

УДК 533.6.011

**ОБТЕКАНИЕ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ
НЕРАВНОВЕСНО-ИОНИЗОВАННОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА**

М. Д. Кременецкий, И. В. Леонтьева, Ю. П. Лунькин

(Ленинград)

Исследуется осесимметричное обтекание затупленного тела гиперзвуковым потоком неравновесно-ионизованного одноатомного излучающего невязкого газа.

Наличие высоких температур, возникающих за фронтом ударной волны при гиперзвуковом обтекании затупленных тел, приводит к протеканию таких процессов, как ионизация и излучение. В большинстве работ, посвященных течениям излучающего газа, среда считается равновесной [1,2]. Однако при некоторых условиях (например, с уменьшением давления в набегающем потоке) величина релаксационной зоны становится сравнимой с величиной отхода ударной волны, что приводит к необходимости расчета неравновесных процессов.

Для описания неравновесных процессов в ударном слое необходимо задать определенную кинетическую модель. В данной работе использовалась кинетика, предложенная Кларком и Феррари [3] для аргона. Рассматривались реакции $A + e \rightleftharpoons A^+ + e + e$, $A + hv \rightleftharpoons A^+ + e$. При расчете реакции фотоионизации учитывалось только связанно-свободное излучение из области континуума ($v \geq v_j$), излучением в линиях пренебрегали.

Так как величина отхода ударной волны много меньше характерного размера тела, для расчета параметров излучения было принято приближение локально-одномерного плоского слоя. Исследовано влияние параметров набегающего потока на поле течения в ударном слое и распределение радиационного теплового потока.

Обозначения:

θ — полярный угол; r — радиус-вектор, отсчитанный от центра кривизны носика обтекаемого тела; r_t , r_b — радиус-векторы поверхностей тела и ударной волны; ε — отход ударной волны; $e(\theta) = r_b - r_t$; L — характерный размер (радиус кривизны тела в носике); u , v — составляющие скорости газа по радиус-вектору и по нормали к нему соответственно; W — модуль полной скорости; W_n , W_t — составляющие скорости по нормали и по касательной к ударной волне; W_m — максимальная скорость газа (скорость истечения в вакуум); p — давление газа; ρ — плотность газа; H — полная энталпия 1 г смеси; α — степень неравновесной ионизации газа; α_E — степень равновесной ионизации газа; T — температура газа ($^{\circ}$ К); v — частота; m_a — масса атома; v_j , T_j — частота ионизации и температура ионизации; q_v , q — векторы спектрального и полного потоков лучистой энергии,

$$\mathbf{q} = \int_0^\infty \mathbf{q}_v dv;$$

χ_v — спектральный коэффициент поглощения единицы массы атомного газа; $B_v(T)$ — функция Планка; C_i , C_n — константы скорости столкновительной ионизации и рекомбинации; δ — коэффициент черноты поверхности тела; I_v^+ , I_v^- — спектральная интенсивность излучения, распространяющегося в положительном (+) и отрицательном (-) направлениях оси ξ ; R — удельная газовая постоянная; ∞ , 0 , b — индексы, относящиеся к параметрам газа в невозмущенном потоке, на теле и перед ударной волной соответственно

$$a = \frac{\varepsilon}{r}, \quad U = u - Vv, \quad V = (r_t + \xi\varepsilon)^{-1} \left(\frac{dr_t}{d\theta} + \xi \frac{d\varepsilon}{d\theta} \right)$$

1. Исходная система уравнений. Введем безразмерные величины

$$\begin{aligned} \bar{u} &= \frac{u}{W_m}, & \bar{v} &= \frac{v}{W_m}, & \bar{\rho} &= \frac{\rho}{\rho_\infty}, & \bar{p} &= \frac{p}{\rho_\infty W_m^2} \\ \bar{q} &= \frac{2q}{\rho_\infty W_m^3}, & \bar{T} &= \frac{RT}{W_m^2}, & \bar{r} &= \frac{r}{L} \end{aligned}$$

Тогда в системе координат θ , ξ , где $\xi = (r - r_t)/(r_b - r_t)$, исходная система уравнений, описывающая течение неравновесно-ионизованного излучающего газа около затупленного тела, имеет вид (черточки над безразмерными величинами опущены)

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{U}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} - V \frac{\partial v}{\partial \xi} + a \left(\frac{\partial v}{\partial \theta} + 2u + v \operatorname{ctg} \theta + \frac{u}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (1.1)$$

$$U \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi} + a \left(v \frac{\partial u}{\partial \theta} - v^2 \right) = 0 \quad (1.2)$$

$$U \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{V}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi} + a \left(v \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \theta} + uv \right) = 0 \quad (1.3)$$

$$\rho \frac{U}{\varepsilon} \frac{\partial H}{\partial \xi} + \rho \frac{v}{r} \frac{\partial H}{\partial \theta} = -\nabla \Psi \quad (1.4)$$

$$\rho \frac{U}{\varepsilon} \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} + \rho \frac{v}{r} \frac{\partial \alpha}{\partial \theta} = -m_a \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \xi} \int_{\nu_1}^{\infty} (hv)^{-1} q_v dv + \alpha (1 - \alpha) \rho^2 C_i^{-1} T^{1/2} \times \quad (1.5)$$

$$\mu \frac{\partial I_v}{\partial \xi} = \rho (1 - \alpha) \nu \left[\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B_v - I_v \right] \quad (1.6)$$

$$p = \rho T (1 + \alpha) \quad (1.7)$$

Границные условия:
на волне

$$W_{\infty n} = \rho W_n, \quad W_{\infty t} = W_t \\ p_{\infty} + W_{\infty n}^2 = p + \rho W_n^2 \quad (1.8)$$

$$5T_{\infty}(1 + \alpha_{\infty}) + 2\alpha_{\infty}T_j + W_{\infty}^2 + q_b/W_{\infty} = 5T(1 + \alpha_{\infty}) + 2\alpha_{\infty}T_j + W^2 + q_b/W_{\infty}$$

на теле

$$u = 0 \quad (1.9)$$

Для того чтобы получить окончательное выражение для потока лучистой энергии, необходимо поставить граничные условия для спектральной интенсивности излучения. Вследствие того что принято приближение локально-одномерного плоского слоя, таких условий потребуется всего два.

Газ перед ударной волной слабо нагрет, поэтому можно считать, что он не излучает, т. е.

$$I_{v_0}^- = 0 \quad (1.10)$$

На теле в качестве граничного условия используем баланс лучистой энергии

$$I_{v_0}^+ = \delta B_v(T_m) + (1 - \delta) I_{v_0}^- \quad (1.11)$$

где T_m — температура поверхности тела.

Учитя все сказанное выше и проделав некоторые выкладки, можно получить аналитическое выражение для спектральной интенсивности излучения

$$I_v^+ (\tau_v, \mu) = \int_0^{\tau_v} S_v \exp \left(-\frac{\tau_v - t}{\mu} \right) \frac{dt}{\mu} + \\ + [\delta B_v(T_m) + (1 - \delta) I_{v_0}^-] \exp(-\tau_v/\mu) \quad (1.12)$$

Используя зависимость лучистого потока от спектральной интенсивности, получаем

$$q^+ (\tau_v) = 2\pi \left\{ \int_0^{\tau_v} \int_0^1 \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{\tau_v - t}{\mu} \right) d\mu dt + \right. \\ \left. + \delta B(T_m) \int_0^1 \mu \exp \frac{-\tau_v}{\mu} d\mu + (1 - \delta) \int_0^{\tau_b} \int_0^1 \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{t + \tau_v}{\mu} \right) d\mu dt \right\} \quad (1.13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tau_v &= \varepsilon \int_0^{\zeta} \kappa_v \rho (1 - \alpha) d\xi \text{ (оптическая координата)} \\ S &= \int_{\nu_j}^{\nu_k} S_v d\nu = \int_{\nu_j}^{\nu_k} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B_v d\nu \text{ (функция источника)} \\ B &= \int_{\nu_j}^{\nu_k} B_v d\nu = \frac{2k^4 T^4}{h^3 c^2} \left\{ \exp \left(-\frac{h\nu_j}{kT} \right) \left[\left(\frac{h\nu_j}{kT} \right)^3 + 3 \left(\frac{h\nu_j}{kT} \right)^2 + 6 \frac{h\nu_j}{kT} + 6 \right] - \right. \\ &\quad \left. - \exp \left(-\frac{h\nu_k}{kT} \right) \left[\left(\frac{h\nu_k}{kT} \right)^3 + 3 \left(\frac{h\nu_k}{kT} \right)^2 + 6 \frac{h\nu_k}{kT} + 6 \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.14)$$

Для излучения, распространяющегося в угловом интервале $(0, \frac{1}{2}\pi)$, получено выражение

$$I_v^- (\tau_v, \mu) = - \int_{\tau_v}^{\tau_v b} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B_v \exp \left(-\frac{\tau_v - t}{\mu} \right) \frac{dt}{\mu} \quad (1.15)$$

На основании определения полного лучистого потока, соотношения (1.15) и замены $\mu = -\mu$ находим

$$q^- (\tau_v) = 2\pi \int_{\tau_v}^{\tau_v b} \int_0^1 \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{\tau_v - t}{\mu} \right) d\mu dt \quad (1.16)$$

Для определения вклада излучения в уравнение энергии и релаксации используются соотношения

$$\nabla q = \frac{1}{\varepsilon} \frac{dq}{d\xi}, \quad q = q^+ - q^- \quad (1.17)$$

Для того чтобы учесть анизотропию излучения, применялась следующая зависимость спектральной интенсивности излучения от направления распространения фотонов: весь угловой интервал $(0, \frac{1}{2}\pi)$ разбивался на N зон, в каждой из которых μ_i — средний косинус угла для данной зоны, $i = 1, 2, \dots, N$. При этом излучение в каждой зоне считалось изотропным.

Из соотношений (1.13), (1.16), (1.17), с заменой интегрирования по μ суммированием получаем окончательные результаты

$$q (\tau_v) = 2\pi \sum_{i=0}^{N-1} (\mu_{i+1} - \mu_i) [F_1^i (\tau_v) + \delta Q_2^i (\tau_v) + (1 - \delta) F_2^i (\tau_v) + F_3^i (\tau_v)] \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} \nabla q &= 2\pi \rho (1 - \alpha) \kappa_v \sum_{i=0}^{N-1} \left(\frac{\mu_{i+1} - \mu_i}{\mu_i} \right) [-F_1 (\tau_v) - \delta Q_2^i (\tau_v) \mu_i - (1 - \delta) F_2^i (\tau_v) - F_3^i (\tau_v)] + \\ &\quad + 4\pi \rho (1 - \alpha) \kappa_v Q_1 (\tau_v) \end{aligned} \quad (1.19)$$

Здесь

$$F_1^i (\tau_v) = \exp \left(-\frac{\tau_v}{\mu_i} \right) \int_0^{\tau_v} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{t}{\mu_i} \right) dt \quad (1.20)$$

$$F_2^i (\tau_v) = \exp \left(-\frac{\tau_v}{\mu_i} \right) \int_0^{\tau_v b} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{t}{\mu_i} \right) dt \quad (1.21)$$

$$F_3^i (\tau_v) = \exp \left(-\frac{\tau_v}{\mu_i} \right) \int_0^{\tau_v b} \frac{\alpha^2}{1 - \alpha} \frac{1 - \alpha_E}{\alpha_E^2} B \exp \left(-\frac{t}{\mu_i} \right) dt \quad (1.22)$$

$$Q_2^i(\tau_v) = B(T_m) \exp\left(-\frac{\tau_v}{\mu_i}\right) \quad (1.23)$$

$$Q_1(\tau_v) = \frac{\alpha^2}{i-\alpha} \frac{1-\alpha_E}{\alpha_E^2} B \quad (1.24)$$

В связи с особенностью, обусловленной интегральным характером радиационных членов, возникает необходимость решения задачи итерационным методом. Задача обтекания тела сводится к двойному итерационному процессу, так как положение и форма ударной волны также заранее неизвестны.

В связи с тем, что ионизация газа носит лавинный характер и степень ионизации газа α обладает большими градиентами поперек ударного слоя, было решено использовать такую схему решения, в которой аппроксимация искомых функций проводится вдоль, а интегрирование — поперек ударного слоя. Система дифференциальных уравнений, разрешенная относительно производных по ξ , интегрировалась по трем лучам ($\theta = 0, 0.25, 0.5$ радиана) от волны ($\xi = 1$) до тела ($\xi = 0$) методом Эйлера с многочленным пересчетом без деления шага интегрирования. Шаг интегрирования мог выбираться различным на разных участках в зависимости от поведения интегрируемых функций на данном участке.

В данной задаче принимается во внимание перенос излучения только из области континуума. Так как в этой области $\kappa \sim v^{-2}$, то вполне оправдано применение ступенчатой аппроксимации коэффициента поглощения. При такой аппроксимации область частот от $v = 0$ до $v = \infty$ разбивается на ряд спектральных интервалов, в каждом из которых коэффициент поглощения имеет постоянное значение.

2. Обсуждение результатов. Для исследования влияния чисел Маха M_∞ , начального давления p_∞ , радиуса сферического тела L и степени ионизации в набегающем потоке α_b были проведены расчеты в широком диапазоне изменения перечисленных параметров при ступенчатой модели коэффициента поглощения κ . Число ступеней n в расчетах варьировалось от одной до шести, причем оказалось, что влияние n на наиболее чувствительный фактор — поток излучения — практически не оказывается при $n \geq 3$. Поэтому основное число расчетов было выполнено при трехступенчатой аппроксимации $\kappa(v)$. Большинство расчетов проводилось в предположении, что коэффициент черноты поверхности тела $\delta = 0.5$.

На фиг. 1 представлены результаты вычислений в виде распределения различных газодинамических параметров в зависимости от ξ . На фиг. 1.1, 1.3, 1.4 и на фиг. 2 представлено влияние чисел M_∞ ($17 \leq M_\infty \leq 28$, $5.4 \text{ км/сек} \leq W_\infty \leq 8.6 \text{ км/сек}$) на профили газодинамических параметров для сферы $L = 1 \text{ см}$ при $T_\infty = 290^\circ\text{K}$, $p_\infty = 0.01 \text{ atm}$, $\alpha_b = 10^{-12}$; эти фигуры отражают поведение параметров вдоль нулевой линии тока ($\theta = 0$); на фиг. 1.5 и 1.2 приведено изменение $\alpha(\xi)$ и $q(\xi)$ при различных значениях угла θ ($M_\infty = 24$).

Рассмотрим предварительно результаты расчета течения без учета излучения (пунктирные кривые на фигурах). Как видно из фиг. 1.4 и 1.3, поле течения поперек ударного слоя разделяется на две области:

а) релаксационную, заканчивающуюся поверхностью резкого изменения параметров (появление значительных градиентов газодинамических параметров в поле течения объясняется лавинным протеканием столкновительной ионизации),

б) равновесную область, примыкающую к телу.

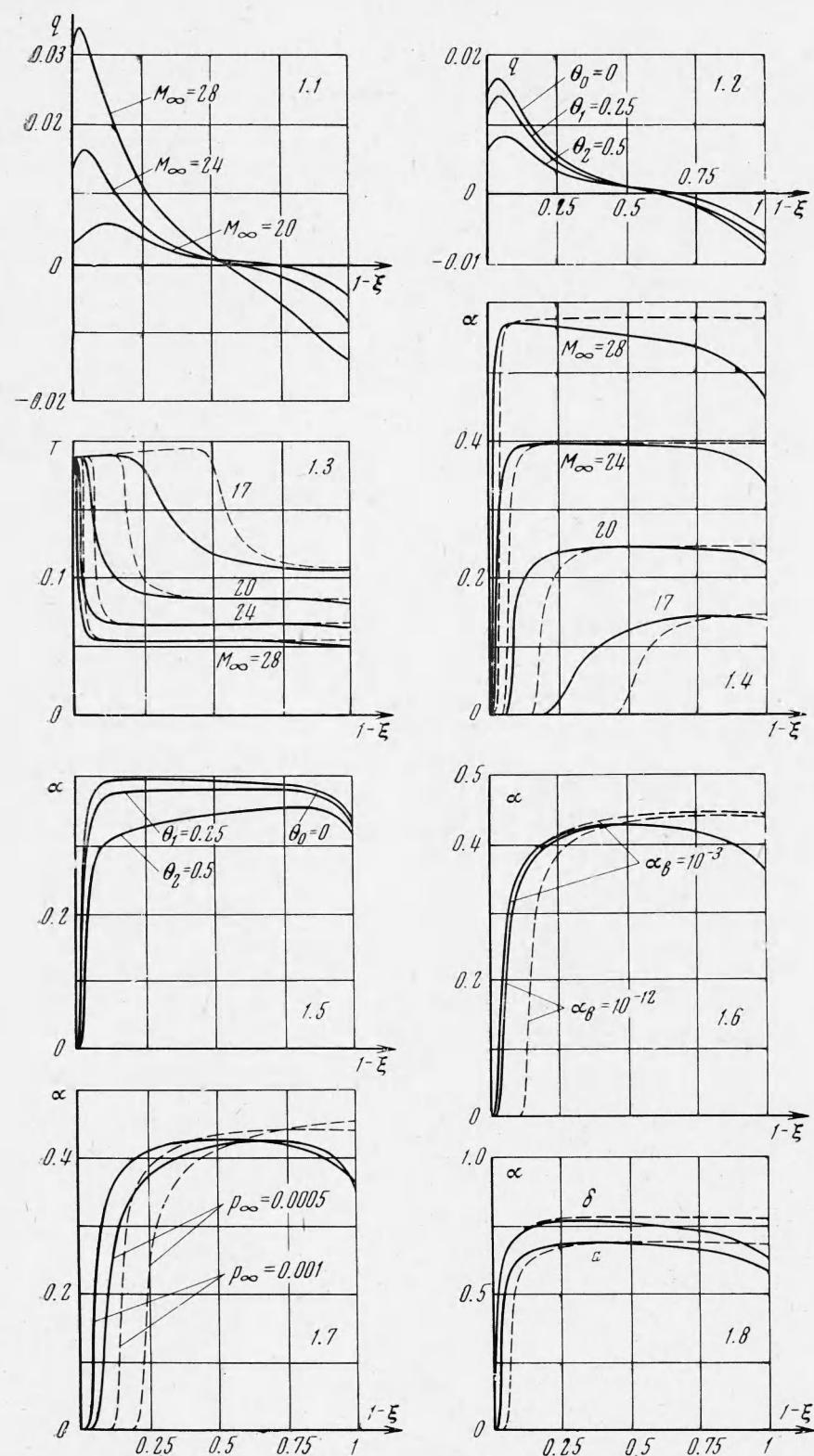
При увеличении M_∞ релаксационная зона уменьшается, и при $M_\infty > 28$ течение можно считать равновесным во всей области течения от волны до тела. Уменьшение длины релаксационной зоны с возрастанием числа M_∞ объясняется увеличением значений T и ρ за ударной волной, что ведет к уменьшению длины свободного пробега электронов, атомов, ионов, а следовательно, и к более интенсивному протеканию ионизации и рекомбинации.

При учете излучения изменение параметров поперек ударного слоя качественно не меняется, однако наблюдается некоторое отличие от течения неизлучающего газа.

Уменьшается величина релаксационной зоны. Очевидно, это связано с тем, что фотоны, излучаемые в высокотемпературной области, выходят к волне, начинается реакция фотоионизации, вследствие которой довольно быстро создается такое число «затравочных» электронов ($\alpha \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$), что начинается лавинное образование ионов, практически мгновенно приводящее к равновесию.

При учете излучения перед телом наблюдается слой с пониженной температурой. Такой слой был рассчитан в [4] и получил название радиационного энтропийного слоя. Его возникновение объясняется уносом лучистой энергии из пристеночного слоя в тело.

Так как в равновесной области степень ионизации уменьшается с уменьшением температуры, то в радиационном энтропийном слое наблюдается уменьшение степени ионизации (фиг. 1.4). В этом же слое наблюдается некоторое дополнительное поджигание газа, связанное с понижением температуры.



Фиг. 1

На фиг. 1.1 показаны профили лучистых потоков на луче $\theta = 0$ при различных значениях M_∞ . Профиль q имеет немонотонный характер, положение $\max q$ совпадает с положением фронта лавинной ионизации и приближается к поверхности волны с увеличением числа M_∞ . Видно также, что при движении поперек ударного слоя поток меняет знак: из областей, прилежащих к волне, поток уносит энергию через ударную волну вверх по течению; из областей, прилежащих к телу, излучение уносит энергию в тело.

Из фиг. 1.1 видно, что с увеличением числа M_∞ поток, входящий в тело, увеличивается по абсолютной величине. Это связано с увеличением значений температур в сжатом слое. На фиг. 1.2 показаны профили лучистых потоков при различных угловых координатах расчетных лучей. Заметно, что при движении по обводу тела от оси симметрии лучистые потоки уменьшаются.

На фиг. 2 приведена зависимость величины отхода ударной волны от M_∞ . С увеличением M_∞ отход резко падает, это связано с увеличением плотности за ударной волной.

Видно, что при учете излучения ударная волна приближается к телу. Очевидно, это явление вызывается нарушением адиабатичности течения, уносом энергии излучения из сжатого слоя и более быстрым протеканием неравновесных процессов (как известно, при равновесном течении отходы уменьшаются по сравнению с неравновесным).

Для изучения зависимости поля течения от давления в набегающем потоке были проведены расчеты в диапазоне $5 \cdot 10^{-4} \leq p_\infty \leq 10^{-3}$ атм. На фиг. 1.7 представлены результаты расчетов степени ионизации α для следующих вариантов: $M_\infty = 24$, $p_\infty = 5 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} атм, $T_\infty = 290^\circ$ К, $\alpha_b = 10^{-12}$, $L = 4$ см. Видно, что с уменьшением p_∞ увеличивается величина релаксационной зоны.

Для учета влияния опережающего излучения варьировалась степень ионизации набегающего потока α_b . В качестве примера на фиг. 1.6 приведены профили степени ионизации на нулевой линии тока для $M_\infty = 24$, $p_\infty = 0.001$ атм, $T_\infty = 290^\circ$ К,

$L = 4$ см, $\alpha_b = 10^{-3}$ и 10^{-12} . Видно, что только при отсутствии излучения, когда единственным процессом, способствующим установлению равновесия, является процесс электрон-атомных столкновений, влияние начальной степени ионизации на ширину релаксационной зоны очень существенно. При учете излучения изменение α_b в пределах от 10^{-12} до 10^{-3} мало сказывается на скорости установления равновесия.

Для более детального выяснения влияния опережающего излучения на характер течения в сжатом слое было рассчитано обтекание сферы радиуса $L = 4$ см аргоном с условиями в набегающем потоке, соответствующими расчету Кларка и Феррари [3] для прямой ударной волны. Расчет был сделан в двух вариантах:

а) в качестве характеристики потока перед ударной волной были взяты параметры, соответствующие невозмущенному течению в варианте [3], а именно

$$M_b = M_\infty = 28.9, W_b = W_\infty = 9.34 \text{ км/сек}, p_b = p_\infty = 0.001 \text{ атм}, T_b = T_\infty = 300^\circ \text{ К}, \alpha_b = \alpha_\infty = 10^{-12}$$

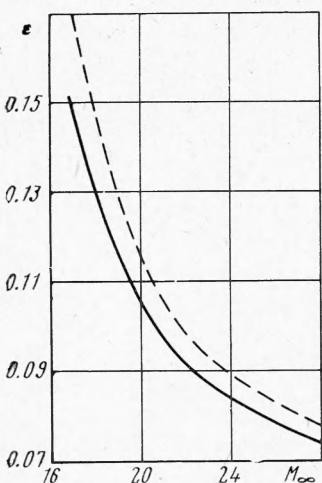
т. е. в такой постановке полностью игнорировалось действие выходящего из сжатого слоя потока излучения на течение в набегающем потоке,

б) использовались данные решения [3] с учетом опережающего излучения в качестве исходных, а именно $T_b = 1380^\circ$ К, $\alpha_b = 0.0977$, $\rho_b = \rho_\infty$.

Сравнение расчетов вариантов а), б) и решения Кларка и Феррари показало следующее.

Распределение газодинамических параметров на нулевой линии потока в варианте б) хорошо согласуется с решением для прямой ударной волны. Максимальное значение степени ионизации аргона в обоих случаях равно 77% и достигается на расстоянии от ударной волны порядка 0.1—0.2 средней длины пробега излучения. Равновесные значения температуры и плотности в этих вариантах совпали с точностью до 1—2%.

Сравнение решений в случаях а) и б) (фиг. 1.8) показывает, что при учете опережающего излучения профиль степени ионизации α всюду в сжатом слое выше на 8—10%. Тот факт, что концентрация электронов непосредственно за ударной волной при учете опережающего излучения значительно выше, приводит к сильному сокращению



Фиг. 2

ширины релаксационной зоны ионизации и значительно приближает режим обтекания к равновесному.

Следовательно, при расчете обтекания затупленных тел неравновесно-ионизованным излучающим аргоном необходимо принимать во внимание опережающее излучение.

Поступила 19 X 1970

ЛИТЕРАТУРА

- Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагариков А. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 3, стр. 529—541.
- Гулард Р., Бугнер Р. Е., Бернс Р. К., Нелсон Г. Ф. Течения излучающего газа в условиях входа в атмосферы планет. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 3, стр. 542—565.
- Clark J. H., Fergaghi C. Gas dynamics with nonequilibrium radiative and collisional ionization. Phys. Fluids, 1965, vol. 8, No. 12, pp. 2121—2139. (Рус. перев.: Газовая динамика с неравновесной ионизацией излучением и столкновениями. Механика, 1967, № 1).
- Вертушкин В. К. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом равновесного излучения. Космические исследования, 1966, т. 6, вып. 1.

УДК 535.214

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛЕТА ВЕЩЕСТВА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. В. Гусев, А. А. Пярнпуу

(Москва)

Процесс разлета описывается газодинамически для случая нормального падения потока излучения на поверхность. Выписана полная система уравнений, которая решается численно. При этом симметрия разлета дает возможность избавиться от одной переменной и позволяет вести расчет по времени в двумерном физическом пространстве. Поглощение энергии излучения твердым веществом учитывается введением разрыва, газодинамические величины по обе стороны которого связаны законами сохранения и, в начальный момент, условием Жуго. Газ считается идеальным. Результаты расчета приводятся в виде графиков. Обсуждаются условия на разрыве, которым заменяется область разогрева, прилегающая к твердому веществу.

При существующих в настоящее время длительностях импульсов излучения характер возникающих процессов при взаимодействии излучения с поверхностью определяется главным образом величиной плотности потока излучения q , которая может изменяться в широких пределах [1—4].

Малые плотности q соответствуют тем условиям, когда нет заметного испарения нагреваемой поверхности, но происходит эмиссия электронов и ионов. При нескольких больших плотностях потока начинается разрушение поверхности и появляется областя паров — факел. Если плотности потока излучения не столь велики, чтобы факел за время импульса успел существенно ионизоваться и перекрыть доступ излучения к испаряемой поверхности, то при таких q допустимо раздельное исследование газодинамической и оптической задач. Из решения задачи разлета паров разрушающей поверхности определяются распределения плотности, температуры пара и степень конденсации. По ним можно вычислить поглощение и рассеяние излучения продуктами разрушения и тем самым исправить величину действующего на материал светового потока с учетом поглощения в разлетающемся веществе. Для постоянного значения q в случае расширения пара в вакуум таким образом могут быть определены характеристики возникающего при этом автомодельного движения [5, 6].