

УДК 533.6.011.55 + 532.526

© 1993 г. Г. Н. ДУДИН

ОБТЕКАНИЕ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА НА РЕЖИМЕ УМЕРЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С УЧЕТОМ ТЕЧЕНИЯ В СЛЕДЕ

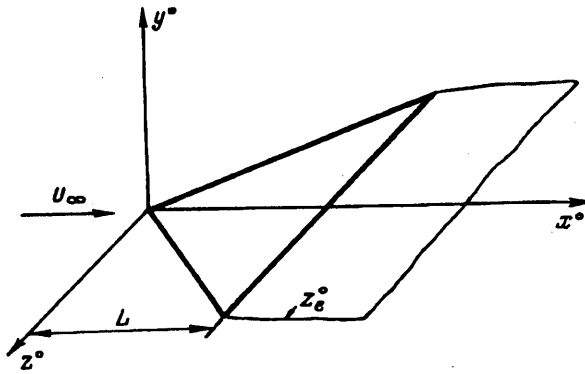
В экспериментальных исследованиях обтекания гиперзвуковым потоком вязкого газа пространственных тел, например [1], установлено, что характер течения существенно зависит от величины гиперзвукового параметра взаимодействия $\chi = M_\infty^2 Re_0^{-1/2}$, где M_∞ — число Маха набегающего потока, $Re_0 = \rho_\infty U_\infty L / \mu_0$ — число Рейнольдса, определяемое по значениям плотности и скорости невозмущенного потока, длине тела и коэффициенту вязкости при температуре торможения. В окрестности вершины крыла и его передних кромок, как правило, реализуется режим сильного вязкого взаимодействия, если гиперзвуковой параметр взаимодействия, вычисленный по длине рассматриваемой области, $\chi_x = M_\infty^2 Re_x^{-1/2} \gg 1$.

Установлено, что на режиме сильного вязкого взаимодействия возмущения могут распространяться вверх по потоку на расстояния, сравнимые с длиной обтекаемого нехолодного тела [2]. Более сложный характер вязкого взаимодействия реализуется при обтекании треугольных крыльев [3, 4]. В этом случае даже на холодных телах образуются области с докритическим течением, причем угловые размеры этих областей по порядку величины сравнимы с углом стреловидности крыла. Результаты численных расчетов обтекания треугольных крыльев конечной длины на режимах сильного и умеренного взаимодействия [5, 6] показали, что параметры течения в пространственном пограничном слое существенно зависят от заданного распределения давления на задней кромке, причем влияние параметров, заданных на задней кромке, распространяется вверх по течению примерно на 30—40% хорды крыла. Для устранения произвола, связанного с заданием давления на задней кромке крыла, необходимо рассматривать течение в следе за телом. В [3] в общем случае для режима сильного вязкого взаимодействия построены характеристические поверхности в следе и получено соотношение, определяющее параметр, в зависимости от величины которого меняется тип течения от докритического к закритическому и наоборот. В [7] получено численное решение обтекания пластины с учетом течения в следе на режиме сильного вязкого взаимодействия.

В настоящей работе представлены результаты расчета обтекания плоского треугольного крыла конечной длины с учетом течения в следе на режиме умеренного взаимодействия с внешним гиперзвуковым потоком. Проведено сравнение с данными по обтеканию треугольного крыла с заданным давлением на задней кромке.

1. Рассматривается обтекание плоского треугольного крыла конечной длины L гиперзвуковым потоком вязкого газа под нулевым углом атаки при заданной температуре поверхности и симметричного следа за ним. Предполагается, что характерное число Рейнольдса имеет большую, но докритическую величину, так что течение в пограничном слое и следе ламинарное. Постулируется, что на основной части крыла и в следе реализуется режим умеренного взаимодействия ($\chi = O(1)$) и только в окрестностях вершины крыла и передних кромок образуются области сильного взаимодействия.

Вводится декартова система координат (фиг. 1), начало которой расположено в вершине треугольного крыла, ось x^0 направлена вдоль оси симметрии, ось z^0 — по размаху, а ось y^0 — по нормали к поверхности и плоскости следа. Компоненты



Фиг. 1

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; $z_e^\circ(x^\circ)$ — уравнение передней кромки крыла и границы следа в плоскости x°, z° .

Для вывода безразмерных уравнений гиперзвукового пограничного слоя нормируем все переменные, входящие в исходные уравнения Навье — Стокса, в соответствии с [8]

$$\begin{aligned} x^\circ &= Lx, \quad z^\circ = sLz, \quad y^\circ = \tau Ly, \quad z_e^\circ = sLz_e \\ u^\circ &= U_\infty u, \quad w^\circ = U_\infty w, \quad v^\circ = \tau s^{-1} U_\infty v_w \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$p^\circ = \tau^2 \rho_\infty U_\infty^2 p, \quad \rho^\circ = \tau^2 \rho_\infty \rho, \quad g^\circ = U_\infty^2 g/2$$

$$\mu^\circ = \mu_0 \mu, \quad \delta_s^\circ = \tau L \delta_s, \quad \tau = s^{1/4} Re_0^{-1/4}$$

Здесь g° — энтальпия торможения, δ_s° — толщина вытеснения пограничного слоя, τ — малый параметр, характеризующий безразмерную толщину пограничного слоя. Далее предполагается линейная зависимость коэффициента вязкости от температуры.

Подстановка переменных (1.1) в уравнения Навье — Стокса и предельный переход $Re_0 \rightarrow \infty$ приводят к уравнениям пространственного пограничного слоя, которые имеют вид (нижними индексами x, λ, z обозначены частные производные по соответствующей переменной)

$$suu_x + vu_\lambda + wu_z = -\frac{s}{\rho} p_x + (\mu \rho u_\lambda)_\lambda \quad (1.2)$$

$$suw_x + vw_\lambda + ww_z = -\frac{1}{\rho} p_z + (\mu \rho w_\lambda)_\lambda$$

$$sug_x + vg_\lambda + wg_z = \left(\mu \rho \left(\frac{1}{\sigma} g_\lambda - \frac{1-\sigma}{\sigma} (u^2 + w^2)_\lambda \right) \right)_\lambda$$

$$su_x + v_\lambda + w_z = 0, \quad \rho = \frac{p}{h}, \quad h = \frac{\gamma-1}{2\gamma} (g - u^2 - w^2)$$

$$\mu = g - u^2 - w^2, \quad \lambda = \int_0^y \rho dy, \quad v = \rho v_w + w\lambda_z + su\lambda_x$$

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

Граничные условия при $|z| \leq z_e(x)$ имеют вид

$$\lambda = 0, 0 \leq x \leq 1: u = v = w = 0, g = g_w \quad (1.3)$$

$$x > 1: u_\lambda = w_\lambda = g_\lambda = v = 0$$

$$\lambda \rightarrow \infty, x \geq 0: u \rightarrow 1, w \rightarrow 0, g \rightarrow 1$$

Энтальпия g_w определяется температурой поверхности крыла.

Для решения краевой задачи (1.2), (1.3) необходимо знать распределение давления, которое создается под влиянием вытесняющего воздействия пограничного слоя на крыле и следе за ним. Поскольку рассматривается обтекание треугольных крыльев с удлинением $s = O(1)$, 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 имеет вид

$$p = \frac{1}{\gamma \chi_*^2} + \frac{\gamma + 1}{4} \delta_{ex}^2 + \delta_{ex} \left(\frac{1}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma + 1}{4} \delta_{ex} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1.4)$$

$$\delta_e = \frac{1}{\rho} \int_0^\infty h d\lambda, \quad \chi_* = M_\infty \tau = M_\infty s^{1/4} Re_0^{-1/4}$$

где χ_* — параметр взаимодействия, причем $\chi_*^2 = \chi_s^{1/2}$.

Для численного решения краевой задачи введем новые переменные, учитывающие характер поведения функций в непосредственной окрестности вершины крыла, как это сделано, например, в [6]. Однако при рассмотрении обтекания треугольного крыла со следом, следует иметь в виду следующее важное отличие от случая, когда рассматривается течение без учета следа.

На режиме сильного вязкого взаимодействия на полубесконечном треугольном крыле реализуется автомодельное решение [9], фактически означающее, что в плоскостях, исходящих из вершины крыла и перпендикулярных его поверхности, функции течения в автомодельных переменных не зависят от продольной координаты x . При $\chi \neq \infty$ и (или) обтекании крыла конечной длины автомодельных решений нет [5, 6], но характер течения в пограничном слое на крыле остается близким к коническому, что подтверждается также и экспериментальными данными [10]. Однако в следе все значительно изменяется и течение оказывается в основном направленным вдоль координаты x [11].

Поэтому вводятся новые переменные

$$z = z_e(x) t, \quad \lambda = x^{1/4} \lambda^*, \quad v = x^{-3/4} (v^* - sxu\lambda_e) \quad (1.5)$$

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

где $z_e(x) = x$ при $0 \leq x \leq 1$, т. е. совпадают с передней кромкой крыла, а в следе при $x > 1$ выражение $z_e(x)$ определено ниже.

Выражение для давления (1.4) в переменных (1.5) имеет вид

$$p^* = \frac{x^{1/2}}{\gamma \chi_*^2} + \frac{\gamma + 1}{4} R^2 + R \left(\frac{x^{1/2}}{\chi_*^2} + \left(\frac{\gamma + 1}{4} R \right)^2 \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

$$R = \frac{3}{4} \delta_e^* + x \delta_{ex}^* - t \frac{x}{z_e} z_{ex} \delta_{ex}^*$$

Для численного решения краевой задачи необходимо учесть особенности поведения давления p^* и толщины вытеснения пограничного слоя δ_e^* в окрестности передних кромок крыла ($t = \pm 1$), где реализуется режим сильного вязкого взаимодействия. При введении переменных

$$\lambda^* = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} \theta^{1/4} \eta, \quad p^* = \theta^{-1/2} p_0(x, t), \quad \delta_e^* = \theta^{3/4} \Delta(x, t) \quad (1.7)$$

$$v^* = \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} \theta^{1/4} \left(v_0 \frac{p_0}{\theta} - \left(w \frac{x}{z_e} - sut \frac{x}{z_e} z_{ex} \right) \eta_t \right), \quad \theta = 1 - t^2$$

Система уравнений (1.2) и граничные условия (1.3) с учетом (1.5)—(1.7) принимают вид

$$Fu_x + Gu_t + v_0 u_\eta = u_{\eta\eta} + s \frac{h}{p_0} \left[(1 - t^2) \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{p_0} p_{0x} \right) + t \frac{x}{z_e} z_{ex} (t + \Phi p_{0t}) \right] \quad (1.8)$$

$$Fw_x + Gw_t + v_0 w_\eta = w_{\eta\eta} - \frac{hx}{p_0 z_e} (t + \Phi p_{0t})$$

$$Fg_x + Gg_t + v_0 g_\eta = \left(\frac{1}{\sigma} g_\eta - \frac{1-\sigma}{\sigma} (u^2 + w^2)_\eta \right)_\eta$$

$$v_{0\eta} - \left(\frac{x}{z_e} w - sut \frac{x}{z_e} z_{ex} \right) \frac{t}{2p_0} + \Phi \left(sxu_x - st \frac{x}{z_e} z_{ex} u_x + \frac{x}{z_e} w_t + \frac{su}{4} \right) = 0$$

$$\Phi = \frac{1-t^2}{p_0}, \quad F = sux\Phi, \quad G = \left(\frac{x}{z_e} w - sut \frac{x}{z_e} z_{ex} \right) \Phi$$

$$\Delta = \frac{1}{p_0} \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} \int_0^\infty h d\eta$$

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

$$N = \frac{3}{4} (1-t^2) \Delta + x (1-t^2) \Delta_x - t \frac{x}{z_e} z_{ex} ((1-t^2) \Delta_t - \frac{3}{2} t \Delta)$$

Граничные условия при $|t| \leq 1$ имеют вид

$$\eta = 0, \quad 0 \leq x \leq 1: u = v_0 = w = 0, \quad g = g_w$$

$$x > 1: u_\eta = w_\eta = g_\eta = v_0 = 0$$

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

Следует отметить, что в вершине треугольного крыла ($x=0$) в системе уравнений (1.8) члены, содержащие переменную x , выпадают и краевая задача оказывается зависящей только от двух независимых переменных t и η . Получающаяся система описывает также течение на полубесконечном плоском треугольном крыле. На передних кромках крыла при значениях поперечной координаты $t = \pm 1$ система вырождается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений. При решении краевой задачи (1.8) отбор единственного решения в вершине крыла и его передних кромках происходит из условия выполнения определенных соотношений на «звуковой» поверхности следа [3], на которой происходит переход от докритического течения к закритическому. Интеграл, определяющий этот переход в следе, в переменных (1.7) имеет вид

$$F_* = \int_0^\infty h \left(1 - \gamma \frac{h}{u^2} \right) d\eta \quad (1.9)$$

Отрицательные значения F_* соответствуют докритическому течению, поло-

жительные — закритическому. Нижний предел интегрирования взят равным нулю, так как течение в следе симметрично относительно плоскости $\eta = 0$.

Форма границы следа $z_e(x)$ в плоскости $\eta = 0$ заранее не известна и может быть получена в процессе численного решения (1.8). Область возмущений, которые распространяются от конца крыла в этой плоскости в сверхзвуковом невязком потоке, ограничена углом $\varepsilon = \arcsin(1/M_\infty)$ [11] и при $M_\infty \gg 1$ имеем $\varepsilon \approx 1/M_\infty$. Предполагая, что в следе реализуется режим умеренного взаимодействия ($\chi_* = 1$), получим оценку $\tau \approx Re_0^{-1/4} \approx 1/M_\infty$. Следовательно, характерная безразмерная толщина пограничного слоя совпадает по порядку величины с указанной выше областью возмущений.

В качестве границы следа $z_e(x)$ в численных расчетах можно взять линию, находящуюся вне области возмущений, и на ней задать значения функций, соответствующие параметрам в невозмущенном потоке.

В соответствии с [3] расчет следует производить до достижения звуковой поверхности следа, на которой выполнены некоторые условия; производные от функций течения, нормальные к этой поверхности, представляют собой неопределенности типа 0/0. При использовании разностных схем для решения системы уравнений в частных производных (1.8) нахождение звуковой поверхности и удовлетворение необходимых соотношений представляют значительные трудности. Поэтому в настоящей работе, как и в [7], задается давление на правой границе расчетной области, которая берется вниз по течению на достаточном расстоянии от задней кромки крыла. Течение в следе на таком расстоянии закритическое, поэтому произвол в задании давления, как правило, не влияет на течение около тела и в ближнем следе. Фактически единственным ограничением на величину задаваемого давления является требование отсутствия перехода к докритическому течению во всей области вниз от звуковой поверхности [7].

2. Для решения краевой задачи (1.8) используется метод конечных разностей, изложенный в [6, 12], со следующими отличиями.

На задней кромке крыла ($x = 1$) происходит разрыв граничных условий. От условий прилипания на крыле происходит переход к условиям $u_\eta = w_\eta = g_\eta = 0$ при $\eta = 0$ в следе. В соответствии с [13] разностная сетка строится таким образом, чтобы разрыв граничного условия приходился на грани контрольного объема, для этого шаг по оси x выбран равным $\Delta x = 1/10,5$.

Следующая особенность связана с выбором границы $z_e(x)$ в следе. Как указывалось выше, ее необходимо выбирать в области, где нет возмущений. В частности, можно выбрать эту границу, как продолжение передней кромки крыла, т. е. $z_e(x) = x$, и при $x > 1$. Поскольку в следе основное течение направлено вдоль оси x , поток в следе пересекает узловые линии под углом, близким к 45° , если $s = 1$, и используется разностная сетка с шагами $\Delta x = \Delta z$. В этом случае, согласно [13], может возникнуть схемная искусственная диффузия, сравнимая или даже превышающая реальную. Одним из способов уменьшения искусственной диффузии является использование такой разностной сетки, у которой сеточные линии более или менее совпадают с направлением потока [13].

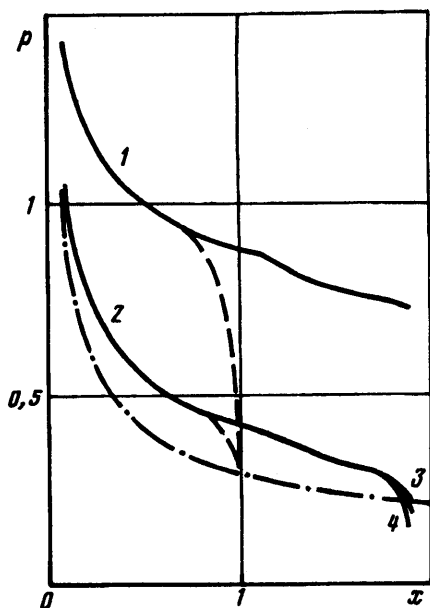
Другим крайним случаем является выбор формы границы в виде $z_e(x) = 1$ для $x > 1$, однако это условие не совсем правомерно, так как не учитывает наличия области, в которой распространяются возмущения, идущие от конца крыла, а также возможное расширение следа в направлении оси t за счет вязкости.

В данной работе проведены параметрические расчеты, в которых полагалось

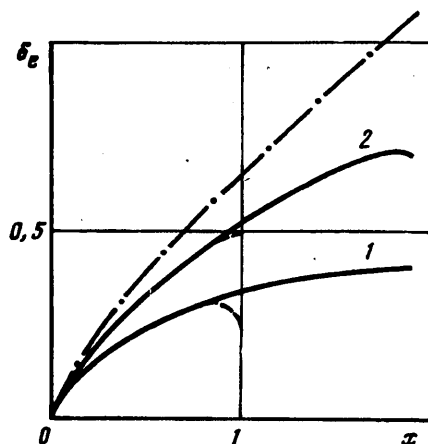
$$z_e(x) = \begin{cases} x, & 0 \leq x \leq 1 \\ 1 + \frac{x-1}{\alpha}, & x > 1 \end{cases}$$

При $\alpha = 1$ и ∞ приходим к двум указанным выше предельным случаям.

Численные расчеты при указанных ниже параметрах показали, что для параметра $\alpha \geq 20$ небольшие различия в значениях функций течения в пограничном слое имеют место в окрестности границы следа в области, не превышающей одного—двух шагов по координате t .



Фиг. 2



Фиг. 3

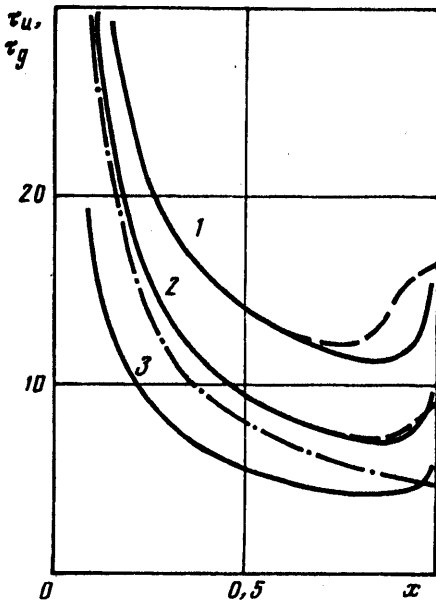
3. В качестве примера рассматривается обтекание плоского треугольного крыла с учетом течения в следе. В численных расчетах полагалось $s=1$ (угол стреловидности равен 45°), $\gamma=1,4$, $\sigma=0,71$, $g_w=0,05$, $\chi_* = 1$; 2. Длина области следа $l=1 - \Delta x$. На правой границе расчетной области задавалось давление, равное давлению в невозмущенном потоке.

На фиг. 2 представлены распределения давления вдоль координаты x в плоскости симметрии $z=0$ при $\chi_* = 1, 2$, которым соответствуют кривые 1 и 2. Задание на правой границе расчетной области давления в невозмущенном потоке естественно приводит к падению давления при подходе к ней. Расчеты с давлением на правой границе области, отличающимся от давления в невозмущенном потоке при $\chi_* = 2$, показали, что влияние изменения давления на $\pm 20\%$ (кривые 3, 4) от невозмущенного в центральной части следа распространяется вверх по потоку на один — два шага по x , причем изменения давления порядка $1-2\%$ при $x=2 - 2\Delta x$ и $0,1-0,3\%$ при $x=2 - 3\Delta x$, т. е. фактически передачи возмущения вверх по потоку нет, так как течение в этой области закритическое.

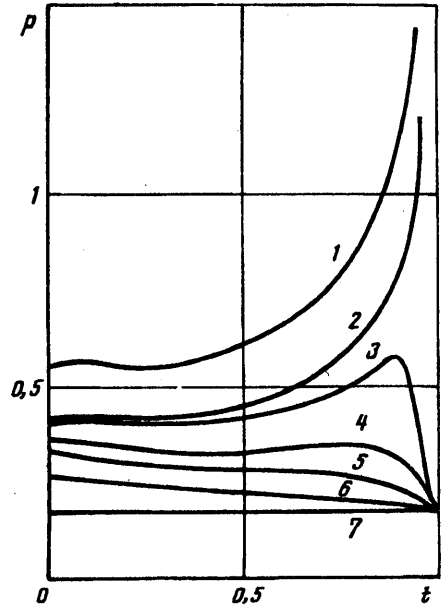
Во всех проведенных расчетах оказалось, что уже на расстоянии $\Delta x/2$ от задней кромки крыла течение становится закритическим, так как интеграл (1.9) для всех t становится положительным, что также согласуется с результатами [14].

На фиг. 2 для сравнения штриховыми кривыми показаны распределения давления, полученные в [6] для случая обтекания треугольных крыльев с заданным распределением давления на задней кромке крыла, соответствующим режиму сильного вязкого взаимодействия. Следует отметить существенное отличие этих распределений давления от кривых 1, 2, причем отклонение давления наблюдается на расстоянии $30-40\%$ хорды крыла. Штрихпунктирной кривой обозначено распределение давления, соответствующее обтеканию треугольного крыла длиной $x=2$ на режиме сильного вязкого взаимодействия.

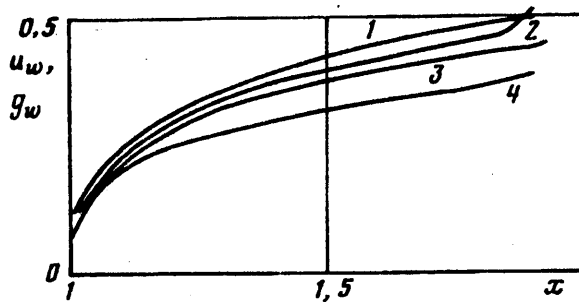
Распределение толщины вытеснения пограничного слоя δ_e представлено на фиг. 3. Уменьшение толщины δ_e при $\chi_* = 2$ в конце расчетной области связано с резким падением давления и разгоном потока в продольном направлении.



Фиг. 4



Фиг. 6



Фиг. 5

Отличие полученного распределения δ_z от результатов расчетов на крыле с заданным условием на задней кромке (штриховые кривые) достаточно слабое и ограничено окрестностью задней кромки ($0,8 \leq x \leq 1$). Толщина вытеснения пограничного слоя при переходе от режима сильного вязкого взаимодействия (штрихпунктирная кривая) к умеренному существенно уменьшается.

Распределение коэффициентов напряжения трения в продольном направлении $\tau_u = (\partial u / \partial y)|_w$ по оси x в плоскости симметрии $z = 0$ при $\chi_* = 1$; 2 (кривые 1, 2) и теплового потока $\tau_g = (\partial g / \partial y)|_w$ при $\chi_* = 2$ (кривая 3) представлено на фиг. 4. Разгон течения в окрестности задней кромки приводит к росту местного коэффициента поверхностного трения и теплового потока. Следует отметить, что размер зоны повышенных величин τ_u и τ_g меньше, чем в случае обтекания с заданным распределением давления на задней кромке (штриховые кривые). Штрихпунктирной кривой обозначено распределение τ_u при $\chi_* = \infty$.

На фиг. 5 представлены распределения скорости u_w (кривые 1, 2) и энтальпии g_w (кривые 3, 4) на оси следа при $z = 0$ (кривые 1, 3 соответствуют $\chi_* = 1$; 2,

4 — $\chi_* = 2$). Отмеченное на фиг. 2 падение давления при $\chi_* = 2$ на правой границе расчетной области приводит к росту величины скорости u_w .

Распределения давления p при $\chi_* = 2$ по размаху крыла и в следе при $x \approx 0,476, 0,952, 1,0476, 1,238, 1,428, 1,809, 1,905$ показаны кривыми 1—7 на фиг. 6.

Наиболее резко давление снижается вблизи края следа ($0,7 \leq t \leq 1$), причем меняется характер распределения p : из немонотонной функции уже при $x = 1,428$ получается монотонная с максимумом давления в плоскости симметрии следа $z = 0$.

Результаты расчетов суммарных аэродинамических характеристик показали, что значения этих величин в рассмотренном диапазоне параметров $0,5 \leq \chi_* \leq 3$ отличаются на 10—15% от случая обтекания крыла с заданным давлением на задней кромке [6].

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. № 77. 14P.
2. Нейланд В. Я. Распространение возмущений вверх по течению при взаимодействии гиперзвукового потока с пограничным слоем//Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 4. С. 40—49.
3. Нейланд В. Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений. Ч. 1. Пространственные течения//Уч. зап. ЦАГИ. 1974. Т. 5. № 2. С. 70—79.
4. Дудин Г. Н., Липатов И. И. О закритическом режиме гиперзвукового обтекания треугольного крыла//ПМТФ. 1985. № 3. С. 100—106.
5. Дудин Г. Н. Расчет пространственного пограничного слоя на треугольной пластине конечной длины в гиперзвуковом потоке//Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 5. С. 46—52.
6. Дудин Г. Н. Трехмерный пограничный слой на плоском треугольном крыле на режиме умеренного взаимодействия с гиперзвуковым потоком//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 3. С. 110—116.
7. Коваленко А. А., Липатов И. И. Исследование перехода от закритического к докритическому режиму вязко-невязкого взаимодействия в следе за пластиной//ПМТФ. 1991. № 3. С. 72—78.
8. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
9. Ладыженский М. Д. О пространственном гиперзвуковом течении около тонких крыльев//ПММ. 1964. Т. 28. Вып. 5. С. 835—844.
10. Майкапар Г. И. Отрывные течения у подветренной стороны треугольного крыла и тела вращения в сверхзвуковом потоке//Уч. зап. ЦАГИ. 1982. Т. 13. № 4. С. 22—33.
11. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
12. Дудин Г. Н. Конечно-разностный метод решения трехмерных уравнений пограничного слоя на режиме сильного вязкого взаимодействия//Тр. ЦАГИ. 1983. Вып. 2190. С. 3—25.
13. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
14. Коваленко А. А., Липатов И. И. Гиперзвуковое обтекание пластины конечной длины//Изв. АН СССР. МЖГ. 1991. № 5. С. 66—73.

Москва

Поступила в редакцию
21.11.1992