

3. Зельдович Я. Б. К теории распространения пламени. — ЖФХ, 1948, т. 22, вып. 1.
4. Немыцкий В. В., Степанов В. В. Качественная теория дифференциальных уравнений. М.—Л.: ОГИЗ, 1947.
5. Лавский Ю. М. О распространении фронта пламени в пористых инертных средах: Препринт № 299. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1981.
6. Мержанов А. Г. Тепловые волны в химии. Препринт. Черногоровка: ОИХФ АН СССР, 1978.

УДК 533.6.011.55.011.6 : 629.7.025.1

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ОБТЕКАНИЕ КРЫЛА ПОТОКОМ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА

А. И. Голубинский, В. Н. Голубкин

(Москва)

Известно (например, [1]), что при входе в верхние слои атмосферы со скоростями порядка второй космической и выше излучение может существенно влиять на обтекание тела газом, а радиационные тепловые потоки сравнимы с конвективными или даже превосходят их. Теоретические исследования обтекания тел гиперзвуковым потоком излучающего газа проводились в основном численно (см. библиографию в [1]). В [2] в нулевом приближении метода тонкого ударного слоя [3] рассмотрено гиперзвуковое обтекание клина и конуса с учетом излучения (соответственно плоское и осесимметричное течения). Наряду с этим важно исследовать особенности обтекания пространственных тел излучающим газом.

В данной работе исследовано трехмерное нестационарное гиперзвуковое течение излучающего газа в ударном слое вблизи наветренной поверхности крыла малого удлинения с переменной во времени формой поверхности. Применение метода тонкого ударного слоя [3, 4] позволило получить общее решение уравнений газовой динамики, выражающее все параметры течения через форму головной ударной волны. Сформулирована задача ее определения. Получен класс точных решений. Изучено влияние излучения на толщину ударного слоя, плотность, температуру, распределение давления. Рассчитано распределение радиационного теплового потока к крылу.

1. Рассмотрим трехмерное обтекание крыла гиперзвуковым потоком под конечным углом атаки α с учетом излучения при высокой температуре. Будем считать, что прилегающий к наветренной поверхности крыла сжатый слой газа является оптически прозрачным, т. е. средняя длина свободного пробега излучения L_r много больше характерной толщины сжатого слоя d (оптическая толщина слоя $r = d/L_r \ll 1$).

При этом поглощением излучения в газе пренебрегаем, что оправдано для не слишком малых высот полета [1]. Состояние газа до и после головной ударной волны примем равновесным. Систему уравнений нестационарного движения излучающего газа запишем в виде [1]

$$(1.1) \quad \begin{aligned} d\mathbf{V}/dt &\equiv \partial\mathbf{V}/\partial t + (\mathbf{V} \cdot \nabla)\mathbf{V} = -(1/\rho)\nabla p, \\ \partial\rho/\partial t + \nabla \cdot (\rho\mathbf{V}) &= 0, \quad \rho dh/dt - dp/dt + 4\pi k_p B = 0, \\ p/\rho h &= (\kappa_* - 1)/\kappa_*, \quad \kappa_*(p, h) = h/e(p, h), \\ \rho\mu &= \rho RT, \quad B = (\sigma/\pi)T^4, \end{aligned}$$

где x, y, z — декартовы координаты в связанной с крылом системе (фиг. 1); t — время; $\mathbf{V} = (u, v, w)$ — вектор скорости; p, ρ, h, e, T, μ — давление, плотность, энтальпия, удельная внутренняя энергия, температура и молекулярный вес газа; κ_* — эффективный показатель адиабаты; R — универсальная газовая постоянная; σ — постоянная Стефана — Больцмана; выражение для дивергенции вектора потока лучистой энергии записано с использованием планковского среднего коэффициента поглощения $k_p(p, T)$ [1]



Ф и г. 1

$$k_p B = \int_0^{\infty} k_\nu B_\nu d\nu,$$

где B_ν, B — соответственно интенсивность равновесного излучения с частотой ν и полная интенсивность излучения. Согласно [2], при температурах $T \leq 14000$ К и давлениях $p \leq 10^5$ Па имеем аппроксимационную аналитическую зависимость

$$k_p(p, T) = apT^n,$$

где a, n — постоянные. При записи (1.1), как обычно, не учитывались давление и плотность энергии излучения.

В общем случае крыло имеет переменную во времени форму. Условие непротекания на поверхности крыла, движущейся со скоростью D_b вдоль внешней нормали n_b , имеет вид

$$(1.2) \quad (\mathbf{V}_b - \mathbf{D}_b) \cdot \mathbf{n}_b = 0.$$

Значения функций непосредственно за ударной волной, перемещающейся со скоростью D_s в направлении внешней нормали n_s , связаны с параметрами невозмущенного потока (индекс ∞) следующими соотношениями:

$$(1.3) \quad \mathbf{V}_s = \mathbf{V}_\infty + V_{n\infty}(1 - k)\mathbf{n}_s,$$

$$p_s = p_\infty + \rho_\infty V_{n\infty}^2(1 - k), \quad h_s = h_\infty + \frac{1}{2} V_{n\infty}^2(1 - k^2),$$

где $V_{n\infty} = (\mathbf{D}_s - \mathbf{V}_\infty) \cdot \mathbf{n}_s$; $k = \rho_\infty / \rho_s$.

2. Для исследования обтекания стационарным потоком наветренной поверхности тонкого крыла малого удлинения переменной формы при больших значениях числа Маха M_∞ и значениях эффективного показателя адиабаты за ударной волной κ_* , близких к единице, используем метод тонкого ударного слоя [3]. Введем малый параметр ε , равный отношению плотностей на сильной ($M_\infty^2 \sin^2 \alpha \gg 1$) ударной волне

$$\varepsilon = \frac{\kappa^0 - 1}{\kappa^n + 1} \ll 1, \quad \kappa^0 = \kappa_* \left(\rho_\infty V_\infty^2 \sin^2 \alpha, \frac{1}{2} V_\infty^2 \sin^2 \alpha \right).$$

Порядок величины отношения температур на ударной волне определяется произведением $A = \varepsilon M_\infty^2 \sin^2 \alpha$. В случае $A = O(1)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$, $M_\infty \rightarrow \infty$ [4] температура газа в ударном слое недостаточна высока и влияние излучения мало. При $A \gg 1$, как будет видно в дальнейшем, температура может достигать таких значений, при которых влияние излучения на аэродинамические характеристики будет значительным. Ниже рассматривается именно этот случай.

Полагая, что при $\varepsilon \rightarrow 0$, $A \rightarrow \infty$, $r = O(\varepsilon A^n) \rightarrow 0$ толщина крыла, отсчитываемая от плоскости $y = 0$, имеет порядок толщины сжатого слоя ($L\varepsilon \operatorname{tg} \alpha$), а удлинение крыла имеет порядок угла Маха в сжатом слое ($\varepsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha$) [4], введем безразмерные независимые переменные порядка единицы

$$(2.1) \quad t^0 = tV_\infty \cos \alpha / L, \quad x^0 = x/L, \quad y^0 = y/L\varepsilon \operatorname{tg} \alpha, \quad z^0 = z/L\varepsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha,$$

L — характерный продольный размер. При обтекании крыла с ударной волной, присоединенной к передней кромке или, по крайней мере, к вершине крыла, искомые газодинамические функции представимы в виде разложений

$$(2.2) \quad \begin{aligned} u/V_\infty &= \cos \alpha + \varepsilon \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha u^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \\ v/V_\infty &= \varepsilon \sin \alpha v^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \quad w/V_\infty = \varepsilon^{1/2} \sin \alpha w^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \\ p &= p_\infty + \rho_\infty V_\infty^2 \sin^2 \alpha [1 + \varepsilon p^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots], \\ \rho/\rho_\infty &= \varepsilon^{-1} \rho^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \quad 2h/V_\infty^2 = \sin^2 \alpha h^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \\ T/T_\infty &= AT^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \quad B = (\sigma/\pi) T_\infty^4 A^4 B^0(x^0, y^0, z^0, t^0) + \dots, \\ k_p L &= r\varepsilon^{-1} \operatorname{ctg} \alpha (T^0)^n + \dots, \quad \mu/\mu_\infty = \mu^0 + \dots, \quad \kappa_* = \kappa^0 + \dots \end{aligned}$$

Константу $\mu^0 \leq 1$, зависящую от степени диссоциации газа при переходе через ударную волну, будем считать известной. Подставляя (2.1), (2.2) в (1.1)—(1.3), в первом приближении имеем следующую систему уравнений (индексы опущены):

$$(2.3) \quad u_t + u_x + vu_y + wu_z = 0;$$

$$(2.4) \quad \rho_t + \rho_x + (\rho v)_y + (\rho w)_z = 0;$$

$$(2.5) \quad w_t + w_x + vw_y + ww_z = 0;$$

$$(2.6) \quad \rho(v_t + v_x + vv_y + wv_z) = -p_y;$$

$$(2.7) \quad \rho(h_t + h_x + vh_y + wh_z) = -W_r B T^n;$$

$$(2.8) \quad [h = \rho^{-1}, \rho = \mu T^{-1}, B = T^4.$$

На ударной волне при $y = S^*(x, z, t)$ получим соотношения

$$(2.9) \quad u_s = -S_x^*, \quad v_s = S_x^* + S_t^* - S_z^{*2} - 1, \quad w_s = -S_z^*, \\ p_s = 2(S_x^* + S_t^*) - S_z^{*2} - 1, \quad \rho_s = 1, \quad h_s = 1, \quad T_s = \mu.$$

На поверхности крыла при $y = F^*(x, z, t)$

$$(2.10) \quad v_b = F_x^* + F_t^* + w_b F_z^*.$$

Здесь безразмерный параметр

$$W_r = \frac{8\sigma T_\infty^4}{\rho_\infty V_\infty^3 \sin^3 \alpha} r A^4$$

представляет собой отношение потока лучистой энергии к конвективному потоку энергии. Пусть соотношение малых параметров ε , A^{-1} таково, что $W_r = O(1)$, т. е. $A = O[\varepsilon^{-1/(n+4)}]$. Таким образом, наряду с известным [4] геометрическим параметром подобия $\Omega = s/(L\varepsilon^{1/2} \operatorname{tg} \alpha)$ (s — полуразмах крыла) при обтекании крыла излучающим равновесным газом решение будет зависеть и от параметров W_r , μ . Гиперзвуковой закон плоских сечений для тонких тел при больших углах атаки [5, 6] с добавлением этих параметров подобия справедлив и при обтекании крыла потоком излучающего газа, поскольку уравнения (2.4)—(2.8) не содержат возмущения продольной скорости u , которое определяется из уравнения (2.3) после решения (2.4)—(2.8).

В соответствии с общим результатом [7—9] фундаментальным свойством течения излучающего газа большой плотности является сохранение вдоль траекторий движения частиц в ударном слое отношения поточной составляющей завихренности $\omega_b = w_y$ к плотности газа. Математически это свойство выражается в виде интегрируемой комбинации уравнений (2.4), (2.5)

$$(2.11) \quad (w_y/\rho)_t + (w_y/\rho)_x + v(w_y/\rho)_y + w(w_y/\rho)_z = 0.$$

Это общее [7—9] для течений газа большой плотности свойство сохранения в случае течения излучающего газа позволяет получить интересный и практически важный результат. На основании соотношений (2.11), (2.8) приходим к выводу о том, что произведение $\omega_b^4 B$ сохраняется постоянным вдоль траекторий частиц (в стационарном случае — вдоль линий тока):

$$(2.12) \quad (\omega_b^4 B)_t + (\omega_b^4 B)_x + v(\omega_b^4 B)_y + w(\omega_b^4 B)_z = 0.$$

Таким образом, имеется связь между поточной составляющей завихренности, которая является кинематической характеристикой поля течения, и распределением интенсивности излучения, а значит, и радиационным тепловым потоком к телу. Установленное соотношение (2.12) показывает, что в областях слабо завихренного течения интенсивность излучения больше, чем в областях сильно завихренного течения, причем зависимость эта довольно сильная, поскольку B пропорционально ω_b^{-4} (2.12).

3. Уравнение (2.11) важно не только с физической, но и с математической точки зрения. Существование у нелинейной системы дифференциальных уравнений в частных производных (2.4)—(2.8) общего интеграла, следующего из (2.11), позволяет получить аналитическое решение этой системы. Действительно, используем (2.11) вместо уравнения (2.4) и перейдем к независимым переменным $x, w, z, \tau = x - t$. В новых переменных система (2.11), (2.5)—(2.8) и краевые условия (2.9), (2.10), описывающие нестационарное течение излучающего газа в ударном слое, приобретают тот же вид, что и при стационарном обтекании, и содержат функции, зависящие от τ как от параметра:

$$(3.1) \quad (\rho y_w)_x + w(\rho y_w)_z = 0;$$

$$(3.2) \quad v = y_x + w y_z;$$

$$(3.3) \quad p_w = -\rho y_w (v_x + w v_z);$$

$$(3.4) \quad \rho^{n+3}(\rho_x + w \rho_z) = K/(n+4);$$

при $y = S(x, z, \tau) = S^*(x, z, x - \tau)$ или $w = -S_z(x, z, \tau)$

$$(3.5) \quad v_s = S_x - S_z^2 - 1, \quad p_s = 2S_x - S_z^2 - 1, \quad \rho_s = 1;$$

при $y = F(x, z, \tau) = F^*(x, z, x - \tau)$ или $w = w_b(x, z, \tau)$

$$(3.6) \quad v_b = F_x + w_b F_z.$$

Параметры W_r, μ входят в задачу для y, v, p, ρ, h только в виде комбинации $K = W_r \mu^{n+4}(n+4)$. Двукратное интегрирование уравнения (3.1) дает ($\Gamma = \omega_r^{-1} \rho$ — произвольная функция, определяемая ниже)

$$(3.7) \quad y = F(x, z, \tau) + \int_{w_b}^w \frac{\Gamma(w', z - w'x, \tau)}{\rho(x, w', z, \tau)} dw'.$$

Отметим, что наряду с w величины $\theta = z - wx, \tau$ постоянны вдоль траекторий, в чем можно убедиться, вычисляя полные производные этих величин, как это сделано для w в (2.5). Используя (3.7), из (3.2) получим формулу для v

$$(3.8) \quad v = F_x + w F_z + \int_{w_b}^w \left[(w - w') \Gamma_{\theta'} - \frac{\Gamma}{\rho} (\rho_x + w \rho_z) \right] \frac{dw'}{\rho} - \\ - \frac{\Gamma_b}{\rho_b} [(w_b)_x + w (w_b)_z],$$

которая удовлетворяет условию (3.6) при выполнении одного из соотношений

$$(3.9) \quad \Gamma_b = 0;$$

$$(3.10) \quad (w_b)_x + w_b (w_b)_z = 0.$$

Распределение давления находится из (3.3), (3.7), (3.8) в виде

$$(3.11) \quad p = p_s + \int_w^{-s_z} (v_x + w' v_z) \Gamma(w', z - w'x, \tau) dw'.$$

Для определения вида функции Γ воспользуемся формулами (3.7), (3.8) при $w = w_s$ по условиям (3.5) для v_s, ρ_s . Поскольку $\rho_s = 1$, аналогично [7] получим в результате

$$(3.12) \quad \Gamma_s(x, z, \tau) = (S_z S_{zz} - S_{zx})^{-1}.$$

Обозначим через $\chi(w, \theta, \tau)$ абсциссу точки пересечения траектории данной частицы газа с ударной волной, определяемую как корень функционального уравнения

$$(3.13) \quad w = -S_z(\chi, w\chi + \theta, \tau).$$

Тогда функция Γ в поле течения выражается в виде

$$(3.14) \quad \Gamma(w, \theta, \tau) = \Gamma_s(\chi, w\chi + \theta, \tau).$$

В переменных x, w, θ, τ уравнение (3.4) имеет вид

$$\rho^{n+3}\rho_x = K/(n+4).$$

Интегрируя его с учетом граничного условия $\rho_s = 1$ при $x = \chi(w, \theta, \tau)$, получаем распределение плотности

$$(3.15) \quad \rho(x, w, \theta, \tau) = \{1 + K[x - \chi(w, \theta, \tau)]\}^{1/(n+4)}$$

и из (2.8) — значения температуры и энтальпии

$$T = \mu h = \mu \{1 + K[x - \chi(w, \theta, \tau)]\}^{-1/(n+4)}.$$

Отсюда видно, что в случае оптически прозрачного слоя газа излучение приводит к уменьшению температуры и энтальпии и увеличению плотности вдоль траектории движения частицы.

Таким образом, газодинамические и термодинамические функции излучающего газа выражаются в виде квадратур и функциональных связей через форму поверхности ударной волны, которая согласно (3.7), (3.12), (3.15) должна быть определена совместно с функцией Γ из системы двух уравнений

$$(3.16) \quad S(x, z, \tau) = F(x, z, \tau) + \int_{w_b}^{-S_z} \frac{\Gamma(w, z - wx, \tau) dw}{\{1 + K[x - \chi(w, z - wx, \tau)]\}^{\frac{1}{n+4}}},$$

$$\Gamma(-S_z, z + S_z x, \tau) = (S_z S_{zz} - S_{zx})^{-1}.$$

Отметим, что функция $w_b(x, z, \tau)$ определяется аналогично [10].

Если приближение оптически прозрачного слоя газа и, следовательно, формула (3.15) неприменимы, то аналитическое выражение плотности можно найти либо из решения других приближенных уравнений, либо путем аппроксимации результатов численного расчета одномерного течения излучающего газа при постоянном давлении. Основные формулы (3.7)—(3.12) при этом остаются в силе.

4. Обобщая результаты, полученные в стационарном случае [8], преобразуем полученное решение, приняв χ за новую независимую переменную вместо w . Вдоль траектории данной частицы имеем

$$(4.1) \quad z - \zeta = -S_z(\chi, \zeta, \tau)(x - \chi), \quad w = -S_z(\chi, \zeta, \tau),$$

где ζ — аппликата точки пересечения данной траектории с ударной волной. Дифференцируя эти равенства при постоянных x, z, τ с учетом (3.12), (3.14), получим

$$dw = d\chi / \{\Gamma[1 - (x - \chi)S_{zz}(\chi, \zeta, \tau)]\}.$$

Вместо системы (3.16) для формы ударной волны получим уравнение

$$(4.2) \quad S(x, z, \tau) = F(x, z, \tau) + \int_{\chi_b}^x \frac{[1 + K(x - \chi)]^{-\frac{1}{n+4}}}{1 - (x - \chi)S_{zz}(\chi, \zeta, \tau)} d\chi,$$

которое должно решаться совместно с (4.1). Выражения для вертикальной компоненты скорости и давления приобретают вид

$$(4.3) \quad v = F_x - S_z(\chi, \zeta, \tau) F_z + \int_{\chi_b}^x \left\{ \frac{[1 - (x - \chi')S'_{zz}] S'_{zz} + (x - \chi')(S'_z - S_z) S'_{zzz}}{[1 - (x - \chi')S'_{zz}]^3 [1 + K(x - \chi')]^{\frac{1}{n+4}}} \right.$$

$$(4.4) \quad p = 2S_x - S_z^2 - 1 + \int_{\chi}^x \frac{v_x - S_z' v_z}{1 - (x - \chi') S_{zz}'} d\chi',$$

$$\left. \frac{K [1 + K (x - \chi')]^{-\frac{n+5}{n+4}}}{(n+4) [1 - (x - \chi') S_{zz}']} \right\} d\chi' - \frac{(\chi_b)_x - S_z (\chi_b)_z}{[1 - (x - \chi_b) S_{zzb}] [1 + K (x - \chi_b)]^{\frac{1}{n+4}}};$$

где $S_z' = S_z(\chi', \zeta', \tau)$ и т. д.; $S_{zzb} = S_{zz}[\chi_b, z_e(\chi_b), \tau]$.

Поскольку в рассматриваемой задаче при учете переноса излучения ударный слой можно рассматривать как локально-одномерный, для вычисления радиационного потока тепла воспользуемся одномерным приближением аналогично [2]. Тогда, применяя известное [11] решение уравнения переноса излучения и пренебрегая излучением с поверхности крыла, получим следующее выражение для величины локального радиационного теплового потока к крылу:

$$(4.5) \quad q_b(x, z) = \frac{\rho_\infty V_\infty^3}{2} \sin^3 \alpha Q(x, z),$$

$$Q(x, z) = \frac{K}{2(n+4)} \int_{\chi_b}^x \frac{[1 + K(x - \chi)]^{-\frac{n+5}{n+4}}}{1 - (x - \chi) S_{zz}(\chi, \zeta, \tau)} d\chi.$$

При записи (4.2)–(4.5) учтено, что на ударной волне $\chi = x$. Значения χ_b для траекторий, лежащих на поверхности крыла, будем находить, предполагая форму передней кромки крыла в плане $z = z_e(x)$ не зависящей от времени.

Если ударная волна присоединена к кромке, т. е. вдоль нее $S_e(x, \tau) = F_e(x, \tau)$, то, выполняя (3.5) с помощью (3.6), получаем на кромке

$$(4.6) \quad w_e(x, \tau) = -S_z^e = \frac{1}{2} [z_e' - F_z^e - \sqrt{(z_e' + F_z^e)^2 - 4}],$$

где $S_e(x, \tau) = S[x, z_e(x), \tau]$; $F(x, \tau) = F[x, z_e(x), \tau]$; $F_z^e = F_z[x, z_e(x), \tau]$. Для реализации такого режима, следовательно, требуется, чтобы $|z_e' + F_z^e| \geq 2$. При обтекании крыла с гладкой в плане формой кромки χ_b определяется из уравнения (4.1), в котором следует положить $\zeta = z_e(\chi)$, $S_z = S_z^e$. Форму кромки, имеющей излом при $x = 0$, представим в виде двух гладких кусков $z = z_e(x)$ при $x \geq 0$; $z = -z_e(x)$ при $x \leq 0$ ($z_e'(0) \neq 0$). Тогда в центральной части крыла при $|z| \leq w_e(+0, \tau)x$ расположен веер траекторий, проходящий через вершину. Для них, следовательно, $\chi_b = 0$. Между крайними траекториями этого веера и передней кромкой χ_b определяется из (4.1), (4.6). Этот случай проиллюстрирован на фиг. 1.

Если ударная волна присоединена только к вершине и отсоединена от кромки, то все траектории на крыле проходят через вершину и на всей поверхности крыла $\chi_b = 0$.

5. Ввиду наличия функциональных связей решение системы (4.1), (4.2) в общем случае связано с известными математическими трудностями. Однако существует класс ее частных точных решений, соответствующий следующему виду поверхностей тела и ударной волны:

$$(5.1) \quad F(x, z, \tau) = -\frac{f(x, \tau) z^2}{2}, \quad S(x, z, \tau) = G(x, \tau) - \frac{f(x, \tau) z^2}{2}, \quad \chi_b = 0.$$

Толщина ударного слоя равна

$$G(x, \tau) = \int_0^x \frac{[1 + K(x - \chi)]^{-\frac{1}{n+4}}}{1 + (x - \chi) f(\chi, \tau)} d\chi.$$

Случай $f(x, \tau) = b/x$ соответствует стационарному обтеканию конического крыла неизменной формы с поперечной кривизной в плоскости симметрии ($z = 0$), равной $b/(x \operatorname{tg} \alpha)$. Толщина ударного слоя при этом постоянна в поперечном сечении $x = \operatorname{const}$

$$(5.2) \quad G(x) = \int_0^x \frac{[1 + K(x - \chi)]^{\frac{1}{n+4}}}{(1-b)\chi + bx} \chi d\chi.$$

При малых K из (5.2) получим приближенную формулу

$$G(x) \simeq x\eta_{s0} - \frac{Kx^2}{(n+4)(1-b)} \left(\eta_{s0} - \frac{1}{2} \right), \quad \eta_{s0} = \frac{b \ln b + 1 - b}{(1-b)^2}.$$

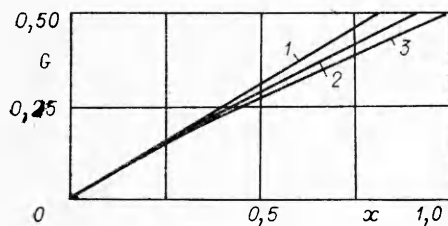
В ньютоновском приближении излучение не влияет на распределение давления (см., например, [2]). Решение задачи в первом приближении к ньютоновскому позволяет учесть влияние излучения на давление. Вычисление распределения давления вдоль линии пересечения плоскости симметрии с поверхностью крыла по формулам (5.1), (5.2), (4.3), (4.4) приводит к равенству

$$(5.3) \quad p_b(x) = 2G'(x) - 1 + \int_0^x \left\{ \frac{2b^2}{[(1-b)\chi + bx]^2} + \frac{2b\rho_x}{\rho[(1-b)\chi + bx]} + \right. \\ \left. + \frac{2\rho_x^2}{\rho^2} - \frac{\rho_{xx}}{\rho} \right\} \left[\frac{x-\chi}{1-b} - \frac{bx}{(1-b)^2} \ln \frac{x}{(1-b)\chi + bx} \right] \frac{\chi d\chi}{\rho[(1-b)\chi + bx]}.$$

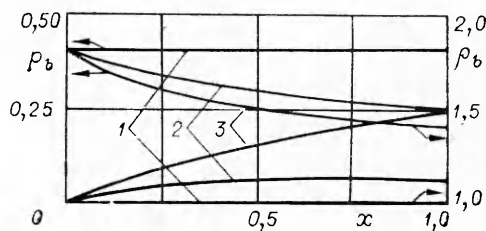
Радиационный тепловой поток, согласно (4.5), (5.1), постоянен вдоль размаха, что является следствием постоянства толщины сжатого слоя,

$$Q(x) = \frac{K}{2(n+4)} \int_0^x \frac{[1 + K(x - \chi)]^{\frac{n+5}{n+4}}}{(1-b)\chi + bx} \chi d\chi.$$

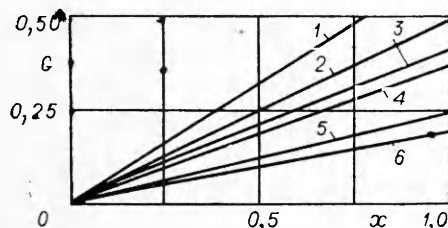
Для получения верхней оценки влияния излучения положим далее $n = 0$. На фиг. 2, 3 представлены результаты расчетов по формулам (5.2), (5.3) при $b = 0,5$ и $K = 0; 2; 4$ (кривые 1—3 соответственно). Видно, что излучение приводит к уменьшению толщины ударного слоя, к продольному



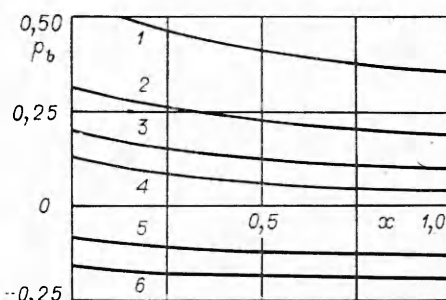
Ф и г. 2



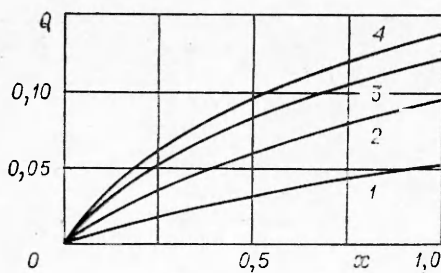
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

$= 0,25; 0,75; 1,25; 1,75; 4,75; 7$). С ростом параметра b поправка к ньютоновскому значению давления меняет знак и становится отрицательной (фиг. 5), а перепад давления между вершиной и хвостовой частью крыла, характеризующий влияние излучения, уменьшается.

Полученные результаты показывают, что при обтекании конического крыла вследствие влияния излучения форма скачка уплотнения и все течение в целом в отличие от [4] не обладают свойством коничности и должны исследоваться на основе теории трехмерного обтекания.

Распределение радиационного теплового потока вдоль корневой хорды крыла показано на фиг. 6 для $b = 0,25$ и $K = 0,8; 2; 3,2; 4$ (соответственно кривые 1—4). При увеличении K и $b = \text{const}$ толщина ударного слоя несколько уменьшается (см. фиг. 2), а интенсивность излучения сильно возрастает, что приводит к росту теплового потока. Для фиксированного K с ростом b толщина ударного слоя уменьшается (см. фиг. 4), вследствие чего тепловой поток к крылу становится меньше.

Поступила 3 IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике/Под ред. Г. И. Майкапара. М.: Машиностроение, 1972.
2. Пилugin Н. Н., Суходольский С. Л., Тирский Г. А. Обтекание конуса и клина гиперзвуковым потоком излучающего газа.— В кн.: Математическое моделирование аэротермохимических явлений. М.: ВЦ АН СССР, 1974.
3. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959.
4. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory.— AIAA J., 1963, vol. 1, N 4. Рус. пер.— Ракетн. техника и космонавтика, 1963, № 4.
5. Сычев В. В. О гиперзвуковом обтекании тонких тел при больших углах атаки.— ДАН СССР, 1960, т. 131, № 4.
6. Красильников А. В. О колебаниях тонких тел под большими углами атаки в гиперзвуковом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 6.
7. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. О пространственном обтекании тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа.— ДАН СССР, 1977, т. 234, № 5.
8. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. К теории пространственного обтекания тела гиперзвуковым потоком.— ДАН СССР, 1981, т. 258, № 1.
9. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. Пространственное гиперзвуковое обтекание тела конечной толщины.— Учен. зап. ЦАГИ, 1982, т. 13, № 2.
10. Богатко В. И., Гриб А. А., Колтон Г. А. Обтекание тонкого крыла переменной формы гиперзвуковым потоком газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 4.
11. Бай Ши-п. Динамика излучающего газа. М.: Мир, 1968.