

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
2. Хейз У., Пробстин Р. Теория гиперзвуковых течений. Изд. иностр. лит., 1962.
3. Майкапар Г. И. Учет влияния центробежных сил на давление воздуха на поверхности тела произвольной формы, обтекаемой потоком с большой сверхзвуковой скоростью. ПММ, 1959, т. 23, вып. 1.
4. Guiraud I. P. Newtonien flow over a surface Rech. aeronaut. 1959, No. 71.
5. Laval P. Ecoulements Newtoniens sur des surfaces coniques en incidence. Rech. aeronaut, 1959, No. 73.
6. Гонор А. Л. Обтекание конуса под углом атаки с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 7.
7. Гонор А. Л. Обтекание конических тел при движении газа с большой сверхзвуковой скоростью. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1959, № 1.
8. Росляков Г. С., Дроздова Н. В. Численный расчет обтекания ступенчатого конуса. Сб. «Численные методы в газовой динамике», Изд. Московский ун-т, 1963, № 2.
9. Гонор А. Л. Точное решение задачи обтекания некоторых пространственных тел сверхзвуковым потоком газа. ПММ, 1964, т. 28, вып. 5.

ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА МАХА НА ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА С ПРИТУПЛЕННЫМИ КРОМКАМИ

А. В. КРАСИЛЬНИКОВ

(Москва)

В работе [1] в рамках простейшей двухслойной схемы течения получено приближенное решение задачи обтекания треугольной пластины с притупленными кромками под нулевым углом атаки совершенным газом с показателем адиабаты γ при числе Маха набегающего потока $M = \infty$. Ниже в той же постановке получено решение для конечного, но большого числа M (гиперзвуковая передняя кромка), основанное на учете членов порядка M^{-2} . В области, на некотором удалении от кромок (с постоянным s_x — сопротивлением поперечного сечения кромки), для пластины с углом 2θ при вершине найдены распределение давления по пластине, толщина высокоэнтропийного слоя, распределение средней скорости в нем и форма ударной волны.

1. Введем декартовую систему координат xuz с началом в носке пластины, ось x направлена вниз по потоку вдоль оси симметрии, а ось z — по нормали к пластине. Будем рассматривать следующие безразмерные величины: $1/2 x c_x d$, $1/2 y c_x d$, $1/2 z c_x d$ — координаты; $1/2 \delta c_x d$ и $1/2 R c_x d$ — толщина высокоэнтропийного слоя и форма ударной волны; uU , vU_n , $v_z U_n$ — проекции скорости на оси x , y , z соответственно; $(1-w)U_n$ — проекция скорости на плоскость, перпендикулярную передней кромке; $\rho\rho_\infty$, $p\rho_\infty U_n^2$, iU_n^2 и aU_n — плотность, давление, энтальпия и скорость звука; $S = \sin^2 \beta / \sin^2 \theta$ — энтропийная функция; ρ_∞ и U — плотность и скорость набегающего потока; β — угол между плоскостью пластины и касательной плоскостью к ударной волне; d — толщина пластины; $M_n = M \sin \theta$; $U_n = U \sin \theta$.

На некотором удалении от носка можно выделить две области течения. В области А, прилегающей к кромке, течение эквивалентно обтеканию бесконечной пластины со скольжением. Решение здесь зависит от переменной $h = x \sin \theta - y \cos \theta$ и на достаточном удалении от кромок, где $1 \ll R \ll h$ и $p \ll 1$, справедливы соотношения

$$\begin{aligned} u &= 1 - w \sin^2 \theta, & v &= w \cos \theta \\ w &= 1 - [1 - 2i + 2(\gamma - 1)^{-1} M_n^{-2}]^{1/2} = i - (\gamma - 1)^{-1} M_n^{-2} + \dots \end{aligned} \quad (1.1)$$

Область В, в которой нарушается такой характер течения в силу условия $v = 0$ при $y = 0$, прилегает к плоскости симметрии. Границей областей является предельная характеристическая поверхность, проходящая через окрестность носка.

Будем рассматривать течение только в высокоэнтропийном слое и при таких значениях p и γ , когда $\varepsilon = 2/3(\gamma - 1) / \gamma \ll 1$ и $i_0^2 \ll 1$ (здесь индекс ноль обозначает величины на поверхности пластины). За границу этого слоя принимаем поверхность тока с энтропией S_0 и расходом Ψ_0 в области А в направлении, перпендикулярном кромке. Течение в нем считаем одномерным с осредненными по толщине параметрами (ниже помечены индексом c) и эквивалентным расходом, определяемым в обла-

сти А равенством

$$m(1 - w_c) = \varphi_c S_c^{1/\gamma}, \quad m = \rho_0 \delta, \quad \Psi = 1/2 c_x d \rho_\infty U_n \varphi \quad (1.2)$$

В работе [1] осреднение параметров течения проводилось таким образом, чтобы толщины осредненного и истинного высокоэнтропийных слоев совпадали в области А. Для гиперзвуковых кромок влияние конечного числа M на средние величины пренебрежительно мало при таком осреднении. Поэтому ниже для $\gamma = 1.4$ расчеты проводились при тех же значениях $\varphi_c = 2$ и $S_c = 0,72$, что и в работе [1].

При малых ε и i_0^2 в высокоэнтропийном слое справедливы уравнения

$$\begin{aligned} u_c \frac{\partial v_c}{\partial t} + v_c \frac{\partial v_c}{\partial y} &= - \frac{1}{\rho_c} \frac{\partial p}{\partial y}, & u_c \frac{\partial \rho_c \delta}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_c v_c \delta)}{\partial y} &= 0 \\ u_c &= 1 - w_c \sin^2 \theta, & \rho_c &= \rho_0 S_c^{-1/\gamma}, & t &= x \sin \theta \end{aligned} \quad (1.3)$$

Для замыкания этой системы используем приближенные интегральные уравнения Г. Г. Черного [2], в которых подобно [1, 3] учтем перенос энергии и работу сил давления за счет перетекания газа в высокоэнтропийном слое

$$\begin{aligned} \frac{2}{(\gamma + 1)^2} RR_t^2 + \frac{pR}{\gamma - 1} &= \frac{1}{2} \lambda + \frac{5\gamma^2 - 2\gamma + 1}{\gamma(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2} \frac{R}{M_n^2} \\ p &= \frac{2}{\gamma + 1} (RR_t)_t + \left[1 - \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \left(\frac{R}{R_t} \right)_t \right] \frac{1}{\gamma M_n^2}, & \frac{1}{2} \lambda_t &= i_0 \frac{\partial m}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Система (1.3) (1.4) имеет нетривиальную систему характеристик

$$u_c y' = v_c \pm c, \quad c = a_c \left(\frac{\delta}{R} \right)^{1/2} = a_c \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{i_0 m}{pR} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

Характеристика $y_*(t)$ (с верхним знаком), проходящая через вершину пластины, разделяет области А и В.

Интегрируя последнее уравнение (1.4) в пределах $[-\infty, h]$, можно показать, что $\lambda = 1 + O(i_0^2) \approx 1$ в области А, а в области В

$$\lambda = 1 - \chi(1 - \mu), \quad \chi = 2i_0 m_*(t), \quad \mu = m / m_*(t) \quad (1.6)$$

Звездочкой помечены значения величин на характеристике $y_*(t)$.

2. Решение системы (1.4) в области А ищем в виде рядов¹ по степеням M_n^{-2}

$$\begin{aligned} p &= p_A = \kappa_1 h^{-2/3} + B M_n^{-2} + \dots \\ R &= R_A = \kappa_2 h^{2/3} + A h^{4/3} M_n^{-2} + \dots \end{aligned}$$

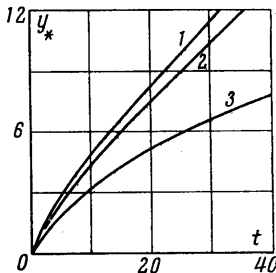
$$\delta = \delta_A = \frac{3\gamma - 1}{\gamma(\gamma + 1)} \chi R_A (1 - D h^{2/3} M_n^{-2})$$

$$\kappa_1 = \frac{4\kappa_2^2}{9(\gamma + 1)}, \quad \kappa_2^3 = \frac{9(\gamma + 1)^2(\gamma - 1)}{8(3\gamma - 1)} \quad (2.1)$$

Здесь первые члены представляют решение, соответствующее взрывной аналогии. Постоянные A , B и D легко определить из уравнения (1.4), выделяя члены порядка M_n^{-2}

$$A = \frac{9(7\gamma - 1)}{80\gamma\kappa_2}, \quad B = \frac{23\gamma + 11}{20\gamma(\gamma + 1)}, \quad D = \frac{B}{\kappa_1} + \frac{A}{\kappa_2} \quad (2.2)$$

¹ Такое разложение решения уравнений Черного в ряд по степеням M ранее проводилось в работе [4].



Фиг. 1

Из (1.5) с учетом (2.1) имеем

$$u_c y_*' = v_c [1 + C_0 (1 - \frac{1}{2} D h^{2/3} M_n^{-2})] \quad (2.3)$$

$$u_c y_* = \frac{3\gamma}{\gamma + 2} v_c \left[1 + C_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\gamma + 2}{3\gamma + 2} D h^{2/3} M_n^{-2} \right) \right] t$$

$$C_0^2 = \frac{2(\gamma - 1)(3\gamma - 1)\varphi_c}{\gamma(\gamma + 1)\cos^2 \theta (1 - k_0)^2}, \quad k_0 = \frac{1}{(\gamma - 1)M_n^2 i_c}$$

Заметим, что при конечных числах M величина k_0 может быть немала при γ , близких к единице и малых значениях i_c . С другой стороны, так как $i_c \sim p^{\gamma-1/\gamma}$, то при γ , близких к единице, величина i_c изменяется относительно мало в большом диапазоне изменений h . Поэтому в дальнейшем k_0 будем считать постоянным параметром и определять его на предельной характеристике $y_*(t)$. При конечных числах M он определяет величину скорости растекания $w_c = (1 - k_0) i_c$ (1.1).

Решение (2.1) определяем значение всех параметров на линии $y_*(t)$. Вводя новые функции $V = v_c / v_{c*}$, $\mu = m / m_*$ и $\eta = y / y_*$ в области В получим условия

$$V = \mu = 1 \quad \text{при } \eta = 1, \quad V = 0 \quad \text{при } \eta = 0 \quad (2.4)$$

3. Решение системы (1.4) в области В ищем в виде

$$p_B = (1 - \chi f_1 + q h^{2/3} M_n^{-2}) p_A, \quad R_B = (1 - \chi f_2 + r h^{2/3} M_n^{-2}) R_A$$

$$(1 - \chi f_2) = (1 - \chi g)^{1/3}, \quad \mu = \mu_0 + \mu_1 h^{2/3} M_n^{-2} \quad (3.1)$$

Подставляя (3.1) в (1.4) и выделяя члены, не содержащие малый параметр $h^{2/3} M_n^{-2}$, получим уравнения, определяющие функции нулевого приближения f_1 и f_2 , решение которых получено в работе [1] в виде

$$g = l k^2 \eta^k \int_{\eta}^1 \eta^{lk-k-1} \int_{\eta}^1 \eta^{-lk-1} (1 - \mu_0) d\eta d\eta$$

$$(1 - \chi g)^{1/3} (1 - \chi f_1) = 1 - \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \chi (1 - \mu_0) + 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \chi g_1 \quad (3.2)$$

$$g_1 = k l \eta^{k+1} \int_{\eta}^1 \eta^{-k l - 1} (1 - \mu_0) d\eta, \quad k = \frac{3\gamma}{\gamma + 2}, \quad l = \frac{2(3\gamma - 1)}{3(\gamma + 1)}$$

Собирая члены с параметром $h^{2/3} M_n^{-2}$ и затем отбрасывая малые слагаемые, содержащие $h g_1$, $h^2 g_{11}$ и $h^2 g_1^2$, для r и q с учетом (3.2) будем иметь

$$h^2 r_{11} + \frac{8}{3} \frac{2\gamma + 1}{\gamma + 1} h r_1 + \frac{2}{9} \left[\frac{19\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{1 - \chi f_1}{(1 - \chi g)^{2/3}} \right] r = \frac{(\gamma + 1)(\gamma - 1)}{4\kappa_2^3 (1 - \chi g)^{2/3}} \chi \mu_1 +$$

$$+ \frac{(7\gamma - 1)(1 - \chi g)^{-1/3}}{2(\gamma + 1)\kappa_2^2} - \frac{2}{9} \frac{A}{\kappa_2} \left[\frac{(19\gamma - 1)(1 - \chi g)^{1/3}}{\gamma + 1} + (1 - \chi g)^{-1/3} \right] \quad (3.3)$$

$$q = \frac{9}{2} (1 - \chi g)^{1/3} (h^2 r_{11} + 4h r_1 + 2r) + \frac{9A}{\kappa_2} (1 - \chi g)^{2/3} - \frac{B}{\kappa_1} (1 - \chi f_1) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma(\gamma + 1)\kappa_1}$$

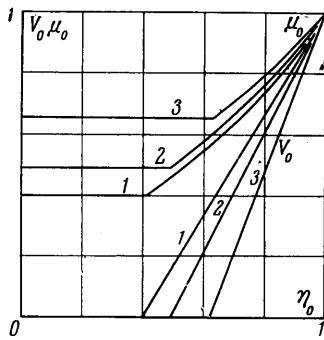
$$q = r = r_1 = 0 \quad \text{при } h = h_* \text{ или } \eta = 1$$

Используя асимптотическое стремление $(1 - \chi f_1) \rightarrow (1 - \chi g)^{2/3}$ при $h \rightarrow \infty$ и пренебрегая членами порядка $h r_1$, g^2 , $r g$ и $g g$, которые, как показали расчеты, малы, для системы (3.3) можно получить решение в виде

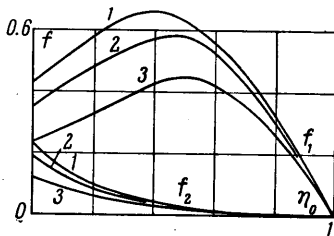
$$r = k^2 \chi \eta^{5/3 k} \int_{\eta}^1 \eta^{lk-k-1} \int_{\eta}^1 \eta^{-1-k(l-1/3)} \left[\frac{7\gamma - 1}{3(\gamma + 1)\kappa_2^2} g + \frac{2}{9} \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} + \frac{\mu_1}{(1 - \chi g)^{2/3}} \right] d\eta d\eta$$

$$q = \chi \left[D f_1 + \frac{3\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\mu_1}{(1 - \chi g)^{1/3}} \right] \quad (3.4)$$

Подставляя (2.3), (3.2), (3.4) в (1.3) и переходя к переменной η , получим следующую интегро-дифференциальную систему:



Фиг. 2



Фиг. 3

$$F_1 t \frac{\partial V}{\partial t} + F_2 \frac{\partial V}{\partial \eta} + C^2 F^2 (1 - \Phi h^{2/3} M_n^{-2}) \frac{\partial \mu}{\partial \eta} = G$$

$$F_1 t \frac{\partial \mu}{\partial t} + F_2 \frac{\partial \mu}{\partial \eta} + \mu \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0 \quad (3.5)$$

$$F_1 = k(1 + C_0) - \frac{1}{2} \frac{3\gamma}{3\gamma + 2} C_0 D h^{2/3} M_n^{-2}$$

$$F_2 = V - (1 + C_0)\eta + \frac{1}{2} C_0 D h^{2/3} M_n^{-2}$$

$$F^2 = \frac{1 - \chi(1 - \mu)}{(1 - \chi f_1)(1 - \chi f_2)}, \quad C^2 = \frac{C_0^2}{1 - \chi(1 - \mu)}$$

$$CF \sqrt{\mu} (1 - \Phi h^{2/3} M_n^{-2})^{1/2} = \frac{c}{v_{c*}}, \quad \Phi = \frac{D}{1 - \chi f_1}$$

Здесь G — функция порядка ϵ .

Выпишем систему характеристик для (3.5)

$$F_1 t \frac{d\eta}{dt} = F_2 \pm CF \sqrt{\mu} (1 - \Phi h^{2/3} M_n^{-2})^{1/2} \quad (3.6)$$

Нетрудно показать, что это выражение совпадает с (1.5).

Решение системы (3.5), (2.4) ищем в виде

$$V = V_0 + V_1 h^{2/3} M_n^{-2} + \dots$$

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 h^{2/3} M_n^{-2} + \dots \quad (3.7)$$

Подставляя (3.7) в (3.5) и выделяя члены, не содержащие малый параметр $h^{2/3} M_n^{-2}$, получим уравнения, определяющие функции нулевого приближения V_0 и μ_0 . Эти уравнения отличаются от уравнений (5.4) в работе [1] только тем, что C_0 в них зависит дополнительно от параметра k_0 (2.3). В работе [1] получено приближенное решение этой системы в виде простых центрированных волн с параметрической зависимостью от χ . Решение имеет угловые точки (фиг. 2), а линии $\eta_0 = \text{const}$ — характеристики. В рассматриваемой постановке задачи оно является нулевым приближением и зависит дополнительно от параметра k_0

$$V_0 - (1 + C_0)\eta_0 + C\sqrt{\mu_0} = 0, \quad 1 - 2C_0 N_0 + C\sqrt{\mu_0} = (1 + C_0)\eta_0 \quad (\eta \geq \eta_{01})$$

$$V_0 = 0, \quad N_0(\chi, \mu_{00}) = (2C_0)^{-1} \quad (\eta_0 \leq \eta_{01}) \quad (3.8)$$

$$N_0 = \frac{1}{\sqrt{\chi}} \ln \frac{1 + \sqrt{\chi}}{\sqrt{\chi} \mu_0 + \sqrt{1 - \chi(1 - \mu_0)}}, \quad \eta_{01} = C(\mu_{00})(1 + C_0)^{-1} \sqrt{\mu_{00}}$$

При выводе (3.8) коэффициент F принимался равным единице (в действительности $F = 1 - 1.2$) и отбрасывались члены порядка ϵ .

Так как нулевое приближение получено в виде непрерывных функций, производные которых терпят разрыв при $\eta_0 = \eta_{01}$, получить непрерывное решение для первого приближения обычным методом разложения по малому параметру оказалось невозможным. Поэтому в дальнейшем для отыскания функций V_1 и μ_1 воспользуемся широко используемым в подобных задачах методом ПЛГ (Пуанкаре — Лайтхилл — Го) [5]. Следуя этому методу помимо искомого функций V и μ , разложим в ряд по степеням M_n и независимую переменную η

$$\eta = \eta_0 + \eta_1(\eta_0) h^{2/3} M_n^{-2} + \dots \quad (3.9)$$

Переходя от η к переменной η_0 , для преобразования производных имеем

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = \left(1 - \frac{\partial \eta_1}{\partial \eta_0} \frac{h^{2/3}}{M_n^2}\right) \frac{\partial}{\partial \eta_0}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{2}{3} \frac{\eta_1}{t} \frac{h^{2/3}}{M_n^2} \frac{\partial}{\partial \eta_0} \quad (3.10)$$

В новых переменных нулевое приближение системы (3.5) сохраняет прежнюю форму (3.8), а при отыскании решения первого приближения естественно сделать предположение о независимости V_1 и μ_1 от t , так как при $M = \infty$ задача автомодельная [4]. Тогда, выбирая зависимость $\eta_1 = \eta_1(\eta_0)$ таким образом, чтобы при $\eta_0 \gg \eta_{01}$ величина $\eta_0 = \text{const}$ являлась характеристикой системы (3.5), из (3.6) — (3.9) будем иметь

$$\left(1 + \frac{2}{3}k\right) (1 + C_0)\eta_1 = V_1 + \frac{1}{2} \frac{1 - \chi}{C_0^2} \frac{C^3}{\sqrt{\mu_0}} \mu_1 + \frac{1}{2} C_0 D \eta_0 - \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0} \quad (\eta_0 \gg \eta_{01}) \quad (3.11)$$

Так, выбранное смещение $\eta_1(\eta_0)$ позволяет получить непрерывное решение для функций первого приближения. При $\eta_0 \leq \eta_{01}$ выбор зависимости $\eta_1 = \eta_1(\eta_0)$ не влияет на форму представления решения. Поэтому при $\eta_0 \leq \eta_{01}$ продолжим $\eta_1 = \eta_1(\eta_0)$ для простоты в виде линейной функции, проходящей через точку $\eta_0 = 0$. С учетом (3.11) из (3.5), отбрасывая члены порядка ε , для V_1 и μ_1 получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с параметрической зависимостью от χ и k_0

$$\begin{aligned} [V_0 - (1 + C_0)\eta_0] V_1' + C^2 \mu_1' &= \\ &= -\frac{2}{3} k (1 + C_0) V_1 + \frac{C^3}{C_0^2} \left[C \chi \mu_0' + \frac{(1 - \chi) V_0'}{2 \sqrt{\mu_0}} \right] \mu_1 + \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0} V_0' \\ [V_0 - (1 + C_0)\eta_0] \mu_1' + \mu_0 V_1' &= \\ &= -\left[\frac{2}{3} k (1 + C_0) + V_0' - \frac{1}{2} \frac{(1 - \chi)}{C_0^2} \frac{C^3 \mu_0'}{\sqrt{\mu_0}} \right] \mu_1 - \frac{1}{2} \Phi C \sqrt{\mu_0} \mu_0'; \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$V_1 = \mu_1 = 0 \quad \text{при } \eta_0 = 1, \quad V_1 = 0 \quad \text{при } \eta_0 = 0.$$

Так как $\eta_0 = \text{const}$ — характеристика при $\eta_0 \gg \eta_{01}$, то три граничных условия не вносят никаких затруднений при получении их решения. При $\eta_0 \gg \eta_{01}$ из (3.8) следует, что определитель, составленный из коэффициентов при производных в (3.12), обращается в нуль в этой области. Для существования решения необходимо обращение в нуль соответствующих определителей, составленных из правых частей и коэффициентов при производных. Это дает интеграл

$$V_1 + C \mu_0^{-1/2} \mu_1 = 0 \quad (\eta_0 \gg \eta_{01}) \quad (3.13)$$

Подставляя (3.13) во второе уравнение (3.12), получим неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого можно представить в виде

$$\mu_1 = \frac{1}{2} \frac{1 + C_0}{C_0} \frac{\mu_0^{1/2(k+1)}}{[1 - \chi(1 - \mu_0)]^{1/6(k-3)}} \int_1^{\eta_0} \frac{[1 - \chi(1 - \mu_0)]^{1+1/6k} \Phi}{\mu_0^{1/2k} [3 - \chi(3 - 2\mu_0)]} d\eta_0 \quad (3.14)$$

При $\eta_0 \leq \eta_{01}$ систему (3.12) можно представить в следующей форме:

$$\eta_0 V_1' - C^2(\mu_{00})(1 + C_0)^{-1} \mu_1' = 2/3 K V_1, \quad \eta_0 \mu_1' - \mu_{00}(1 + C_0)^{-1} V_1' = 2/3 k \mu_1 \quad (3.15)$$

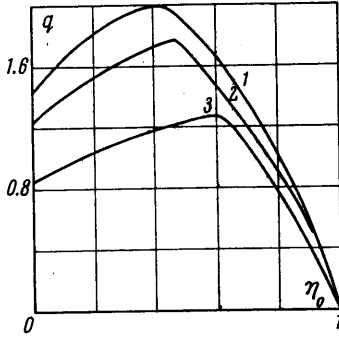
Решение этой системы, удовлетворяющее граничному условию $V_1 = 0$ при $\eta_0 = 0$ и условию непрерывности при $\eta_0 = \eta_{01}$, $V_1 = V_{10}$ и $\mu_1 = \mu_{10}$, имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \mu_{10} (2\eta_{01})^{-2/3k} [(\eta_{01} + \eta_0)^{2/3k} + (\eta_{01} - \eta_0)^{2/3k}] \\ V_1 &= V_{10} (2\eta_{01})^{-2/3k} [(\eta_{01} + \eta_0)^{2/3k} - (\eta_{01} - \eta_0)^{2/3k}] \end{aligned} \quad (3.16)$$

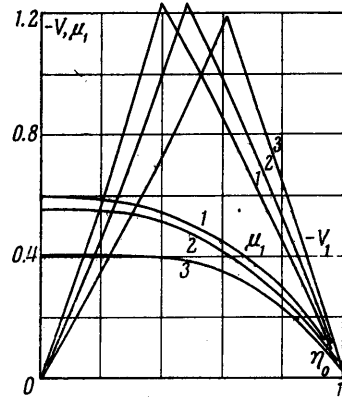
На фиг. 1 показана функция u_* в зависимости от переменной t для $\gamma = 1.4$, $\cos \theta = 1$ при $M_n = \infty, 10,5$ (кривые 1, 2, 3 соответственно), а на фиг. 2 — функции $\mu_0, V_0, f_1, f_2, q, \mu_1$ и V_1 для $\gamma = 1.4, \cos \theta = 1, \chi = 0,5$ при $k_0 = 0, 0.2, 0.5$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). На фиг. 6 показаны кривые R, δ , а на фиг. 7 — кривые p в зависимости от переменной y/t для $\gamma = 1.4, \cos \theta = 1$ при $M_n = \infty, 10,7$ (кривые 1, 2, 3 соответственно). Пунктиром показано решение для бесконечной скошенной пластины.

Как видно из фиг. 1, при конечных числах Маха сужается область влияния плоскости симметрии (область В). Это вызвано одновременным уменьшением скорости растекания w_c и скорости распространения возмущений в высокоэнтропийном слое с учетом взаимодействия с низкоэнтропийной областью с при конечных числах Маха.

С уменьшением числа M относительная величина массы газа μ в высокоэнтропийном слое области В увеличивается (по сравнению $M = \infty$) (Фиг. 2, 5), что приводит к более сильному росту давления и отхода ударной волны в этой области (Фиг. 3, 4, 6, 7). При этом толщина энтропийного слоя резко падает (Фиг. 6). В результате при уменьшении числа M решение здесь стремится к решению для бесконечной



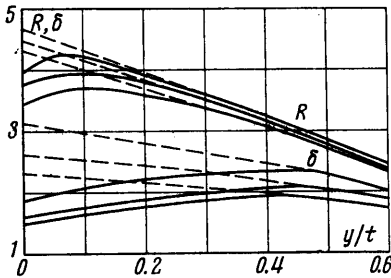
Фиг. 4



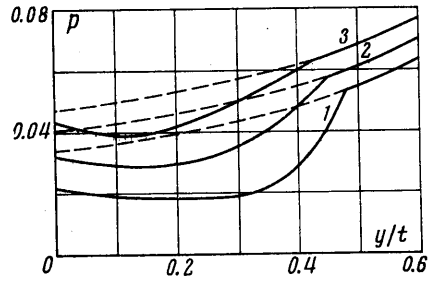
Фиг. 5

пластины со скольжением, и, как видно из Фиг. 7, уже при $M_n = 7$ эффект растекания становится слабым для указанного сечения, а при $M_n = 5$ расчеты показали, что эффект растекания становится практически незаметным. Но при таких значениях M_n полученное решение, по-видимому, становится недостаточным.

Все рассматриваемые функции V_0 , μ_0 , f_1 , f_2 , V_1 , μ_1 , q существенно зависят от числа M через параметр k_0 (Фиг. 2—5), в силу чего k_0 является важным параметром, определяющим течение на треугольном крыле. Заметим, что k_0 равен отношению энтальпий набегающего потока к средней энтальпии в высокоэнтропийном слое.



Фиг. 6



Фиг. 7

Расчеты показали, что значения функции γ пренебрежимо малы. Это, в сочетании со слабой зависимостью f_2 и χ от h , приводит к сохранению подобия относительных изменений формы ударной волны в области В за счет растекания и при конечных числах M .

В заключение автор благодарит В. В. Лулева за внимание к работе и советы.

Поступило 1 VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Лулев В. В. Гиперзвуковое обтекание треугольной пластины с притупленными передними кромками. Изв. АН СССР, Механика, 1966, № 3.
2. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
3. Лулев В. В. Гиперзвуковое обтекание тонких притупленных тел с физико-химическими превращениями газа и высокоэнтропийном слое. ПМТФ, 1964, № 5.
4. Холявко В. Н. Обтекание пластины при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, ОТН, 1962, № 5.
5. Tsien H. S. Poincare-Lighthill — Kue Method. Adv. in Mechanics IV, Academic Press, Inc., 1956.