

УДК 533.6.011.55+532.526

© 1991 г.

Г. Н. ДУДИН

**ТРЕХМЕРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ПЛОСКОМ
ТРЕУГОЛЬНОМ КРЫЛЕ НА РЕЖИМЕ УМЕРЕННОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ**

Представлены результаты расчета пространственного пограничного слоя на плоском треугольном крыле конечной длины на режиме умеренного взаимодействия с внешним гиперзвуковым потоком. Исследовано влияние величины гиперзвукового параметра взаимодействия на течение газа в пограничном слое и на аэродинамические характеристики.

При гиперзвуковом обтекании тонких треугольных крыльев [1] характер течения в пограничном слое существенно зависит от величины гиперзвукового параметра взаимодействия $\chi = M_\infty^2 \text{Re}_0^{-1/2}$, где M_∞ — число Маха набегающего потока, $\text{Re}_0 = \rho_\infty U_\infty L / \mu_0$ — число Рейнольдса, определяемое по значениям плотности и скорости газа в невозмущенном потоке, длине крыла и коэффициенту вязкости при температуре торможения. Взаимодействие внешнего невязкого гиперзвукового потока с пограничным слоем может приводить к отрыву пограничного слоя, появлению сильных поперечных течений, существенно неравномерному распределению теплового потока к поверхности тела [2]. В зависимости от режима взаимодействия значительно изменяются суммарные аэродинамические характеристики.

Обтекание тонких треугольных крыльев на режиме сильного вязкого взаимодействия ($\chi \rightarrow \infty$), когда градиент давления, индуцируемый пограничным слоем, влияет на течение в нем уже в первом приближении, рассматривалось в [3–6]. Исследование течения около полубесконечной треугольной пластины в этом случае позволяло свести краевую задачу к автомодельной, для решения которой применимы методы, развитые для двумерных задач.

Однако при рассмотрении обтекания треугольной пластины на режиме умеренного взаимодействия ($\chi = O(1)$) система уравнений пограничного слоя остается трехмерной и для ее решения можно, например, использовать метод, изложенный в [7].

1. Рассматривается обтекание гиперзвуковым потоком вязкого газа плоского треугольного крыла под нулевым углом атаки при заданной температуре поверхности. Вводится декартова система координат, начало которой расположено в вершине треугольного крыла, ось x° направлена вдоль оси симметрии, ось z° — по размаху, а ось y° — по нормали к поверхности. Компоненты вектора скорости $u^\circ, v^\circ, w^\circ$ направлены соответственно вдоль $x^\circ, y^\circ, z^\circ, s$ — удлинение, характеризующее отношение размеров крыла в поперечном и продольном направлениях. В соответствии с оценками для пограничного слоя в гиперзвуковом потоке вводятся безразмерные переменные [8]

$$\begin{aligned} x^\circ &= Lx, & z^\circ &= sLz, & y^\circ &= \tau Ly \\ u^\circ &= U_\infty u, & w^\circ &= U_\infty w, & v^\circ &= \tau s^{-1} U_\infty v_w \\ \rho^\circ &= \tau^2 \rho_\infty U_\infty^2 p, & \rho^\circ &= \tau^2 \rho_\infty \rho, & g^\circ &= 1/2 U_\infty^2 g \\ \mu^\circ &= \mu_0 \mu, & \delta_e^\circ &= \tau L \delta_e, & \tau &= s^{1/4} \text{Re}_0^{-1/4} \end{aligned} \quad (1)$$

где g° — энтальпия торможения, δ_e° — толщина вытеснения пограничного слоя, τ — характерная безразмерная толщина пограничного слоя. Далее рассматривается линейная зависимость коэффициента вязкости от температуры. Подстановка переменных (1) в уравнения Навье — Стокса и со-

вершение предельного перехода $Re_0 \rightarrow \infty$ приводят к уравнениям пространственного пограничного слоя, которые в переменных Дородницына имеют вид

$$\begin{aligned} su \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial \lambda} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{s}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \rho \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) \\ su \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial \lambda} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\mu \rho \frac{\partial w}{\partial \lambda} \right) \\ su \frac{\partial g}{\partial x} + v \frac{\partial g}{\partial \lambda} + w \frac{\partial g}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \mu \rho \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial g}{\partial \lambda} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial (u^2 + w^2)}{\partial \lambda} \right] \right\} \\ s \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \quad \rho = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{g-u^2-w^2} \\ \mu &= g-u^2-w^2, \quad \lambda = \int_0^y \rho dy, \quad v = \rho v_w + w \frac{\partial \lambda}{\partial z} + su \frac{\partial \lambda}{\partial x} \end{aligned} \quad (2)$$

где σ — число Прандтля, γ — отношение удельных теплоемкостей.

Граничные условия при $|z| \leq x$, $0 \leq x \leq 1$: $u=v=w=0$, $g=g_w$ ($\lambda=0$), $u \rightarrow 1$, $w \rightarrow 0$, $g \rightarrow 1$ ($\lambda \rightarrow \infty$). Энтальпия g_w определяется температурой поверхности крыла.

Для решения этой системы уравнений необходимо знать распределение давления, которое не задано и должно определяться в процессе решения краевой задачи (2) совместно с уравнениями для внешнего невязкого течения. Совместное решение систем уравнений для вязкого и невязкого течений представляет значительные трудности даже для двумерного случая. В данной работе рассматривается обтекание треугольных крыльев с удлинением $s=O(1)$, поэтому для внешнего невязкого течения при $M_\infty \gg 1$ справедлива теория полос [8] и для определения давления можно использовать приближенную формулу касательного клина [8], которая в безразмерных переменных (1.1) имеет вид

$$p = \frac{1}{\gamma \chi_*^2} + \frac{\gamma+1}{4} \left(\frac{\partial \delta_e}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial \delta_e}{\partial x} \left[\frac{1}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma+1}{4} \frac{\partial \delta_e}{\partial x} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$\delta_e = \frac{\gamma-1}{2\gamma\rho} \int_0^\infty (g-u^2-w^2) d\lambda \quad (4)$$

$$\chi_* = M_\infty \tau = M_\infty s^{1/2} Re_0^{-1/2}$$

где χ_* — параметр взаимодействия. Гиперзвуковой параметр взаимодействия χ связан с параметром χ_* выражением $\chi^2 = \chi_*^2 s^{1/2}$.

Соотношения (3), (4) при задании давления $p_k(z)$ на задней кромке крыла позволяют замкнуть краевую задачу (2).

Для учета особенностей поведения функций течения в окрестности вершины крыла вводятся новые переменные

$$z = xz^*, \quad \lambda = x^{1/2} \lambda^*, \quad v = x^{-3/4} \left(v^* - sxu \frac{\partial \lambda^*}{\partial x} \right) \quad (5)$$

$$p = x^{-1/2} p^*(x, z^*), \quad \rho = x^{-1/2} \rho^*(x, \lambda^*, z^*), \quad \delta_e = x^{3/4} \delta_e^*(x, z^*)$$

Следует отметить, что введение переменных (5) при рассмотрении обтекания полубесконечной треугольной пластины на режиме сильного вязкого взаимодействия позволяет свести уравнения трехмерного пограничного слоя (2) к системе, зависящей только от двух переменных [6].

В рассматриваемом случае выражение для давления (3) в переменных (5) имеет вид

$$p^* = \frac{x^{1/2}}{\gamma\chi_*^2} + \frac{\gamma+1}{4} R^2 + R \left[\frac{x^{1/2}}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma+1}{4} \right)^2 R^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

$$R = \frac{3}{4} \delta_e^* + x \frac{\partial \delta_e^*}{\partial x} - z^* \frac{\partial \delta_e^*}{\partial z^*}$$

и при $\chi_* \neq \infty$ оказывается функцией координат z^* и x . Таким образом, при $\chi_* \neq \infty$ система уравнений (2)–(4) остается трехмерной даже для полубесконечного крыла. Для численного решения краевой задачи необходимо также учесть особенности поведения давления p^* и толщины вытеснения пограничного слоя δ_e^* в окрестности передних кромок крыла ($z^* = \pm 1$). При этом предполагается, что заданное на задней кромке ($x=1$) распределение давления $p_h(z^*)$ при $z^* = \pm 1$ совпадает с давлением, соответствующим обтеканию полубесконечного крыла на режиме сильного вязкого взаимодействия. При введении переменных

$$\lambda^* = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} (1-z^{*2})^{1/2} \eta}, \quad p^* = (1-z^{*2})^{-1/2} p_0(x, z^*) \quad (7)$$

$$p_h(z^*) = (1-z^{*2})^{-1/2} p_{h0}(z^*), \quad \delta_e^* = (1-z^{*2})^{1/4} \Delta(x, z^*)$$

$$v^* = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} (1-z^{*2})^{1/2}} \left[v_0 \frac{p_0}{1-z^{*2}} - (w - suz^*) \frac{\partial \eta}{\partial z^*} \right]$$

Система уравнений (2)–(4) с учетом (5)–(7) принимает следующий вид:

$$F \frac{\partial u}{\partial x} + G \frac{\partial u}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + s \frac{\gamma-1}{2\gamma p_0} (g - u^2 - w^2) \times$$

$$\times \left[(1-z^{*2}) \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \right) + z^* \left(z^* + \frac{1-z^{*2}}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial z^*} \right) \right] \quad (8)$$

$$F \frac{\partial w}{\partial x} + G \frac{\partial w}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial w}{\partial \eta} = \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} - \frac{\gamma-1}{2\gamma p_0} (g - u^2 - w^2) \left(z^* + \frac{1-z^{*2}}{p_0} \frac{\partial p_0}{\partial z^*} \right)$$

$$F \frac{\partial g}{\partial x} + G \frac{\partial g}{\partial z^*} + v_0 \frac{\partial g}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial g}{\partial \eta} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial (u^2 + w^2)}{\partial \eta} \right]$$

$$\frac{\partial v_0}{\partial \eta} = (w - suz^*) \frac{z^*}{2p_0} - \frac{1-z^{*2}}{p_0} \left(sx \frac{\partial u}{\partial x} - sz^* \frac{\partial u}{\partial z^*} + \frac{\partial w}{\partial z^*} + \frac{su}{4} \right)$$

$$F = sux \frac{1-z^{*2}}{p_0}, \quad G = (w - sux) \frac{1-z^{*2}}{p_0}$$

$$\Delta = \frac{1}{p_0} \sqrt{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \int_0^\infty (g - u^2 - w^2) d\eta$$

$$p_0 = \frac{x^{1/2} (1-z^{*2})^{1/2}}{\gamma\chi_*^2} + \frac{\gamma+1}{4} N^2 + N \left[\frac{x^{1/2} (1-z^{*2})^{1/2}}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma+1}{4} N \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$N = \frac{3}{4} (1-z^{*2}) \Delta + x (1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial x} - z^* \left[(1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} - \frac{3}{2} z^* \Delta \right]$$

$$\eta=0: u=v_0=w=0, \quad g=g_w$$

$$\eta \rightarrow \infty: u \rightarrow 1, \quad w \rightarrow 0, \quad g \rightarrow 1$$

$$(|z^*| \leq 1, \quad 0 \leq x \leq 1)$$

$$p_0(x, z^*) = p_{h_0}(z^*) \quad (|z^*| \leq 1, \quad x=1)$$

Система уравнений в частных производных (8) описывает течение в трехмерном пограничном слое на плоском треугольном крыле на режиме вязкого взаимодействия с внешним гиперзвуковым потоком с заданным распределением давления $p_{h_0}(z^*)$ на задней кромке. Следует отметить, что в вершине треугольного крыла ($x=0$) в системе уравнений (8) члены, содержащие переменную x , выпадают и краевая задача оказывается зависящей только от двух независимых переменных z^* и η . Получающаяся система дифференциальных уравнений в частных производных описывает также течение на полубесконечном плоском треугольном крыле [6].

На передних кромках крыла при значениях поперечной координаты $z^* = \pm 1$ система (8) вырождается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. В окрестности вершины крыла и передних кромок реализуется режим сильного вязкого взаимодействия, так как в выражении (6) члены, пропорциональные χ_*^{-2} , стремятся к нулю. Область интегрирования системы уравнений (8) представляет собой прямоугольный параллелепипед.

Для решения краевой задачи необходимо сначала решить системы обыкновенных дифференциальных уравнений на передних кромках крыла, затем, используя эти решения в качестве краевых условий, решить систему уравнений в частных производных, зависящую от двух переменных и описывающую течение в вершине треугольного крыла. Наконец, с учетом заданного краевого условия на задней кромке крыла $p_{h_0}(z^*)$ и полученного решения в вершине крыла и на его передних кромках решается система уравнений трехмерного пограничного слоя (8).

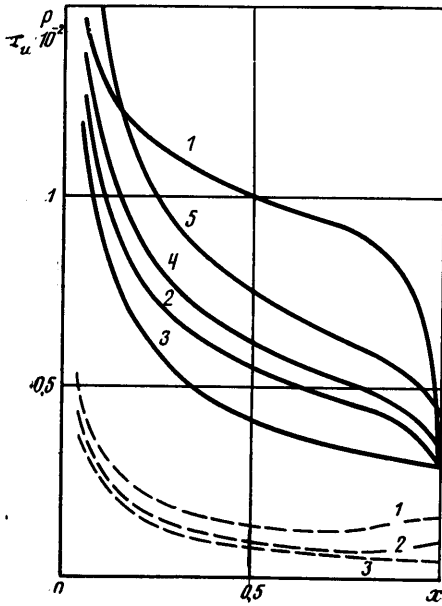
Заметим, что на задней кромке крыла при заданном распределении давления на ней $p_{h_0}(z^*)$ толщина вытеснения пограничного слоя $\Delta(z^*)$, полученная в результате решения полной краевой задачи, должна удовлетворять при значении продольной координаты $x=1$ соотношению

$$\frac{(1-z^{*2})^{1/2}}{\gamma \chi_*^2} + \frac{\gamma+1}{4} N_1^2 + N_1 \left[\frac{(1-z^{*2})^{1/2}}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma+1}{4} N_1 \right)^2 \right]^{1/2} = p_{h_0}(z^*) \quad (9)$$

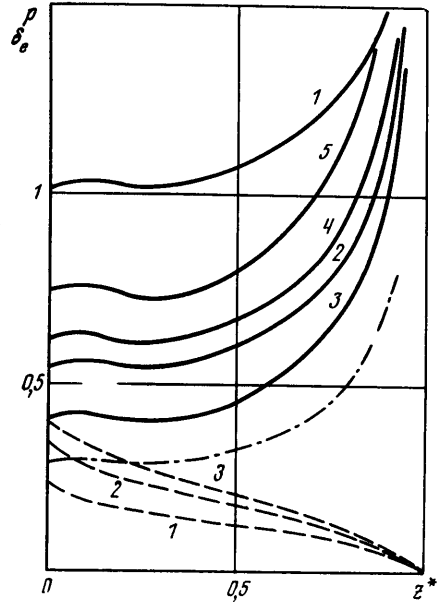
$$N_1 = \frac{3}{4} (1-z^{*2}) \Delta + (1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial x} - z^* \left[(1-z^{*2}) \frac{\partial \Delta}{\partial z^*} - \frac{3}{2} z^* \Delta \right]$$

2. Для решения указанных систем дифференциальных уравнений используется метод конечных разностей, достаточно подробно изложенный в [9]. Для аппроксимации уравнений использовались разностные схемы первого и второго порядка по координатам x , z^* и второго порядка по η . Производные по координатам x и z^* в уравнениях аппроксимируются с учетом знака коэффициентов F и G перед ними. Система разностных уравнений для функций u , w и g решаются методом скалярной прогонки последовательно одна за другой. Причем система нелинейных уравнений заменяется линейной на каждой итерации, для линеаризации используются релаксированные значения с предыдущей итерации.

Итерационный процесс организован следующим образом. При некотором приближенном распределении давления $p_0(x, z^*)$, которое при $x=1$ совпадает на задней кромке с заданным $p_{h_0}(z^*)$, решаются уравнения движения и энергии. Поскольку для учета задачи возмущений вверх по потоку для аппроксимации величин $\partial p_0 / \partial x$ использовались центральные разности при $x > 0$, то на последнем слое при $x=1$ этот градиент давления не известен и подбирается в процессе решения полной краевой задачи (8) из условия выполнения (9). Полученные значения функций течения u , w , g и $p_0(x, z^*)$ используются для определения толщины вытеснения Δ . Затем из формулы касательного клина находится новое распределение давления и итерационный процесс продолжается до достижения требуемой точности.



Фиг. 1



Фиг. 2

3. В качестве примера рассматривается обтекание плоского треугольного крыла, давление на задней кромке которого тождественно равняется давлению, соответствующему обтеканию полубесконечного треугольного крыла на режиме сильного вязкого взаимодействия при значении координаты $x=1$ [7]. Таким образом, $p_{k0}(z^*)$ задавалось равным величине давления $p_0(x, z^*)$, полученной в результате решения системы уравнений, описывающей течение в вершине треугольного крыла при $x=0$.

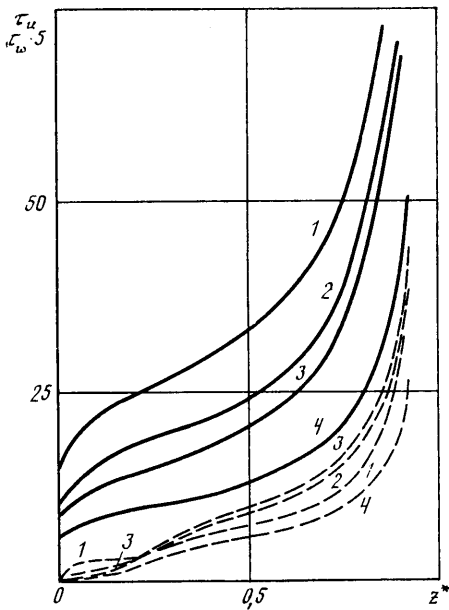
В численных расчетах предполагалось, что $s=1$ (угол стреловидности равен 45°), $\gamma=1, 4$, $\sigma=0,71$, $g_w=0,05, 0,1, 0,2$ и $\chi_*=1, 2, 5, 10^2, 10^5$.

На фиг. 1 приведены результаты расчета безразмерных значений давления p (сплошные кривые) и коэффициента напряжения трения в продольном направлении $\tau_u = (\partial u / \partial y)|_w$ (штриховые кривые) по оси x в плоскости симметрии $z=0$ при $g_w=0,05$ и параметре взаимодействия $\chi_*=1, 2, \infty$, которым соответствуют кривые 1–3.

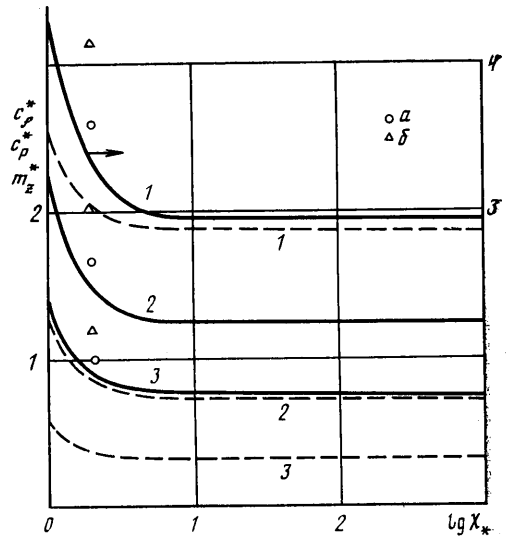
Необходимо отметить существенное изменение распределения давления и коэффициента τ_u в зависимости от величины параметра χ_* . Как было указано выше, расчеты пограничного слоя проводились при одном и том же распределении величины безразмерного давления на задней кромке. Как и на режиме сильного взаимодействия [7], в настоящем случае влияние задней кромки распространяется вверх по потоку примерно на 30–40% хорды крыла. Существенное уменьшение давления p в окрестности $x=1$ при $\chi_*=1$ приводит к разгону потока в продольном направлении и увеличению коэффициента напряжения трения τ_u . Аналогично изменяется и тепловой поток $\tau_g = (\partial g / \partial y)|_w$.

На фиг. 2 представлено распределение давления p (сплошные кривые) и толщины вытеснения пограничного слоя δ_e (штриховые кривые) по размаху крыла при значении продольной координаты $x=0,5$. Штрихпунктирной кривой обозначено заданное распределение давления $p_k(z^*)$ на задней кромке. Следует иметь в виду, что приведенные безразмерные переменные связаны с размерными величинами следующим образом:

$$\frac{p}{p_\infty} = \gamma \sqrt{s \chi_*} p = \gamma \chi_*^{1/2} p, \quad \delta_e^\circ = \left(\frac{s}{Re_0} \right)^{1/4} L \delta_e$$



Фиг. 3



Фиг. 4

где p_∞° — давление в набегающем потоке. Следовательно, давление на поверхности треугольного крыла значительно возрастает при увеличении параметра взаимодействия χ_* . Заметим, что толщина вытеснения пограничного слоя при переходе от режима сильного вязкого взаимодействия к умеренному существенно уменьшается и, как следствие, уменьшается градиент давления по размаху крыла, за исключением окрестности плоскости симметрии.

Распределение коэффициентов напряжения трения в продольном направлении τ_u (сплошные кривые) и в поперечном $\tau_w = (\partial w / \partial y)|_w$ (штриховые кривые) по размаху крыла при $x=0,5$ представлены на фиг. 3. При переходе к режиму умеренного взаимодействия величина продольного трения

$$\left. \frac{\partial u^\circ}{\partial y^\circ} \right|_w = \frac{U_\infty}{L} \left(\frac{\text{Re}_0}{s} \right)^{1/4} \tau_u$$

возрастает и в значительной степени это обусловлено уменьшением толщины вытеснения пограничного слоя на этих режимах. Коэффициент напряжения трения τ_w на основной части крыла ($0,2 \leq |z^*| \leq 1$) уменьшается, что связано с уменьшением величины $\partial p / \partial z$ в этой области. Совершенно противоположный характер поведения величин τ_w в окрестности плоскости симметрии крыла, где имеет место возрастание градиента давления $\partial p / \partial z$ при уменьшении χ_* и профиль скорости w становится более наполненным. Во всех рассмотренных случаях реализовалось течение с плавным стеканием к плоскости симметрии крыла.

На фиг. 1–3 представлены также некоторые результаты расчета характеристик течения при параметре $\chi_* = 2$ и $g_w = 0,1, 0,2$ (соответственно кривые 4, 5). Увеличение температурного фактора оказывает значительное влияние на параметры течения.

На фиг. 4 приведены результаты расчета аэродинамических характеристик

$$c_f^* = c_f \operatorname{Re}_0^{3/4} = \frac{2}{\sqrt{s}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{1/4} \frac{p_0(x, z^*)}{(1-z^{*2})^{3/4}} \frac{\partial u}{\partial \eta} \Big|_w dx dz^*$$

$$c_p^* = c_p \operatorname{Re}_0^{1/2} = 2\sqrt{s} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{1/4} \frac{p_0(x, z^*)}{\sqrt{1-z^{*2}}} dx dz^*$$

$$m_z^* = m_z \operatorname{Re}_0^{1/2} = 2\sqrt{s} \int_0^1 \int_{-1}^1 x^{3/2} \frac{p_0(x, z^*)}{\sqrt{1-z^{*2}}} dx dz^*$$

вычисленных для одной стороны крыла (кривые 1–3 соответствуют c_f^* , c_p^* , m_z^*) в зависимости от величины параметра взаимодействия χ_* при $g_w=0,05$. Штриховыми кривыми представлены зависимости аэродинамических характеристик, вычисленные по параметрам течения при $0 \leq x \leq 0,7$, для того чтобы исключить в рассматриваемом случае влияние задней кромки. На фиг. 4 результаты расчета обтекания крыла с $g_w=0,1$ обозначены точками а, а с $g_w=0,2$ — точками б. Следует отметить значительное возрастание суммарных аэродинамических характеристик при уменьшении параметра χ_* от 10 до 1. При рассмотрении течений с $\chi_* > 10$ аэродинамические характеристики не изменяются и практически совпадают с характеристиками, соответствующими режиму сильного вязкого взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Whitehead A. H., Jr., Hefner J. N., Rao D. M. Lee-surface vortex effects over configurations in hypersonic flow // AIAA Pap. 1972. № 72. 14 p.
2. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. Э., Рыжкова М. В. Экспериментальное исследование теплообмена на крыльях и клине // Тр. ЦАГИ. 1970. Вып. 1175. С. 170–183.
3. Ладыженский М. Д. О пространственном гиперзвуковом течении около тонких крыльев // ПММ. 1964. Т. 28. Вып. 5. С. 835–844.
4. Козлова И. Г., Михайлов В. В. О сильном вязком взаимодействии на треугольном и скользящем крыльях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 6. С. 94–99.
5. Нейланд В. Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений. Ч. 2. Двумерные течения и треугольное крыло // Уч. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 3. С. 28–39.
6. Дудин Г. Н. К расчету пограничного слоя на треугольной пластине на режиме сильного вязкого взаимодействия // Уч. зап. ЦАГИ. 1978. Т. 9. № 5. С. 65–70.
7. Дудин Г. Н. Расчет пространственного пограничного слоя на треугольной пластине конечной длины в гиперзвуковом потоке // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 46–52.
8. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
9. Дудин Г. Н. Конечно-разностный метод решения трехмерных уравнений пограничного слоя на режиме сильного вязкого взаимодействия // Тр. ЦАГИ. 1983. Вып. 2190. С. 3–25.

Москва

Поступила в редакцию
5.VI.1990