

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО И КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СМЕСЬЮ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И АЗОТА

А. Б. КАРАСЕВ, А. Н. ЛЯХ

(Москва)

Представлены результаты исследования конвективного и радиационного теплообмена в передней критической точке тела, обтекаемого излучающей смесью углекислого газа и азота с учетом вязкости и теплопроводности. Система соответствующих уравнений записана в предположении тонкого ударного слоя и ее решение проводится от тела до ударной волны. Предполагается существование локального термодинамического равновесия во всем сжатом слое. Коэффициенты поглощения смеси принимаются зависящими от длины волны, температуры, давления.

В результате решения определены величины лучистых и конвективных тепловых потоков в стенку с учетом их взаимодействия для температур за ударной волной 9000—12 000° К и давлений $p = 1$ и 10 атм. На основании анализа этих результатов делается вывод о незначительном влиянии излучения на конвективный теплообмен, причем это влияние оказывается качественно различным при больших и малых давлениях.

Основной вклад в лучистый тепловой поток на стенку в рассмотренных вариантах вносят следующие спектральные интервалы: 0.128—0.33 мк, где расположена четвертая положительная система полос окиси углерода (~43%) и 0.33—0.66 мк, где расположена ультрафиолетовая система полос циана (~40%). Вклад спектрального интервала 0.80—1.15 мк составляет ~20%. В довольно большом интервале 0.45—0.80 мк переносится всего лишь ~15% лучистой энергии.

При увеличении давления доля ультрафиолетовой части спектра падает и растет доля видимой части спектра.

Из работ, посвященных гиперзвуковому обтеканию затупленных тел излучающей смесью углекислого газа и азота, можно указать [1, 2].

В работе [1] рассматривается обтекание затупленного тела смесью углекислого газа и азота в предположении, что слой газа между ударной волной и телом является оптически тонким. Для нахождения излучательной способности использовалась эмпирическая зависимость, полученная авторами на основании работы [3]. В работе [2] рассчитывалось излучение однородного плоскопараллельного слоя чистого CO₂ с постоянными по толщине физическими свойствами.

1. Рассматривается задача гиперзвукового обтекания затупленного тела типа сферы в окрестности передней критической точки вязкой теплопроводной смесью газов 90% CO₂ + 10% N₂ с учетом переноса лучистой энергии. Учитывается реабсорбция излучения. Физические свойства смеси — вязкость, теплопроводность, удельная теплоемкость — являются переменными по толщине ударного слоя. Принимается, что во всем ударном слое существует локальное термодинамическое равновесие, а ударный слой тонкий, т. е. $y_s/R \ll 1$ (y_s — расстояние отхода ударной волны в критической точке, R — радиус тела). Ударная волна рассматривается как бесконечно тонкий разрыв, на котором справедливы соотношения Гюгонио.

При сделанных предположениях система уравнений, описывающих течение газа в сжатом ударном слое с учетом переноса излучения, имеет вид [4, 5].

Уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho ur) + \frac{\partial}{\partial n}(\rho vr) = 0 \quad (1.1)$$

Уравнение количества движения в проекции на ось

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

Уравнение количества движения в проекции на ось

$$0 = \partial p / \partial x \quad (1.3)$$

Уравнение энергии

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + Q_R \quad (1.4)$$

Уравнение переноса излучения в направлении l , составляющем угол θ с нормалью к поверхности тела

$$\cos \theta \frac{\partial I_\lambda}{\partial y} = \kappa_\lambda (B_\lambda - I_\lambda) \quad \left(B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1} \right) \quad (1.5)$$

Уравнение состояния бралось в форме, справедливой для совершенного газа

$$\rho = f(p, T) \quad (1.6)$$

Здесь x — расстояние, отсчитываемое от передней критической точки вдоль поверхности тела; y — расстояние от тела по нормали к поверхности; r — расстояние точки поверхности до оси симметрии; u, v — составляющие скорости потока по осям x и y ; ρ — плотность газа; p — давление; T — температура; μ — коэффициент вязкости; H — полная энтальпия; λ — коэффициент теплопроводности; c_p — удельная теплоемкость; κ_λ — спектральный коэффициент поглощения; I_λ — спектральная интенсивность излучения; B_λ — функция Планка для равновесного излучения; c — скорость света; h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана. Член Q_R в правой части уравнения энергии представляет собой дивергенцию лучистого потока q_R .

Уравнение для переноса излучения (1.5) записано в предположении, что сжатый слой является одномерным, т. е. при анализе лучистого переноса градиентами температуры в направлении продольной координаты x во всех точках сжатого слоя пренебрегалось. Другими словами, считалось, что

$$\frac{\partial q_R}{\partial x} \ll \frac{\partial q_R}{\partial y}, \text{ или } Q_R \approx \frac{dq_R}{dy} \quad (1.7)$$

Последнее справедливо для окрестности критической точки при условии $y_s / R \ll 1$.

Уравнение переноса излучения (1.5) запишем для направлений от тела r ударной волне (+) и от ударной волны к телу (-)

$$\cos \theta \frac{\partial I_\lambda^+}{\partial y} = \kappa_\lambda (B_\lambda - I_\lambda^+), \quad \cos \theta \frac{\partial I_\lambda^-}{\partial y} = -\kappa_\lambda (B_\lambda - I_\lambda^-) \quad (1.8)$$

Приводим выражения для спектрального лучистого потока $q_{R\lambda}$ и его дивергенции $Q_{R\lambda}$ через односторонние интенсивности

$$q_{R\lambda} = 2\pi \int_0^{\pi/2} (I_\lambda^+ - I_\lambda^-) \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (1.9)$$

$$Q_{R\lambda} = -2\pi\kappa_\lambda \left[\int_0^{\pi/2} (I_\lambda^+ - I_\lambda^-) \sin \theta \cos \theta d\theta - 2B_\lambda \right] \quad (1.10)$$

Граничные условия для системы уравнений (1.1) — (1.5) примем в следующем виде:

на поверхности тела ($y = 0$)

$$u = 0, \quad v = 0, \quad H = H_w, \quad I_\lambda^+ = 0 \quad (1.11)$$

на ударной волне ($y = y_*$)

$$u = u_* = U_\infty x / R, \quad v = -\varepsilon U_\infty (1 - x^2 / R^2), \quad H = H_* \\ I_\lambda^- = 0, \quad p = \rho_\infty U_\infty^2 (1 - x^2 / R^2) (1 - \varepsilon) \quad (\varepsilon = \rho_\infty / \rho_*) \quad (1.12)$$

Здесь U_∞ — скорость набегающего потока, ρ_∞ — плотность набегающего потока. Индексом w отмечены параметры газа на поверхности тела, а индексом $*$ — непосредственно за ударной волной.

Переходя в уравнениях (1.1) — (1.5) к переменным Дороднищина — Лиза

$$\xi(x) = \int_0^x \rho_w \mu_w r^2 u_* dx, \quad \eta(x, y) = \frac{u_* r}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy \quad (1.13)$$

и вводя функции тока $\psi(x, y)$, а также величины

$$f(\xi, \eta) = \frac{\psi(x, y)}{\sqrt{2\xi}} = \frac{u}{u_*}, \quad l = \frac{(\mu\rho)}{(\mu\rho)_w} \quad (1.14)$$

для отыскания автомодельного решения в окрестности критической точки, получаем следующую систему:

$$(lf'')' + ff'' = \frac{1}{2} \left[f'^2 - 2 \frac{\rho_\infty}{\rho} (1 - \varepsilon) \right] \quad (1.15)$$

$$\left(\frac{lc_p}{P} T' \right)' + f c_p T' = \Lambda_1 Q_R \quad \left(\Lambda_1 = \left(2\mu_w \rho_w \frac{du_*}{dx} \right)^{-1/2} \right) \quad (1.16)$$

$$\cos \theta (I_\lambda^\pm)' = \mp \frac{\Lambda}{\rho} \kappa_\lambda (I_\lambda^\pm - B_\lambda), \quad \Lambda = \left(\frac{2}{\mu_w \rho_w} \frac{du_*}{dx} \right)^{1/2} \quad (1.17)$$

Здесь c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении, а штрих в уравнениях (1.15) — (1.17) означает дифференцирование по переменной η .

Решение уравнений (1.17) с соответствующими граничными условиями с использованием (1.9) дает следующее выражение для спектрального потока лучистой энергии:

$$q_{R\lambda} = \int_0^{\tau_\lambda} B_\lambda E_2(\tau_\lambda - t_\lambda) dt_\lambda - \int_{\tau_\lambda}^{\tau_{\lambda_s}} B_\lambda E_2(t_\lambda - \tau_\lambda) dt_\lambda \quad \left(\tau_\lambda = \Lambda^{-1} \int_0^\eta \frac{\kappa_\lambda}{\rho} d\eta \right) \quad (1.18)$$

Здесь τ_λ — оптическая толщина в данной длине волны, τ_{λ_s} — оптическая толщина ударного слоя, $E_2(x)$ — интегро-экспоненциальная функция второго порядка.

Граничные условия для системы (1.15), (1.16) имеют вид на теле ($\eta = 0$)

$$f = 0, \quad f' = 0, \quad T = T_w \quad (1.19)$$

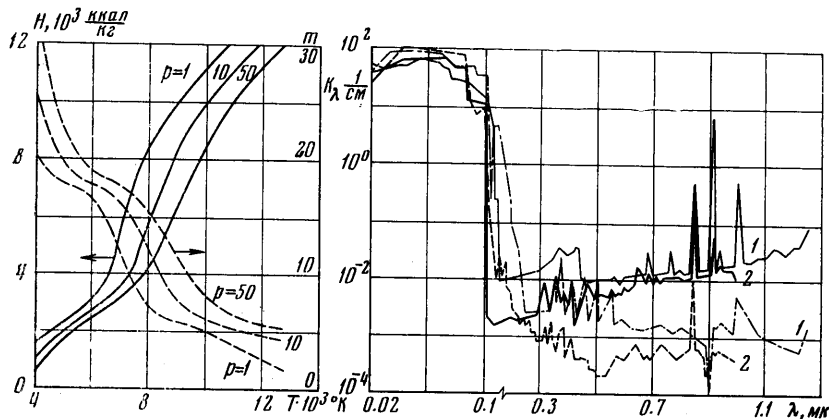
на ударной волне ($\eta = \eta_*$)

$$f = (\rho_\infty v_\infty) \left[2(\mu\rho)_w \frac{du_*}{dx} \right]^{-1}, \quad f' = 1, \quad T = T_* \quad (1.20)$$

Лишнее граничное условие для функции f использовалось в дальнейшем для отыскания неизвестного отхода ударной волны η_s , из которого потом определялся физический отход по формуле

$$y_s = \Lambda^{-1} \int_0^{\eta_s} \rho^{-1} d\eta \quad (1.21)$$

Для решения системы (1.15), (1.16) с граничными условиями (1.19), (1.20) необходимо знать зависимость от температуры коэффициента вязкости μ , числа Прандтля P , удельной теплоемкости при постоянном давлении c_p и оптические свойства смеси.



Фиг. 1

Фиг. 2

2. Состав смеси, энтальпия, молекулярный вес и удельная теплоемкость при постоянном давлении рассчитывались по программе, составленной А. С. Даниловым.

На фиг. 1 показаны типичные зависимости энтальпии H (ккал/кг) (сплошные линии) и молекулярного веса m (штриховые линии) от температуры для ряда давлений. Следует отметить, что при расчете состава особый интерес с точки зрения оптических свойств представляет энергия диссоциации CN ввиду большого вклада этой молекулы в излучение смеси. При конкретных термодинамических расчетах энергия диссоциации считалась равной 8.2 эв .

К сожалению, в настоящее время отсутствуют систематические данные по переносным свойствам смеси $CO_2 + N_2$ при высоких температурах. В связи с этим использовались коэффициенты вязкости и теплопроводности, рассчитанные в [6] для чистого углекислого газа.

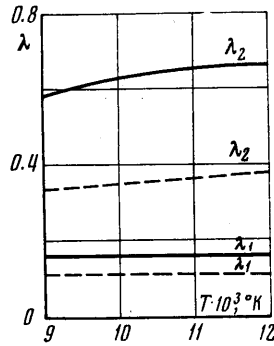
Для широкого интервала температур и давлений были использованы спектральные коэффициенты поглощения смеси $90\% CO_2 + 10\% N_2$, любезно предоставленные Ю. А. Пластининым.

На фиг. 2 представлены в качестве примера спектральные коэффициенты поглощения смеси $90\% CO_2 + 10\% N_2$ и для сравнения — воздуха, обозначенные соответственно 1 и 2, при температурах $8000^\circ K$ (пунктирная линия) и $12000^\circ K$ (сплошная линия) и давлении 1 атм . Оптические свойства воздуха также брались из расчетов Ю. А. Пластинина. Из данного графика видно, что в спектральном диапазоне $0.1-0.65 \text{ мк}$ оптические коэффициенты воздуха существенно меньше, чем для смеси $CO_2 + N_2$. Заметно отличаются оптические свойства и области вакуумного ультрафиолета.

3. Система уравнений (1.15), (1.16) с граничными условиями решалась методом итераций, а сами уравнения (1.15) и (1.16) — методом прогонки на ЭЦВМ.

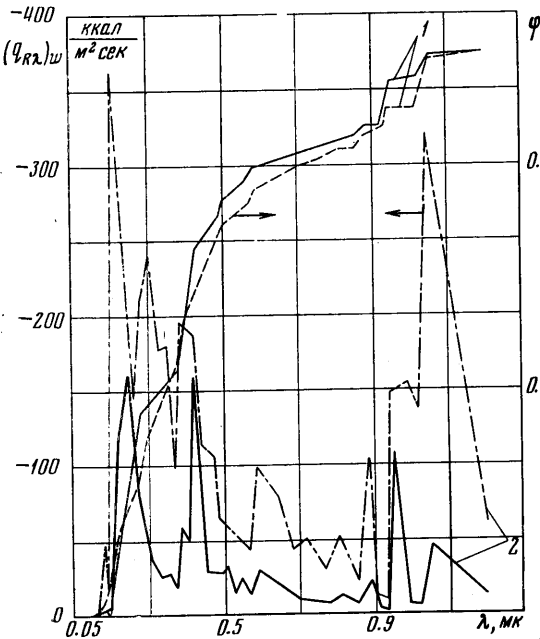
Решение проводилось следующим образом: сначала находилось решение системы $f(\eta)$ и $T(\eta)$ без учета излучения. По найденному профилю $T(\eta)$ определялись дивергенция лучистого потока $Q_R(\eta)$, плотность $\rho(\eta)$ и входящие в уравнение энергии коэффициенты $l(\eta)$, $P(\eta)$, $c_p(\eta)$, после чего решение системы (1.15), (1.16) повторялось. Процесс сходимости считался закончившимся, если для двух последующих итераций изменение величины отхода ударной волны, температуры в середине сжатого слоя и производной от температуры у стенки находилось в пределах 0.1%. Число итераций составляло в среднем 20—25. Время счета одного варианта ~ 1 час. При расчете члена Q_R рассматриваемый спектральный диапазон 0.05—1.15 мк разбивался на 55 интервалов с переменным шагом по длине волны.

Расчеты проводились для условий полета аппаратов типа сферы в атмосфере $CO_2 + N_2$ при температурах за ударной волной до $12\,000^\circ K$ и давлениях до 10 атм. Радиус сферы принимался равным 1 м, температура стенки $3000^\circ K$.



Фиг. 3

4. На фиг. 3 представлена зависимость спектрального интервала, в котором переносится 70% всей лучистой энергии, от температуры торможения для двух давлений: $p = 1$ атм (пунктирная линия) и $p = 10$ атм (сплошная линия). Из этого графика видно, что увеличение температуры от 9000 до $12\,000^\circ K$ (при всех давлениях) практически не изменяет как ультрафиолетовую границу указанного интервала λ_1 (ниже этой границы, т. е. при более коротких длинах волн переносится $\sim 10\%$ всей лучистой энергии), так и верхнюю границу λ_2 , выше которой, т. е. при больших длинах волн, переносится $\sim 20\%$ всей лучистой энергии, с ростом температуры сдвигается в красную часть спектра.

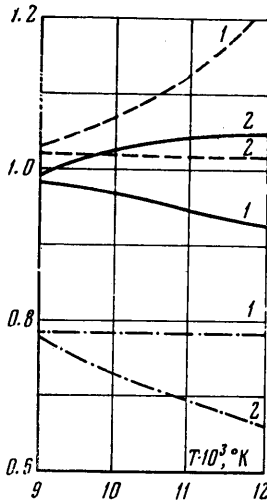


Фиг. 4

Таким образом, изменение температуры при данном давлении практически не изменяет спектрального интервала, в котором переносится основная часть лучистой энергии. Увеличение же давления значительно расширяет указанный спектральный диапазон.

На фиг. 4 представлено спектральное распределение лучистых потоков на стенку $(q_{R\lambda})_w$ при $p = 10$ атм (кривые обозначены цифрой 2) и относи-

тельный вклад различных спектральных интервалов в суммарный лучистый поток на тело, определенный как



Фиг. 5

$$\varphi(\lambda) = \int_{\lambda_1}^{\lambda} q_{R\lambda} d\lambda \left(\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_{R\lambda} d\lambda \right)^{-1}$$

(λ_1, λ_2 — начальная и конечная длины волны рассматриваемого спектрального интервала). Кривые функции $\varphi(\lambda)$ обозначены цифрой 1. Сплошная линия везде соответствует температуре за ударной волной $T_s = 9000^\circ \text{K}$, пунктирная — $T_s = 12000^\circ \text{K}$.

Из приведенных зависимостей следует (аналогичный вывод справедлив и для других значений температур и давлений за ударной волной), что участок спектра $0.45\text{--}0.80 \text{ мк}$ вносит небольшой вклад в лучистый тепловой поток (всего $\sim 15\%$).

Основной вклад в радиационный теплообмен в смеси $0.9\text{CO}_2 + 0.1\text{N}_2$ вносят ультрафиолетовая система полос CN в интервале $0.35\text{--}0.50 \text{ мк}$ ($\sim 30\%$ всего радиационного потока), четвертая положительная система CO в интервале $0.18\text{--}0.28 \text{ мк}$ ($\sim 35\%$). В интервале $0.85\text{--}1.15 \text{ мк}$ переносится всего лишь $\sim 15\%$ энергии.

Увеличение температуры от 9000 до 12000°K мало изменяет относительный вклад различных спектральных интервалов в суммарный радиационный поток к поверхности (в пределах 5%).

Перенос радиации в области вакуумного ультрафиолета при 10 атм практически отсутствует (она составляет менее 1% суммарного потока). При давлении $p = 1 \text{ атм}$ доля вакуумного ультрафиолета возрастает с увеличением температуры от 9000 до 12000°K от 16 до 32% суммарного радиационного потока.

На фиг. 5 представлена зависимость от температуры отношения лучистого потока q_{Re} , падающего на внешнюю границу пограничного слоя в двух спектральных интервалах: $0.05\text{--}0.22 \text{ мк}$ (штрих-пунктирная линия) и $0.22\text{--}1.15 \text{ мк}$ (пунктирная линия) к потоку на тело q_{Rn} в этих же участках спектра. Здесь же сплошной линией показана зависимость от температуры отношения конвективного теплового потока к телу при наличии излучения q_c к его величине в отсутствие излучения q_c^0 (1 всюду соответствует давлению 1 атм , $2\text{--}10 \text{ атм}$).

Из графиков следует, что пограничный слой увеличивает радиацию в диапазоне $0.22\text{--}1.15 \text{ мк}$ и уменьшает, экранирует ее в диапазоне $0.05\text{--}0.22 \text{ мк}$, причем эффект экранировки тем больше, чем выше температура и давление. Увеличение пограничным слоем излучения на тело в диапазоне $0.22\text{--}1.15 \text{ мк}$ с ростом давления уменьшается, и незначительно увеличивается с ростом температуры.

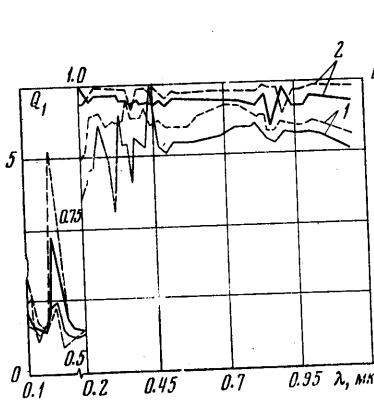
В рассчитанных вариантах максимальная величина этого увеличения составила 20% при $p = 1 \text{ атм}$ и $T_s = 12000^\circ \text{K}$. Суммарный же эффект этих двух противоположных по знаку процессов оказывается небольшим. Это подтверждается и небольшим (максимум 10%) изменением конвективного теплового потока при наличии в ударном слое излучения по сравнению со случаем когда излучение отсутствует (сплошные линии на фиг. 3).

На фиг. 6 представлена зависимость отношения Q_1 лучистого спектрального потока на внешнюю границу пограничного слоя q_{Re} к потоку на тело

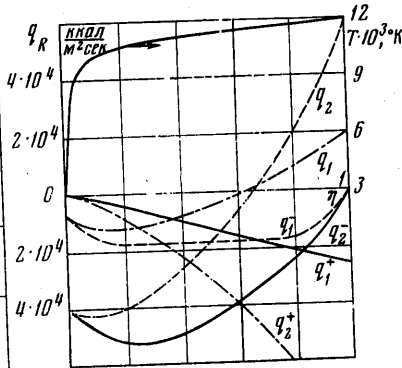
q_{Rw} ($Q_1 = q_{Re} / q_{Rw}$) от длины волны λ для различных значений температуры и давления за ударной волной (сплошная линия — 9000° К, пунктирная — 12 000° К, 1 — $p = 1$ атм, 2 — $p = 10$ атм).

Этот график подтверждает сделанный ранее вывод о слабом влиянии на лучистый теплообмен пограничного слоя в видимой части спектра при больших давлениях. Влияние пограничного слоя при $p = 1$ атм в диапазоне 0.22 — 1.15 мк несколько больше и приводит к увеличению спектральных потоков на тело примерно на 10%.

На фиг. 7 представлено распределение поперек ударного слоя односторонних лучистых потоков в диапазоне 0.05 — 0.22 мк (q_1^- — для потока от



Фиг. 6



Фиг. 7

ударной волны к телу, q_1^+ — от тела к ударной волне, q_1 — суммарный поток) и в диапазоне 0.05 — 1.15 мк (индекс 2; остальные обозначения те же) при давлении за ударной волной 10 атм и температуре 8000° К.

Из анализа указанных графиков следует, что вклад пограничного слоя в потоки, направленные от тела к ударной волне, невелик в обоих названных выше спектральных интервалах и практически им можно пренебречь. Влияние пограничного слоя на односторонние потоки от ударной волны к телу более значительно и состоит в основном в экранировке излучения в диапазоне 0.05 — 0.22 мк.

Для инженерных расчетов лучистых потоков от газовых объемов часто используется формула

$$q_{Rw} = \varepsilon(y_s, p, T_s) \sigma T_s^4 \tag{4.1}$$

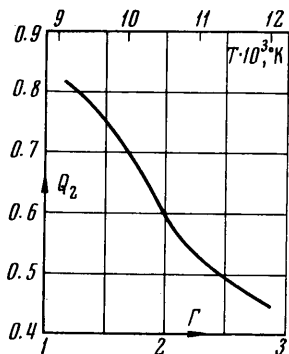
(где ε — степень черноты газа, σ — постоянная Стефана — Больцмана), полученная в предположении однородного газового слоя. Однако профиль

	$p = 1$ атм			$p = 10$ атм		
	$T_s = 10\ 000^\circ\text{К}$	$11\ 000^\circ\text{К}$	$12\ 000^\circ\text{К}$	$T_s = 10\ 000^\circ\text{К}$	$11\ 000^\circ\text{К}$	$12\ 000^\circ\text{К}$
$q_{Rw}, \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \text{сек}}$	1350	2510	4160	18500	28200	39600
$q_{Rs}, \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \text{сек}}$	1900	3510	6600	24000	39800	57000
$q_{sw}, \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \text{сек}}$	1550	1830	2280	6620	7400	8650
$y_s, \%$	0.428	0.427	0.426	0.445	0.440	0.407
$\Delta, \%$	4.2	6.1	7.6	2.6	7.5	10.9

температур в ударном слое существенно меняется из-за потери энергии на излучение и изменяется расстояние отхода ударной волны вследствие увеличения плотности газа, вызванного падением температуры. Эти два фактора приводят к тому, что вычисление лучистых потоков по формуле (2.1) дает завышенные результаты.

На фиг. 8 представлена зависимость отношения лучистого потока q_{Rw} , полученного в данной работе, к лучистому потоку q_{Rw}° от изотермического слоя толщиной, равной отходу ударной волны без учета излучения ($Q_2 = q_{Rw} / q_{Rw}^{\circ}$) в зависимости от параметра

$$\Gamma = (q_{Rw} / {}^{1/2} \rho_{\infty} U_{\infty}^3) \times 10^2$$



Фиг. 8

Кривая соответствует давлению $p = 10$ атм. Из графика видно, что роль высвечивания растет с ростом температуры и при $T_s = 12\,000^\circ\text{K}$ лучистый тепловой поток в тело составляет $\sim 50\%$ от изотермического слоя.

Сама же величина Γ , представляющая собой отношение лучистого теплового потока в стенку к полной кинетической энергии единицы массы газа, которая протекает через ударную волну, составляет 0.01—0.03.

Этим, в частности, и объясняется слабое влияние излучения на конвекцию и сравнительно слабое (в пределах 11%) влияние на расстояние отхода ударной волны, как это следует из таблицы.

В этой же таблице представлены результаты расчетов радиационного и конвективного тепловых потоков к телу и на ударную волну, расстояние отхода ударной волны y_s и влияние излучения на отход ударной волны

$$\Delta = \frac{(y_s^{\circ} - y_s)}{y_s^{-1}} \cdot 100\%,$$

Здесь y_s° — отход ударной волны без излучения. Из таблицы видно, что расстояние отхода слабо зависит от температуры и давления за ударной волной. Лучистый тепловой поток на ударную волну примерно на 30% выше, чем на стенку, что объясняется влиянием относительно холодного пограничного слоя.

Радиационный тепловой поток к поверхности в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ заметно превышает конвективный, причем с ростом температуры от 10 000 до 12 000° K и давления от 1 до 10 атм эта разница увеличивается. Так, при давлении за ударной волной, равном 10 атм и температуре 12 000° K радиационный нагрев почти в пять раз больше конвективного.

Сравнение результатов данной работы с аналогичными результатами для воздуха при давлении $p = 1.0$ атм и температуре $T_s = 11\,000^\circ\text{K}$ показывает, что расстояние отхода ударной волны в воздухе примерно на 25% больше, чем в смеси. Величина конвективного и радиационного теплового потоков в смеси $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ превышают соответствующие значения для воздуха примерно на 20 и 40%.

В работе [7] рассчитаны конвективные потоки в критическую точку при обтекании затупленных тел углекислым газом. Использованы свойства переноса [8]. Полученные в данной работе величины конвективных потоков в тело превышают данные работы [7], причем это превышение составляет 5% при $T_s = 9\,000^\circ\text{K}$ и растет с повышением температуры, достигая 25% при $T_s = 12\,000^\circ\text{K}$.

Поступило 13 IV 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский О. М., Фомин В. Н. Расчет течений излучающего газа в ударном слое. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1969, т. 9, № 2, стр. 397.
2. Дикон мл., Баунер Равновесный лучистый нагрев сжатого слоя. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 7, стр. 224.
3. Gruszynsky J. S., Warren W. R. Experimental heat transfer studies of hypervelocity flight in planetary atmospheres. AIAA Paper, 1963, No. 63-450.
4. Румынский А. Н. Теплообмен в лобовой точке, омываемой излучающей средой. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1961, № 1, стр. 96-101.
5. Howe J. T., Viegas J. R. Solution of the ionized radiating shock layer, including reabsorption region heat transfer. Tech. Rept NASA, 1963.
6. Thomas M. J. Transport properties of high temperature gases. «Magnetohydrodynamics» Evanston, Northwest. Univ. Press, 1962, pp. 89-107.
7. Hoshisaky H. Heat transfer in planetary atmospheres at super-satellite speeds. ARS Journal, 1962, vol. 32, No. 10, pp. 1544-1551.