = \delta / R$ (δ — величина отхода скачка). При учете «вязких» членов сохранялись слагаемые, имеющие наименьший порядок малости по степеням Re^{-1} ($Re = \rho_w R V_\infty / \mu_w$, где индекс w соответствует поверхности тела). Граничные условия задавались на поверхности тела ($v = 0, u = 0, h = h_w$) и на скачке уплотнения. На первом этапе расчета не учитывалось влияние излучения, выходящего через фронт ударной волны на набегающий поток холодного воздуха. Более подробно этот вопрос обсуждается в п. 6 и 7.

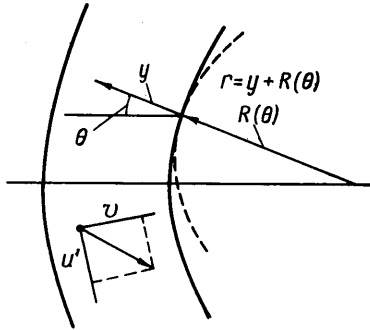
При вычислении радиационного потока тепла \bar{q}^R ударный слой можно заменить плоским слоем толщиной δ , поскольку $\delta \ll R$. Тогда

$$q^R(y) = 2\pi \int_0^\infty dv \int_0^\delta \varepsilon_v(y') E_2 \left(\left| \int_y^{y'} k_v(y'') dy'' \right| \right) \text{sign}(y - y') dy' \quad (1.6)$$

$$E_2(x) = \int_1^\infty \frac{du}{u^2} e^{-ux}$$

где ν — частота, k_ν — коэффициент поглощения, ε_ν — излучательная способность воздуха. В (1.6) не учтено излучение, отраженное обтекаемой поверхностью и испущенное ею. Это допустимо, если степень черноты поверхности для $\nu < \nu_0 \sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ близка к единице, что согласуется с экспериментальными данными [4]. В этом случае отражение незначительно, тогда как собственное излучение поверхности мало вследствие ее относительно низкой температуры ($2 - 3 \cdot 10^3 \text{ K}$). Что касается $\nu > \nu_0$, то в этой области газ слабо поглощает и поэтому практически не реагирует на излучение поверхности. При вычислении $q^R(y)$ линии и остальной спектр (фон) рассматривались отдельно. Фон разбивался на 21 спектральный интервал так, чтобы в пределах каждого интервала слабо меняющийся k_ν можно было заменить средним по интервалу значением \bar{k}_i . Величины \bar{k}_i зависят от давления и температуры и тем самым от координат. Метод учета спектральных линий в условиях неоднородного слоя подробно описан в [5]. Отметим лишь, что учитывалась мультиплетность, зависимость формы линий от температуры и давления, а также наложение линий на фон.

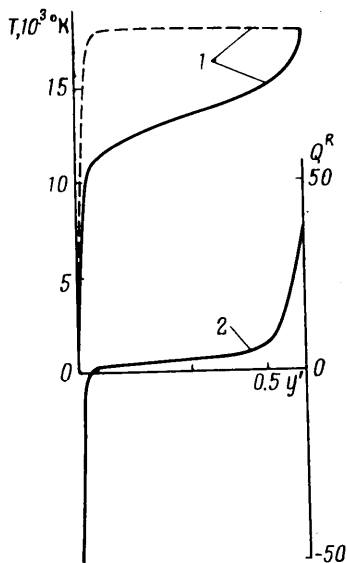
Всего было учтено 57 наиболее интенсивных мультиплетов. Излучение в сливающихся линиях спектральных серий, сходящихся к соответствующим фотоионизационным порогам, учитывалось путем соответствующего сдвига фотоионизационных порогов, зависящего от давления и температуры. Оптические свойства горячего воздуха были взяты из работ [6, 7]. Специфика процесса переноса излучения такова, что обычная постановка задачи для уравнений поглощающего пограничного слоя, как показано в [8], становится некорректной. Условия, при которых такая постановка верна [9], в воздухе не выполняются. В связи с этим вязкие уравнения решались во всем ударном слое без разделения последнего на невязкую область и пограничный слой, несмотря на то что в рассматриваемых режимах обтекания числа Re велики.



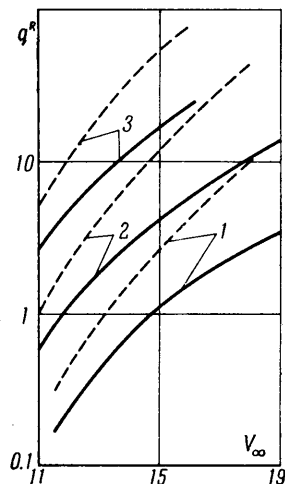
Фиг. 1

Уравнения газовой динамики с учетом переноса излучения решались итерационным методом. Итерационная процедура, а также методы ускорения ее сходимости подробно изложены в работе [10].

2. Результаты расчетов. Численное решение системы (1.1) — (1.6) позволяло определить величину отхода δ , профили скоростей, температуры и давления, конвективного q^c и радиационного q_w^R потоков в окрестности критической точки ($q^c = (\mu / Pr) dh / dy|_{y=0}$).



Фиг. 2



Фиг. 3

На основании полученных решений можно сделать следующие выводы. Учет переноса излучения практически не меняет давления в сжатом слое, однако существенно уменьшает температуру и, соответственно, увеличивает плотность. Последнее обстоятельство приводит к некоторому уменьшению длины отхода. Совокупность вычисленных значений длины отхода хорошо описывается следующей простой зависимостью:

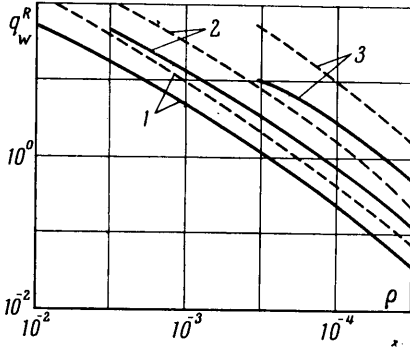
$$\frac{\delta}{\delta_0} \approx 1 - \frac{q_w^R + q_s^R}{1/2 \rho_\infty V_\infty^3} \quad \left(q_w^R + q_s^R = \int_0^\delta \operatorname{div} \mathbf{q}^R dy \right) \quad (2.1)$$

Здесь δ_0 — длина отхода, полученная без учета радиационных процессов; q_w^R и q_s^R — потоки, излучаемые ударным слоем в направлении тела и скачка. На фиг. 2 приведены типичные профили температуры (кривая 1) и $Q^R = \operatorname{div} \mathbf{q}^R$ (кривая 2; Q^R измеряется в $\text{квт}/\text{см}^3$) как функции безразмерной координаты $y' = y / \delta_0$ для следующих условий: $V_\infty = 18 \text{ км/сек}$, $\rho_\infty := 0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$, $R = 3 \text{ м}$. Там же пунктиром дан профиль температуры, полученный без учета излучения.

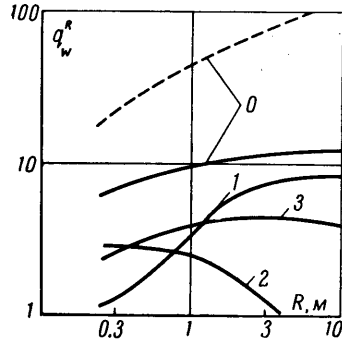
Охлаждение газа в ударном слое приводит к уменьшению лучистого потока по сравнению с величиной потока q_0^R , рассчитанного в предположении, что излучение не влияет на структуру ударного слоя. На фиг. 3 приведена зависимость лучистых потоков q_w^R от скорости V_∞ (сплошные линии) при $R = 1 \text{ м}$ и трех значениях* плотности набегающего потока ($1 - \rho_\infty = 10^{-4}$, $2 - \rho_\infty = 0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$, $3 - \rho_\infty = 10^{-3} \rho_0$, где $\rho_0 =$

$= 1.29 \cdot 10^{-3} \text{ вт/см}^2$). Пунктирными кривыми изображены аналогичные зависимости для величин q_0^R . Здесь, как и далее, тепловые потоки измеряются в вт/см^2 скорости — в км/сек .

На фиг. 4 представлена зависимость q_w^R от $\rho' = \rho_\infty / \rho_0$ для $R = 1 \text{ м}$. Три сплошные кривые соответствуют трем значениям скорости: 1 — $V_\infty = 12 \text{ км/сек}$, 2 — $V_\infty = 14 \text{ км/сек}$, 3 — $V_\infty = 18 \text{ км/сек}$. Пунктирные кривые



Фиг. 4



Фиг. 5

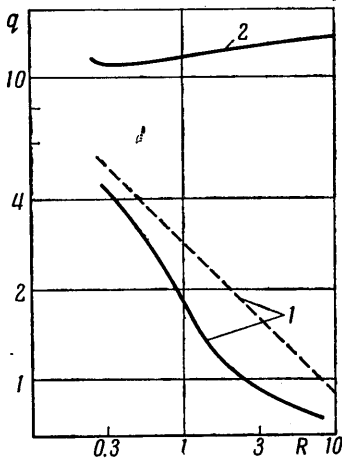
вые соответствуют величинам q_0^R . Из фиг. 3, 4 видно, что соотношение q_w^R / q_0^R уменьшается с ростом скорости и плотности, поскольку рост последних увеличивает роль радиационного охлаждения.

Рассмотрим влияние радиуса кривизны тела. С увеличением R и δ усиливаются эффекты, связанные с радиационным охлаждением. С другой стороны, увеличение толщины излучающего слоя должно привести к увеличению лучистого потока. Поскольку оба фактора действуют одновременно, лучистый поток q_w^R растет с ростом R значительно медленнее, чем q_0^R . На фиг. 5 приведена зависимость лучистого потока (кривая 0) q_w^R от R (в метрах) при $V_\infty = 18 \text{ км/сек}$ и $\rho_\infty = 0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$. Пунктирная кривая изображает зависимость q_0^R от R .

Отметим, что с ростом R различные спектральные составляющие полного лучистого потока меняются по-разному. Удобно представить величину q_w^R в виде суммы следующих трех величин: 1 — непрерывное излучение в области $\nu < 87 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, 2 — непрерывное излучение в области $\nu > 87 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, 3 — излучение спектральных линий. На фиг. 5 приведена зависимость от R указанных трех составляющих для $V_\infty = 18 \text{ км/сек}$, $\rho_\infty = 0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$. Видно, что первая составляющая монотонно растет с ростом R , вторая уменьшается и третья относительно слабо зависит от R . В связи с этим не исключено, что в некоторых режимах величина q_w^R будет убывать с ростом R . В работе [11] именно такое поведение q_w^R наблюдалось при $V_\infty = 11.9 \text{ км/сек}$, $\rho_\infty = 0.76 \cdot 10^{-3} \rho_0$. Однако проведенные численные расчеты показывают, что во всех представляющих интерес условиях обтекания имеет место медленное возрастание лучистого потока. При этом в режимах, близких к рассмотренному в [11], это возрастание происходит быстрее, чем во многих других. Полученное в работе [11] anomalous поведение величины q_w^R , вероятно, связано с некорректным учетом излучения спектральных линий, которые в данном случае дают 40% общего потока q_w^R .

Рассмотрим влияние излучения на пограничный слой и величину конвективного потока в критической точке. Выделим два фактора, определяющих это влияние. Во-первых, охлаждение газа в ударном слое приводит

к уменьшению h_c — энтальпии на «внешней границе» пограничного слоя — и, следовательно, к уменьшению конвективного потока. Во-вторых, часть лучистого потока, приходящего из горячей «вязкой» области ударного слоя, поглощается в холодной пристеночной области, что приводит к



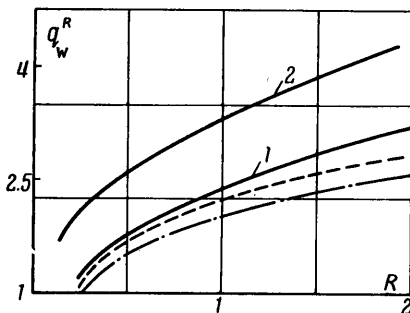
Фиг. 6

уменьшению толщины теплового пограничного слоя и пропорциональному увеличению конвективного потока.

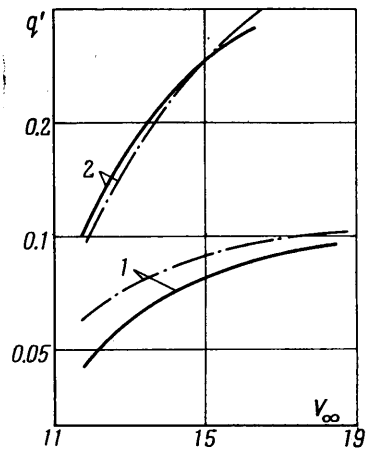
На фиг. 6 приведены зависимости конвективных потоков q^c и q_0^c (сплошная и пунктирная кривые 1) от R при $V_\infty = 18$ км/сек, $\rho_\infty = 0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$. При малых R радиационное охлаждение, усиливающееся с ростом R , приводит к тому, что конвективный поток q^c убывает быстрее, чем q_0^c . Однако при больших R , когда становится существенным поглощение в погранслое лучистых потоков, спад конвективного потока замедляется. В условиях, когда поглощение в погранслое очень велико, q^c может стать большим, чем q_0^c . Небольшое (30%) превышение q^c над q_0^c наблюдалось в режимах обтекания с $\rho_\infty = 10^{-2} \rho_0$. В условиях большого поглощения в погранслое структура теплового пограничного слоя определяется радиацион-

ными процессами и хорошо известная аналогия между тепловым и вязким пограничными слоями нарушается. Отметим, что при этом структура вязкого пограничного слоя практически не изменяется.

Кривая 2 (фиг. 6) описывает зависимость полного теплового потока $q_z = q^c + q_w^R$ от R . Обращает на себя внимание весьма слабая зависимость этой величины от R при $R > 0.2$ м. Эта ситуация является весьма типичной: ни в одном из рассмотренных режимов при изменении R от 0.3 до 3 м полный поток не менялся более чем на 70%.



Фиг. 7



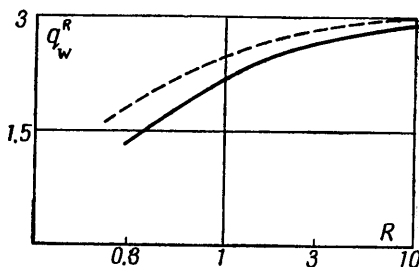
Фиг. 8

3. Сравнение с результатами других работ. В работе [12] профили температуры и радиационная составляющая аэродинамического нагрева рассчитывались без учета спектральных линий. На фиг. 7 приводится сравнение результатов работы [12] (пунктирная кривая) с расчетами при $V_\infty = 15.25$ км/сек и $\rho_\infty = 0.28 \cdot 10^{-3} \rho_0$. Сплошная кривая 1 получена при расчете, в котором, так же, как и в работе [12], учитывался только непрерывный спектр. Сплошная кривая 2 получена с учетом

и непрерывного спектра и спектральных линий (штрих-пунктирная кривая показывает вклад непрерывного спектра в полный лучистый поток).

В работе [13] расчет лучистого потока также проводился без учета спектральных линий. Однако полученные в этой работе величины потоков оказались заметно меньшими результатов работы [12], которые, по-видимому следует считать более точными. На фиг. 8 расчеты (сплошные линии) сопоставляются с результатами работы [14] (штрих-пунктир). Кривые 1 изображают зависимость безразмерного лучистого потока $q' = q_w^R / 1/2 \rho_\infty V_\infty^3$ от скорости при $\delta_0 = 10$ см и давлении в сжатом слое $p = 1$ атм. Кривые 2 соответствуют излучению однородного плоского слоя. Хорошее согласие кривых 2 указывает на близость использованных коэффициентов поглощения. Расхождение кривых 1 до 30% при $V_\infty = 12$ км/сек, вероятно, обусловлено недостаточно точным учетом линий, а также тем, что авторы [14] пренебрегли теплопроводностью.

На фиг. 9 приведены результаты работы [15] (пунктирная кривая) и результаты данной работы (сплошная кривая) при $V_\infty = 15.25$ км/сек, $\rho_\infty = 0.166 \cdot 10^{-3} \rho_0$. Превышение ($\sim 30\%$) пунктирной кривой над сплошной объясняется, по-видимому, тем, что в [15] не учитывалась теплопроводность газа, приводящая к дополнительному охлаждению ударного слоя.



Фиг. 9

4. Некоторые простые соотношения для величин тепловых потоков в окрестности критической точки. На основании проведенных численных расчетов, а также из аналитического решения ряда задач можно получить несколько простых соотношений для величин тепловых потоков, падающих в критическую точку. Некоторые из этих соотношений, как будет видно ниже, имеют форму законов подобия.

Прежде всего отметим, что с хорошей точностью ($\sim 5\%$) выполняется следующее равенство:

$$q^c = (h_e - h_w)(h_e^\circ - h_w)^{-1} q_0^c + \Delta q^R \quad (4.1)$$

где h_e — значение энтальпии на внешней границе погранслоя, h_e° — значение энтальпии на внешней границе пограничного слоя без учета переноса излучения, Δq^R — величина, на которую уменьшается лучистый поток в результате поглощения в пограничном слое. Равенство (4.1) приводит к следующему выражению для полного потока q_z в критической точке:

$$q_z = (h_e - h_w)(h_e^\circ - h_w)^{-1} q_0^c + q_e^R \quad (4.2)$$

где q_e^R — лучистый поток, падающий на внешнюю границу пограничного слоя. Равенство (4.2) означает, что полный тепловой поток в критической точке равен сумме лучистого потока, падающего на внешнюю границу пограничного слоя (он может быть получен из решения «невязкой» задачи с учетом охлаждения) и конвективного потока, рассчитанного по формуле Фэя — Риддела, в которой значение энтальпии на внешней границе пограничного слоя берется из решения невязкой задачи с охлаждением. Выражение (4.2) было получено ранее на основании аналитического решения модельной задачи [8]. Анализ численных результатов решения реальной задачи подтвердил справедливость выражения (4.2). Истинное соотношение между конвективной и лучистой составляющими полного потока остается в выражении (4.2) неопределенным и может быть получено только на основании решения вязкой задачи с учетом охлаждения.

В теории конвективного теплообмена большую роль играют соотношения подобия, связанные с возможностью введения характерных безраз-

мерных параметров. В теории радиационного теплообмена вследствие резкой зависимости радиационных характеристик от частоты, температуры и давления строгие соотношения подобия отсутствуют. Однако приближенные соотношения подобия иногда удается ввести.

Для лучистой составляющей потока оказывается справедливым следующее соотношение:

$$q_w^R / q_0^R \approx f(\kappa) = (1 + \frac{3}{2}\kappa^{5/6})^{-1} \quad (4.3)$$

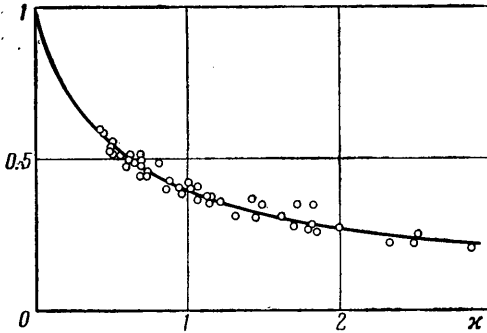
$$\kappa = \xi \psi(1/2 V_\infty^2)$$

$$\xi = (q_0^c + 2q_0^R) (1/2 \rho_\infty V_\infty^3)^{-1}$$

Фигурирующая в (4.3)

функция $\psi(h)$ определяется равенством

$$\psi(h) = \frac{d \ln \varphi_1(h)}{d \ln h}$$



Фиг. 10

где $\varphi_1(h)$ определена ниже в выражении (4.5). На фиг. 10 приведены результаты расчетов, по оси координат отложены значения q_w^R / q_0^R , по оси абсцисс — значения параметра κ . Сплошная кривая соответствует формуле (4.3), кружки — численным расчетам. Видно, что в пределах точности самих расчетов ($\sim 20\%$) отношение q_w^R / q_0^R можно считать функцией только параметра κ . Аналогично (4.3) имеется закон подобия для величины q_2

$$q_2 / q_2^0 = (1 + \frac{7}{3}\kappa')^{-1} \quad (4.4)$$

$$\kappa' = \xi' \psi(1/2 V_\infty^2), \quad \xi' = q_0^R (1/2 \rho_\infty V_\infty^3)^{-1}$$

Отметим, что связь между отношением q_w^R / q_0^R и параметром ξ' при фиксированном значении V_∞ была впервые указана в работе [16]. В работе [17] были собраны и представлены графически результаты расчетов, выполненных в работах [12, 15, 18-20].

Полученный в [17] график обнаруживает значительный разброс расчетных точек. Это объясняется тем, что расчеты лучистых потоков проводились на основе различных спектральных моделей.

Существование приближенных законов подобия (4.3) и (4.4) является следствием того, что в широком диапазоне значений h , p и δ (соответствующим режимам обтекания $10 \leq V_\infty \leq 20$ км/сек, $30 < H < 70$ км и $0.2 < R < 5$ м) выполняются следующие соотношения

$$q_0^R = \varphi_1(h) \varphi_2(p) (\rho \delta / p)^\beta \quad (4.5)$$

$$\varphi_1(h) = 0.48 h^{3.7} f(h), \quad \varphi_2(p) = 2.3 p^{1.35} G(p)$$

где $\beta = 0.5$ и слабо зависит от h , p и δ . Функции $f(h)$ и $G(p)$ близки к единице.

Для более точных расчетов могут быть использованы следующие аппроксимации:

$$f(h) = 1 + 15.7 |h - 0.5|^{0.89} e^{-2h^{1.5}}$$

$$G(p) = 1 - 0.63 (|\lg p| - 0.3)^2$$

$$\beta = 0.5 \cdot e^{0.27 (\lg 1.58 p)^2} (1 - h) + 0.45 h$$

Здесь h выражается в $10^{12} \text{ г} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{сек}^{-2}$, p — атм, ρ — $10^{-6} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, δ — см, q_0^R — $\text{квт} \cdot \text{см}^{-2}$.

5. Обсуждение приближения локального термодинамического равновесия в сжатом слое. Одним из существенных допущений работы является приближение локального термодинамического равновесия. Действительно, здесь предполагается, что длина зоны релаксации много меньше толщины ударного слоя и излучением неравновесной релаксационной области можно пренебречь. Считается, что газ во всем сжатом слое, в том числе и в пограничном слое, находится в равновесии.

В настоящее время имеются обширные теоретические и экспериментальные исследования по структуре релаксационной зоны прямой ударной волны (см., например, [21, 22]). Результаты этих работ позволяют уверенно утверждать, что в рассматриваемом диапазоне условий толщина зоны релаксации много меньше толщины ударного слоя. Можно также утверждать [23], что поток излучения неравновесной релаксационной зоны ударной волны в воздухе мал по сравнению с суммарным потоком (конвективным и лучистым), падающим на тело, хотя излучательная способность неравновесной области действительно может значительно превышать равновесное значение. Таким образом, предположения, высказанные в [24, 25], о важной роли излучения неравновесной зоны в аэродинамическом нагреве по крайней мере для движения в атмосфере Земли не оправдались [23].

Представляет интерес вопрос о выполнении приближения локального термодинамического равновесия в пограничном слое, где наблюдаются наибольшие градиенты. В настоящее время в литературе существует мнение, что «в течение наиболее интенсивного нагрева объекта, относительно круто входящего в атмосферу, газ в пограничном слое вследствие большой плотности находится в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию [26]». Однако ситуация существенно изменяется, если учесть, что при высоких скоростях полета погранслоем подвергается мощному воздействию излучения, идущего из горячей невязкой части ударного слоя.

Фотодиссоциационный континуум (Шумана—Рунге) молекулы кислорода интенсивно поглощает это излучение. В результате реакции $\text{O}_2 + h\nu \rightarrow 2\text{O}$ в пограничном слое создается концентрация O , значительно превышающая равновесную, при этом резко уменьшается концентрация O_2 . На это обстоятельство указывалось в работе [27], там же приведена конкретная оценка этого эффекта. Весьма интересным является то, что неравновесность подобного рода при скоростях полета 16—20 км/сек имеет место при давлениях в сжатом слое порядка нескольких атмосфер. В результате поглощения излучения происходит просветление пограничного слоя и увеличение лучистого потока, падающего на тело. Вследствие меньшего поглощения падает градиент энтальпии и при отсутствии вдува сумма конвективного и лучистого потоков, падающих на каталитическую стенку, не должна сколько-нибудь существенно измениться по сравнению с приведенными здесь значениями (см. равенство (4.2)). В случае некаталитической стенки результаты, полученные с учетом и без учета указанной выше неравновесности в пограничном слое могут, вообще говоря, существенно различаться.

Гораздо большее влияние описанного эффекта на тепловой поток должно иметь место при наличии сильного вдува в ударный слой. Обеднение заселенности поглощающих состояний («просветление»), вызванное поглощением излучения, может заметно ослабить суммарное экранирующее действие слоя вдуваемых продуктов, поскольку поглощение излучения будет происходить в области, где скорость растекания не является малой.

6. Взаимодействие набегающего потока воздуха с излучением ударного слоя. Излучение ударного слоя, опережая волну, может частично поглощаться холодным газом, влияя на состояние газа перед скачком и, тем самым, за ним. В [28] этот эффект был рассмотрен в связи с вопросом о наблюдаемой яркости прямой ударной волны. В [29—31], а также во многих других работах исследовалось влияние опережающего излучения на неравновесные эффекты до и после скачка¹.

Можно показать, что поглощение опережающего излучения практически не искажает картины течения перед фронтом волны, сохраняя неизменным поток массы и поток импульса. (Так, при $q_0^R < 0.2\rho_\infty V_\infty^3/2$ величины этих потоков непосредственно перед фронтом ударной волны отличаются от своих значений в невозмущенном течении не более чем на 1%.)

¹ Влияние опережающего излучения на гиперзвуковое обтекание подробно рассмотрено в кандидатской диссертации С. Я. Бронина (Москва, 1971).

Величина же потока энергии может изменяться значительно: в пределе, когда все излучение поглощается на малых расстояниях от фронта, величина потока энергии, втекающей в ударную волну, равна $\rho_\infty V_\infty^3 / 2 + q_s^R$.

Если поглощение излучения холодным воздухом увеличивает поток энергии, втекающей в разрыв, на величину Δq , граничное условие на скачке уплотнения для величины h может быть записано в виде

$$h = h_s = \frac{V_\infty^2}{2} \left(1 + \frac{\Delta q}{1/2 \rho_\infty V_\infty^3} \right) - \frac{v_s^2}{2} \quad (6.1)$$

Остальные граничные условия не меняются. Величина Δq определяется интенсивностью и спектральным составом излучения сжатого слоя в направлении набегающего потока. Если способ определения величины Δq известен (этот вопрос обсуждается ниже), то задача может быть решена с помощью следующей итерационной процедуры: система (1.1) — (1.5) решается при $\Delta q = 0$, затем находится первое приближение для Δq и вновь решается система (1.1) — (1.5) и т. д. Обычно приемлемая точность уже достигается в результате использования первого приближения по Δq . Однако и в этом случае систему (1.1) — (1.5) приходится решать дважды. Объем вычислений уменьшается, если воспользоваться соотношениями подобия (4.3), и (4.4). Действительно, тот факт, что часть потока q_s^R возвращается в ударный слой, можно интерпретировать как эффективное уменьшение параметра охлаждения ξ на величину $\Delta \xi = \frac{\Delta q}{q_s^R} \xi'$.

(Здесь величины Δq и q_s^R получены в нулевом приближении.) В соответствии с этим заменим величину κ в выражении (4.3) величиной

$$\kappa' = (\xi - \Delta \xi) \psi(1/2 V_\infty^2) \quad (6.2)$$

что приводит к следующему приближенному равенству:

$$q_w^{R*} = q_w^R \frac{1 + 3/2 \kappa'^{5/6}}{1 + 3/2 \kappa^{5/6}} \quad (6.3)$$

где q_w^R — поток излучения, падающий на стенку, рассчитанный без учета прогрева набегающего потока.

Перейдем к определению величины Δq . Поглощение излучения в набегающем потоке воздуха обусловлено в основном фотодиссоциацией молекул O_2 и фотоионизацией молекул N_2 и O_2 . В связи с этим при рассмотрении процессов перед ф.у.в. естественно выделить три спектральные области: 1) $0 < \nu < \nu_1$, где ν_1 — частота, с которой начинается интенсивная фотодиссоциация O_2 (фотодиссоционный континуум Шумана — Рунге), 2) $\nu_1 < \nu < \nu_2$, где ν_2 — частота, соответствующая началу фотоионизации O_2 , N_2 , 3) $\nu > \nu_2$. Соответственно вводим q_{s1}^R , q_{s2}^R и $\Delta q_{1,2,3}$.

В первом интервале частот коэффициент поглощения холодного воздуха пренебрежимо мал; q_{s1}^R практически полностью рассеивается в окружающем пространстве, т. е. $\Delta q_1 = 0$.

Взаимодействие холодного воздуха с излучением второго и третьего частотных интервалов может привести к заметному уменьшению концентраций молекулярных компонент. Таким образом, возникает нелинейная задача радиационной газовой динамики, отличающаяся тем, что коэффициент поглощения зависит от интенсивности и спектрального состава поля излучения. Оценка констант скоростей диссоциативной рекомбинации показывает, что образующиеся при фотоионизации молекулярные ионы $N_2^+(O_2^+)$ практически мгновенно рекомбинируют с образованием двух

атомов N(O). Это существенно упрощает рассмотрение, так как позволяет пренебречь вкладом заряженных компонент в оптические свойства набегающего потока. В соответствии с этим будем считать, что воздух перед фронтом ударной волны содержит только атомарные и молекулярные компоненты (N, O, N₂ и O₂). Отметим, что взаимодействие с излучением не изменяет оптических свойств газа для частот третьего интервала. Это следует из того, что сечение фотоионизации молекул типа N₂(O₂) в два раза больше сечения фотоионизации атомов N(O). Тогда можно показать, что

$$\Delta q_3 = q_{s3}^R \varepsilon_2(\tau_3) \quad (\varepsilon_2(\tau) = \tau e^{-\tau} E_2(\tau), \tau_3 = k_3 R) \quad (6.4)$$

где k_3 — средний коэффициент поглощения в третьем интервале.

В предельном случае, когда $\tau_3 \gg 1$, выражение (6.4) приводит к очевидному результату $\Delta q_3 \approx q_{s3}^R$, так как $\varepsilon_2(\infty) = 1$. В случае конечных τ_3 наличие множителя $\varepsilon_2(\tau_3)$ ($\varepsilon_2(\tau) < 1$) в первой части (6.4) учитывает дополнительное ослабление лучистого потока на расстоянии y от фронта ударной волны, пропорциональное $R^2 / (R + y)^2$.

Во втором частотном интервале основным поглотителем является фотодиссоционный континуум Шумана — Рунге молекулы O₂. Уменьшение концентрации молекулярного кислорода, обусловленное фотодиссоциацией O₂, приводит к пропорциональному уменьшению коэффициента поглощения в этом интервале (просветление), так как порог фотоионизации с основного состояния атома O лежит в области $\nu > \nu_2$.

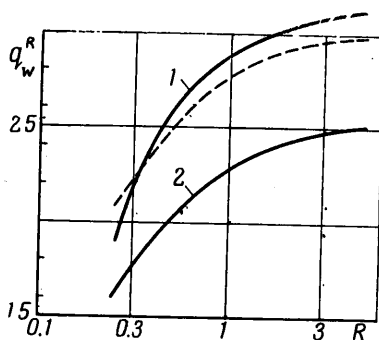
Рассмотрение упрощается благодаря тому, что время жизни атома кислорода по отношению к процессу фоторекомбинации весьма велико. Так, при плотности воздуха в набегающем потоке $\rho_\infty = 10^{-3} \rho_0$ время жизни атома O порядка 10^3 сек, тогда как характерное время движения вблизи обтекаемого тела $R / V_\infty \sim 10^{-4}$ сек. Именно это обстоятельство позволяет пренебречь собственным излучением газа в уравнении сохранения энергии. Аналогичные оценки показывают, что можно пренебречь также и столкновительной рекомбинацией молекул O₂.

Решение уравнений переноса излучения, учитывающих просветление воздуха, приводит к следующему приближенному равенству:

$$\Delta q_2 = \min \{ q_{s2}^R \varepsilon_2(\tau_2); \Delta q_{2 \max} \} \quad (6.5)$$

где $\tau_2 = k_2 R$, k_2 — среднее значение коэффициента поглощения в невозмущенном потоке; $\Delta q_{2 \max} = h\nu \cdot V_\infty n_{O_2}$, ν — среднее значение частоты в интервале ($\nu_1 < \nu < \nu_2$) и n_{O_2} — равновесная концентрация O₂ в невозмущенном потоке. Из (6.5) следует, что величина Δq_2 ограничена сверху. Физический смысл этого ограничения очевиден. Действительно, в условиях, когда процессами рекомбинации молекул O₂ можно пренебречь, набегающий поток воздуха не может поглотить лучистой энергии в интервале $\nu_1 < \nu < \nu_2$ больше, чем это необходимо для полной диссоциации молекулярного кислорода.

Суммируя (6.4) и (6.5), получаем связь между q_s^R и дополнительным потоком энергии Δq , втекающей в разрыв, благодаря воздействию опережающего излучения. Вычисляя Δq с помощью (6.4) и (6.5) и используя



Фиг. 11

соотношение подобия (6.3), получаем $q_{w_{\text{eff}}}^R$, учитывающее влияние поглощения излучения в набегающем потоке холодного газа на поток излучения, падающий на тело.

На фиг. 11 приведен пример расчета потока q^R при $V_{\infty} = 16$ км/сек, $\rho_{\infty} = 10^{-3} \rho_0$ и различных значениях радиуса затупления R . Сплошная кривая 1 на этой фигуре соответствует потоку $q_{w_{\text{eff}}}^R$, рассчитанному методом итераций. Пунктирная кривая соответствует расчету по приближенной формуле (6.3). Для сравнения приведена зависимость q_w^R от R , рассчитанная без учета прогресса набегающего потока (сплошная кривая 2). Из фигуры видно, что учет взаимодействия набегающего потока с излучением приводит в рассматриваемом режиме обтекания к увеличению лучистого потока примерно на 25%. Незначительное расхождение пунктирной кривой и сплошной 1 подтверждает приближенное равенство (6.3).

Наличие радиационных характеристик горячего воздуха и разработка приближенных методов теории переноса излучения в неоднородных объемах позволили получить достаточно точное описание течения газа вблизи критической линии. Тем самым была решена задача о теплообмене в окрестности критической точки с учетом реального спектра (включая спектральные линии), радиационного охлаждения и влияния поглощения излучения набегающим потоком. Аналитические выражения типа законов подобия в совокупности с приближенными выражениями для излучательной способности воздуха могут быть весьма полезными для оценочных расчетов. Если имеет место значительная абляция теплозащитного покрытия и благодаря этому заметно экранирование поверхности тела от излучения, то задача существенно усложняется, так как в условиях сильного вдува необходимо учитывать возможное «просветление» пограничного слоя. В противном случае величины лучистых потоков могут оказаться сильно заниженными. Такая постановка задачи требует совместного решения уравнений газовой динамики и физической кинетики с учетом переноса излучения. При рассмотрении теплообмена вдали от критической точки возникают существенные трудности, связанные с резким усложнением системы уравнений газодинамики. Используемые в работе приближения теории переноса излучения, а также некоторые приведенные выше результаты могут оказаться полезными и при решении этой более сложной задачи.

Поступило 28 IV 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
2. Таблицы термодинамических функций воздуха для температур 200—6000—12 000—20 000° К. М., Изд-во АН СССР, 1957, 1959, 1962.
3. Hansen C. F. Approximation for the thermodynamic and transport properties of high temperature air. NASA, TRR-50, 1959.
4. Chang I. N., Sutton G. W. Spectral emissivity measurements of ablating phenolic graphite. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 6, p. 1110.
5. Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Перенос излучения в неоднородных слоях в спектральной линии ударного профиля. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 4.
6. 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 J. Q. S. R. T., 1969, vol. 9, p. 89.
7. 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.

8. Бронин С. Я. Взаимодействие излучения с пограничным слоем в точке торможения. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, № 3.
9. Лунев В. В., Румынский А. Н. Взаимодействие пограничного слоя с внешним потоком, обусловленное лучистым теплообменом. ПМТФ, 1961, № 6.
10. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. А. Аэродинамический нагрев заглушенного тела при гиперзвуковом обтекании. Труды специальной секции по численным методам в газовой динамике. Новосибирск, 1969, М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1972.
11. Dirling R. B., Rigdon W. S., Thomas M. Stagnation point heating including spectral radiative transfer. Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., 1967.
12. Hoshizaki H., Wilson K. H. Convective and radiative heat transfer during superorbital entry. AIAA Journal, 1967, vol. 5, No. 1.
13. Анфимов Н. А., Шари В. П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
14. Page W. A., Compton D. L., Borucki W. I., Ciffone D. L., Cooper D. M. Radiative transport in inviscid nonadiabatic stagnation — region shock layers. AIAA paper, June 1968, pp. 68—784.
15. Chin I. N. Radiation transport for stagnation flows including effects of lines and ablation layers. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 7, p. 1310.
16. Olstad W. B. Blunt body stagnation region flow with nongray radiation heat transfer — A Singular Perturbation Solution, NASA, R-295, 1969.
17. Olstad W. B. Correlations for stagnation — point radiative heat transfer. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 1.
18. Hoshizaki H., Lasher L. E. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 8.
19. Callis L. B. Time asymptotic of blunt body stagnation region flows with nongray emission and absorption of radiation. NASA, TR, 1970.
20. Thomas M. Radiation transfer through high temperature shock layers. AIAA paper, 1968, pp. 68—788.
21. Wilson J. Ionisation rate of air behind high — speed shock waves. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 10, p. 1913.
22. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, № 3.
23. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Якубов И. Т. Релаксация и неравновесное излучение за ударными волнами в воздухе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 3.
24. Allen R. A., Rose P. M. Non-equilibrium and equilibrium radiation at super-satellite reentry velocities. IAS paper, 1963, pp. 63—77.
25. Teare I. D., Georgiev S., Allen R. A. Hypersonic flow researches ed. F. R. Riddel, N. Y., Acad. Press., 1961, p. 211.
26. Дорренс Ч. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М., «Мир», 1966.
27. Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Роль излучения в образовании неравновесного пограничного слоя. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
28. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Ударные волны большой амплитуды в газах. Усп. физ. н., 1957, т. 63, стр. 613.
29. Биберман Л. М., Векленко Б. А. О радиационных процессах перед фронтом ударной волны. ЖЭТФ, 1959, т. 37, стр. 164.
30. Лагарьков А. Н., Якубов И. Т. Влияние излучения на состояние газа перед фронтом ударной волны. Оптика и спектроскопия, 1963, т. 14, № 2.
31. Биберман Л. М., Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Фотодиссоциация кислорода перед фронтом ударной волны. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 3.