

УДК 532.526.2+533.6.011.55:536.24

© 1998 г. Г.Н. ДУДИН

## ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА ХАРАКТЕР ОБТЕКАНИЯ ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВЯЗКОГО ГАЗА

Изучено влияние сильного охлаждения поверхности тела на характеристики течения в ламинарном пограничном слое на тонком треугольном крыле, обтекаемом гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия. Численно исследовано влияние степенной формы поперечного сечения и отношения толщины крыла к толщине вытеснения пограничного слоя на локальные и суммарные аэродинамические характеристики.

При гиперзвуковом обтекании тонких треугольных крыльев характер течения в пространственном пограничном слое, взаимодействующем с внешним невязким потоком, существенно зависит от формы поперечного сечения крыла и величины параметра, характеризующего отношение толщины крыла к толщине вытеснения пограничного слоя [1]. Возникающее достаточно сильное вторичное течение значительно усложняет картину обтекания такого крыла по сравнению со случаем течения около плоского треугольного крыла. При обтекании крыльев взаимодействие пограничного слоя с внешним потоком может приводить к образованию областей с развитыми зонами возвратного вторичного течения и, как следствие, появлению в них локальных зон повышенных тепловых потоков.

Особый характер обтекания тонких треугольных крыльев возникает в случае, когда температура поверхности тела асимптотически мала по сравнению с температурой торможения. До настоящего времени такие исследования проводились только для треугольных пластин [2, 3] и треугольных крыльев с трехчетвертными передними кромками [4]. Показано, что при углах стреловидности крыла меньше критического в ламинарном пограничном слое возникают области закритического и докритического течения. В первой из них возмущения не распространяются вверх по потоку и реализуется автомодельное течение. Если угол стреловидности крыла больше критического, то на всем крыле реализуется докритический режим обтекания, в котором возмущения распространяются от плоскости симметрии крыла вплоть до передних кромок.

Учитывая сказанное, можно ожидать, что при обтекании холодных крыльев распределение толщины крыла будет влиять на характеристики течения в пограничном слое, причем в областях закритического режима обтекания возможно образование течений, которые не описываются автомодельными решениями.

1. Рассматривается симметричное обтекание полубесконечного тонкого треугольного крыла с характерной толщиной  $\tau$  порядка толщины пограничного слоя гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа при нулевом угле атаки. Предполагается, что температура поверхности крыла постоянна и мала по сравнению с температурой торможения набегающего потока и реализуется режим сильного взаимодействия пограничного слоя с внешним невязким гиперзвуковым потоком. Вводится декартова система координат, начало которой расположено в носике крыла, ось  $x^\circ$  направлена вдоль оси симметрии крыла, ось  $z^\circ$  – по размаху крыла, а ось  $y^\circ$  – по нормали к плоскости  $x^\circ z^\circ$ . Компоненты вектора скорости  $u^\circ$ ,  $v^\circ$ ,  $w^\circ$  направлены соответственно вдоль

осей  $x^\circ, y^\circ, z^\circ$ . Угол стреловидности крыла  $\beta, s = \text{ctg } \beta$  – параметр, характеризующий отношение поперечного размера крыла к продольному, предполагается по величине порядка единицы. Форма поверхности крыла задается уравнением  $y_w^\circ = \delta_w^\circ(x^\circ, z^\circ)$  и, учитывая, что крыло тонкое, вводятся переменные, связанные с поверхностью тела  $(x^\circ, y^\circ, z^\circ) \rightarrow (x^\circ, y_w, z^\circ), (u^\circ, v^\circ, w^\circ) \rightarrow (u^\circ, v_w, w^\circ)$

$$y_w = y_w^\circ - \delta_w^\circ(x^\circ, z^\circ), \quad v_w = v^\circ - u^\circ \frac{\partial \delta_w^\circ}{\partial x^\circ} - w^\circ \frac{\partial \delta_w^\circ}{\partial z^\circ}$$

В соответствии с оценками для ламинарного пограничного слоя в гиперзвуковом потоке [5] обозначим  $Lx^*, Lsz^*, L\delta y^*, u_\infty u^*, u_\infty w^*, u_\infty \delta s^{-1} v^*, \rho_\infty \delta^2 \rho^*, \rho_\infty u_\infty^2 \delta^2 p^*, u_\infty^2 g^*/2, \mu_0 \mu^*, L\delta \delta_e^*, L\tau \delta_w^*$  – координаты, компоненты вектора скорости, плотность, давление, энтальпию торможения, коэффициент вязкости, толщину пограничного слоя и толщину тела. Здесь  $\delta = s^{1/4} \text{Re}_0^{-1/4}$ , где число  $\text{Re}_0 = \rho_\infty u_\infty L / \mu_0$  определено по значениям плотности и скорости газа в невозмущенном потоке, динамического коэффициента вязкости при температуре торможения и характерного размера  $L$ , который при рассмотрении обтекания полубесконечного крыла с  $\delta_w^\circ(x^\circ, z^\circ) \sim (x^\circ)^{3/4}$  из конечных результатов выпадает. Далее вводятся переменные Дородницына

$$\lambda^* = \int_0^{y^*} \rho^* dy^*, \quad v_\delta^* = \rho^* v^* + s u^* \frac{\partial \lambda^*}{\partial x^*} + w^* \frac{\partial \lambda^*}{\partial z^*}$$

При рассмотрении обтекания полубесконечных треугольных крыльев с  $\delta_w^* = x^{*3/4} \Delta_w^*(z^*/x^*)$  на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия краевая задача может быть сведена к двумерной [1], так как в этом случае интенсивность взаимодействия не зависит от значения продольной координаты. Для преобразования уравнений пространственного пограничного слоя к автомодельному виду вводятся переменные

$$x^* = x, \quad z^* = xz, \quad \lambda^* = x^{1/4} \lambda, \quad u^* = u, \quad w^* = w \quad (1.1)$$

$$v_\delta^* = x^{-3/4} \left( v_\delta - s x u \frac{\partial \lambda}{\partial x} \right), \quad g^* = g, \quad p^* = x^{-1/2} p_*(z)$$

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

При подстановке переменных (1.1) в уравнения пространственного пограничного слоя и граничные условия координата  $x$  выпадает из краевой задачи и получающаяся система уравнений для газодинамических переменных зависит только от двух независимых переменных:  $z$  и  $\lambda$ .

На передних кромках крыла взаимодействие пограничного слоя и внешнего невязкого потока зависит не только от формы кромки  $\Delta_w^*(z \rightarrow \pm 1)$ , но и от величины параметра  $\chi = \tau / \delta = \tau s^{-1/4} \text{Re}_0^{1/4}$ , характеризующего отношение толщины крыла к толщине пограничного слоя.

Далее рассматривается обтекание треугольных крыльев со степенной формой поперечного сечения

$$\Delta_w^*(z) = (1 - z^2)^{3/4} \Delta_w(z) \quad (1.2)$$

где функция  $\Delta_w(z)$  не имеет особенностей на кромках крыла при  $z = \pm 1$  и предпо-

лагается линейная зависимость коэффициента вязкости от энтальпии. При введении переменных

$$\lambda = \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} (1-z^2)^{1/4} \eta, \quad p_* = (1-z^2)^{-1/2} p(z) \quad (1.3)$$

$$\Delta_e^* = (1-z^2)^{3/4} \Delta_e(z)$$

$$v_\delta = \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} (1-z^2)^{1/4} \left[ v \frac{p}{1-z^2} - (w - szu) \frac{\partial \eta}{\partial z} \right]$$

система автомодельных уравнений ламинарного пограничного слоя и граничные условия принимают следующий вид:

$$(w - szu) F_1 \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial z} + v \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \eta} = \mathbf{G} \quad (1.4)$$

$$\mathbf{f} = \begin{Bmatrix} u \\ w \\ g \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} s \frac{\gamma-1}{2\gamma p} (g - u^2 - w^2) F_2 + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \\ - \frac{\gamma-1}{2\gamma p} (g - u^2 - w^2) F_3 + \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} \\ \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 g}{\partial \eta^2} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial^2 (u^2 + w^2)}{\partial \eta^2} \end{Bmatrix}$$

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} = (w - szu) \frac{z}{2p} - F_1 \left( \frac{su}{4} - sz \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$$

$$F_1 = \frac{1-z^2}{p}, \quad F_2 = \frac{1+z^2}{2} + z F_1 \frac{dp}{dz}, \quad F_3 = z + F_1 \frac{dp}{dz}$$

$$\eta = 0: \quad u = w = v = g = 0$$

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

где  $|z| \leq 1$ ,  $\sigma$  – число Прандтля,  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей.

Учитывая, что плотность газа на внешней границе пограничного слоя обращается в бесконечность, так как температура стремится к нулю [6], для толщины пограничного слоя в переменных (1.3) получаем

$$\Delta_e = \frac{1}{p} \left( \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right)^{1/2} \int_0^\infty (g - u^2 - w^2) d\eta \quad (1.5)$$

Для решения системы уравнений (1.4) необходимо знать распределение давления, которое создается под влиянием вытесняющего воздействия пограничного слоя и толщины тела. Это давление не задано и должно определяться в процессе решения краевой задачи (1.4) совместно с уравнениями для внешнего невязкого потока, получающимися при использовании гиперзвуковой теории малых возмущений. Однако при рассмотрении обтекания тонких крыльев с  $s = O(1)$  для внешнего невязкого течения при числе Маха набегающего потока  $M_\infty \gg 1$  применима теория полос [5] и для определения давления при условии  $M_\infty(\tau + \delta) \gg 1$  можно использовать приближенную формулу "касательного клина", которая после введения переменных (1.1)–(1.3) принимает вид

$$p = \frac{\gamma+1}{2} \left[ \frac{3}{4} (1+z^2)(\chi \Delta_w + \Delta_e) - z(1-z^2) \frac{d(\chi \Delta_w + \Delta_e)}{dz} \right]^2 \quad (1.6)$$

Здесь учтено, что с точностью порядка  $O(\delta^2/s)$  толщина вытеснения пограничного слоя равна  $\Delta_e$ .

Соотношения (1.5), (1.6) позволяют замкнуть систему уравнений в частных производных (1.4), которая описывает течение в ламинарном пограничном слое на холодном треугольном крыле на режиме сильного вязкого взаимодействия. Заметим, что при подстановке выражения для давления (1.6) в систему уравнений (1.4) в последней из-за наличия члена  $dp/dz$  появляется вторая производная  $d^2\Delta_e/dz^2$ , что позволяет учитывать краевое условие, расположенное вниз по потоку, например условие непротекания в плоскости симметрии крыла. Система уравнений (1.4)–(1.6) на передних кромках треугольного крыла ( $z = \pm 1$ ) вырождается в системы обыкновенных дифференциальных уравнений и их решения позволяют найти все функции течения в пограничном слое на кромках.

Следует отметить, что при решении краевой задачи (1.4)–(1.6) в переменных  $z$  и  $\eta$  даже для случая  $\chi = 0$  (треугольная пластина) газодинамические переменные  $f$ ,  $p$  и  $\Delta_e$  оказываются зависящими от значений поперечной координаты во всем диапазоне  $-1 < z < 1$  при любых  $s$ , в том числе и при значениях  $s$ , при которых в окрестности передних кромок образуются области с закритическим режимом обтекания [2, 3]. Это означает, что при введении переменных (1.3) система уравнений пограничного слоя на треугольной пластине в области закритического течения не приводится к автомодельному виду, т.е. виду, когда остается зависимость только от координаты, нормальной к поверхности.

Согласно результатам [4], при исследовании гиперзвукового обтекания треугольной пластины и крыла, у которого форма передних кромок задается функцией  $\Delta_w^* = (1-|z|)^{3/4} \Delta_w^1$ , где  $\Delta_w^1 = \text{const}$ , для получения автомодельных решений в закритических областях необходимо вместо (1.3) ввести переменные типа (1.3), в которых члены  $(1-z^2)$  заменены на  $(1-|z|)$ .

При рассмотрении обтекания треугольного крыла с  $\Delta_w(z) = (1+|z|)^{-3/4}$  в (1.2) автомодельный вид решений системы уравнений (1.4)–(1.6) в закритических областях получается, если результаты расчетов представлять в виде

$$p^1(z) = (1+|z|)^{-1/2} p(z), \quad \Delta_e^1(z) = (1+|z|)^{3/4} \Delta_e \quad (1.7)$$

$$\tau_u^1 = (1+|z|)^{-1/4} \frac{\partial u}{\partial \eta}(z, 0), \quad \tau_w^1 = (1+|z|)^{-1/4} \frac{\partial w}{\partial \eta}(z, 0)$$

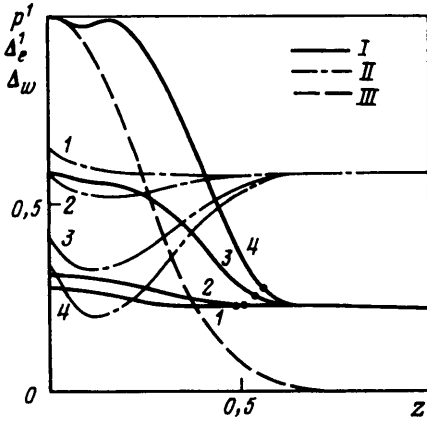
$$\tau_g^1 = (1+|z|)^{-1/4} \frac{\partial g}{\partial \eta}(z, 0)$$

При произвольном задании вида функции  $\Delta_w(z)$  в (1.2) автомодельных решений в областях закритического течения, как правило, уже нет, но тем не менее результаты расчетов для наглядности удобно представлять в виде (1.7), что и будет сделано при обсуждении полученных результатов численных расчетов.

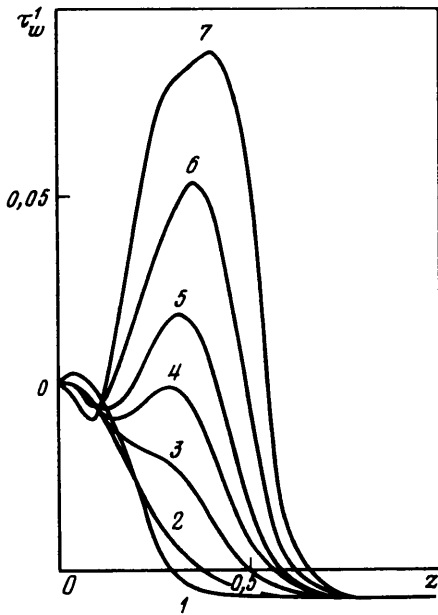
Для определения координаты перехода  $z_k$ , при которой происходит переход от закритического режима течения в пограничном слое на холодном теле к докритическому, воспользуемся результатами [2], где построены характеристические поверхности и получены соответствующие соотношения в общем случае пространственного течения в пограничном слое и следе. Тогда с учетом вида переменных (1.1), (1.3) получаем

$$\int_0^\infty \left[ g - u^2 - w^2 - \frac{\gamma - 1}{2} \left( \frac{g - u^2 - w^2}{u \cos(\beta + \omega_1) + w \sin(\beta + \omega_1)} \right)^2 \right] d\eta = 0$$

где  $z_k = \text{ctg}(\beta + \omega_1)/\text{ctg} \beta$ .



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Распределения  $p^1$  – кривые I, II –  $\Delta_e^1$  и III –  $\Delta_w$  по размаху крыла при  $\alpha = 9,25$  и  $\chi = 0$ ; 0,1; 0,5; 0,85 (кривые 1–4)

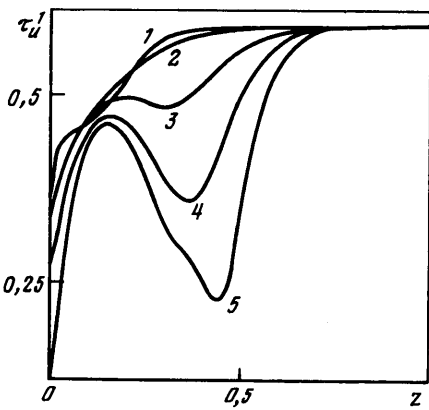
Фиг. 2. Распределение  $\tau_w^1$  по размаху крыла при  $\alpha = 9,25$  и  $\chi = 0$ ; 0,01; 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 0,85 (кривые 1–7)

Заметим, что в данное соотношение входят текущие значения функций  $g$ ,  $u$  и  $w$  при  $z = z_k$  в отличие от [2–4], где использовались значения этих функций на передних кромках крыла, так как в рассматриваемом случае автомодельных решений в закритической области течения уже нет. При представлении результатов численных расчетов критические значения координаты  $z_k$ , полученные при выполнении данного условия, будут обозначены точками на кривых, соответствующих давлению.

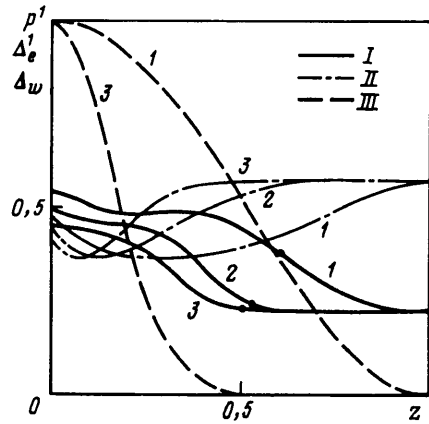
2. При решении системы уравнений (1.4)–(1.6) необходимо учитывать, что уравнения движения содержат член со второй производной от  $\Delta_e$  по  $z$ . Для решения полученной выше краевой задачи используется метод расчета [7], который позволяет учитывать передачу возмущений вверх по пограничному слою, а также вести вычисления и при возникновении возвратных вторичных течений, т.е. когда знак коэффициента ( $w - szu$ ) в уравнениях движения (1.4) изменяется попеременно пограничного слоя.

В качестве примера рассматривается обтекание треугольного крыла со степенной формой поперечного сечения, для которого функция  $\Delta_w(z) = (1 - z^2)^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha \geq 0$ . Во всех приведенных ниже численных расчетах предполагалось, что  $\sigma = 1$ ,  $\gamma = 1,4$  и  $s = 1$  (угол стреловидности крыла  $\beta = 45^\circ$ ). На фиг. 1 представлены распределения давления  $p^1$  и толщины вытеснения пограничного слоя  $\Delta_e^1$  по координате  $z$  при значении  $\alpha = 9,25$  в зависимости от величины параметра  $\chi$  и соответствующее распределение толщины крыла  $\Delta_w$ .

Следует отметить значительное возрастание величины давления и ее более ранний отход от прямой, соответствующей автомодельному решению при увеличении параметра  $\chi$ . Кривые 1 относятся к случаю течения около треугольной пластины ( $\chi = 0$ ), для которого переход от закритического режима течения к докритическому при



Фиг. 3



Фиг. 4

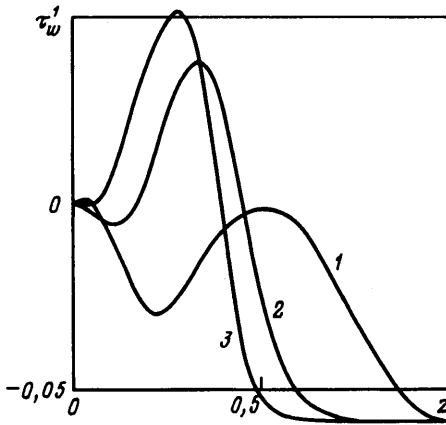
Фиг. 3. Распределение  $\tau_u^1$  по размаху крыла при  $\alpha = 9,25$  и  $\chi = 0; 0,01; 0,2; 0,5; 0,85$  (кривые 1–5)

Фиг. 4. Распределения  $p^1$  – кривые I, II, –  $\Delta_e^1$  и III –  $\Delta_w$ , по размаху крыла при  $\chi = 0,4$  и  $\alpha = 2,25; 9,25; 19,25$  (кривые 1–3)

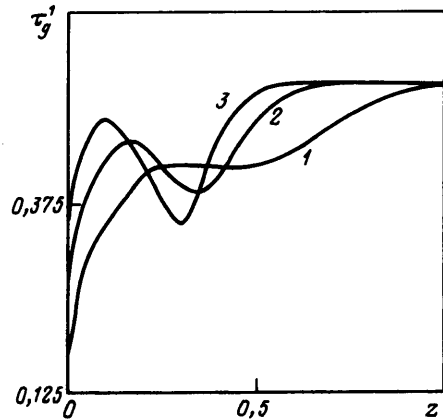
указанных параметрах течения происходит при  $z_k = 0,4958$ . При увеличении параметра  $\chi$  координата перехода  $z_k$  (точки на кривых давления) смещается ближе к передним кромкам крыла, т.е. размер области закритического режима течения уменьшается. В рассматриваемых случаях значение координаты перехода зависит от функций  $g$ ,  $u$  и  $w$  в точке перехода, причем значения этих функций не совпадают с автомодельными (кроме случая  $\chi = 0$ ). Возрастание параметра  $\chi$  приводит также к немонотонному характеру поведения функции  $\Delta_e^1$ . Уменьшение величины  $\Delta_e^1$  объясняется тем, что увеличение давления приводит к подтормаживанию потока в поперечном направлении.

На фиг. 2 представлены распределения коэффициента напряжения трения в поперечном направлении  $\tau_w^1$  по размаху крыла. Согласно этим распределениям при  $\chi > 0,2$  в окрестности поверхности крыла появляется область, в которой компонента скорости  $w$  меняет свой знак. Причем увеличение параметра  $\chi$  приводит не только к росту этой области, но и возрастанию по модулю скорости  $w$  возвратного течения. Отметим существенное различие течения в пограничном слое в окрестности плоскости симметрии крыла при  $\chi = 0$  и  $\chi > 0$ . При значении параметра  $\chi = 0$  в этой области около поверхности тела образуется небольшая зона ( $\Delta z \approx 0,08$ ) возвратного течения. При  $\chi > 0$  здесь реализуется течение с плавным стеканием и этим объясняется рост в этой области толщины вытеснения пограничного слоя  $\Delta_e^1$  (фиг. 1). Интенсивное подтормаживание потока в поперечном направлении при  $\chi > 0,2$  также приводит к существенно немонотонному характеру распределения коэффициента напряжения трения в продольном направлении  $\tau_u^1$  (фиг. 3). В случае  $\chi = 0,85$  в окрестности  $z \approx 0,4$  около поверхности крыла образуется небольшая область, в которой имеет место возвратное вторичное течение, так как в ней изменяет свой знак на противоположный коэффициент  $w - z\omega$ , определяющий направление параболичности системы уравнений (1.4). По порядку величины  $|\tau_w^1| \sim 0,1|\tau_u^1|$ .

Результаты исследования влияния величины показателя степени  $\alpha$  на характеристики течения при значении параметра  $\chi = 0,4$  представлены на фиг. 4–6. На фиг. 4 приведены результаты численных расчетов  $p^1$  и  $\Delta_e^1$  для  $\alpha = 2,25; 9,25$  и  $19,25$  (кривые



Фиг. 5. Распределение  $\tau_w^1$  по размаху крыла при  $\chi = 0,4$  и  $\alpha = 2,25; 9,25; 19,25$  (кривые 1-3)



Фиг. 6. Распределение  $\tau_g^1$  по размаху крыла при  $\chi = 0,4$  и  $\alpha = 2,25; 9,25; 19,25$  (кривые 1-3)

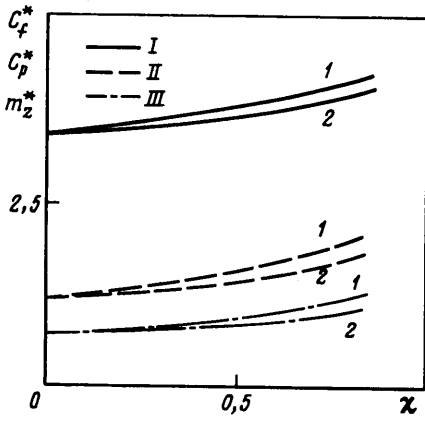
1-3). Распределения толщины  $\Delta_w$  по размаху крыла при  $\alpha = 2,25$  и  $19,25$  (кривые 1, 3) изображены штриховыми кривыми. При увеличении показателя степени  $\alpha$  уменьшаются как величина давления  $p^1$ , так и размер области повышенного давления. Как показали численные расчеты при  $\chi = 0,4$ , отход как величины  $p^1$ , так и  $\Delta_e^1$  от прямых, соответствующих автомодельным решениям, происходит при значениях координаты  $z$ , в которой значения  $\Delta_w$  оказываются равными примерно  $0,0005-0,001$ . При  $\alpha = 2,25$  отход от автомодельного решения происходит в непосредственной близости от передней кромки. При уменьшении показателя степени  $\alpha$  размер области закритического режима течения сокращается. Согласно приведенным данным, минимум величины  $\Delta_e^1$  остается постоянным и не зависит от величины  $\alpha$ , но область немонотонного изменения  $\Delta_e^1$  с ростом  $\alpha$  уменьшается. Распределение величины  $\tau_w^1$  на фиг. 5 показывает, что при  $\alpha = 2,25$  (кривая 1) во всей области течения в пограничном слое компонента скорости  $w$  направлена от кромок к плоскости симметрии. При  $\alpha = 9,25$  и  $19,25$  (кривые 2, 3) в пограничном слое возникают развитые зоны течения ( $\Delta z \approx 0,3$ ), в которых компонента скорости  $w$  меняет свой знак. Распределения как теплового потока  $\tau_g^1$  на фиг. 6, так и коэффициента напряжения трения в продольном направлении  $\tau_u^1$  при  $\alpha = 9,25$  и  $19,25$  существенно немонотонные. При больших  $\alpha$  появляются зоны повышенного теплового потока, которые с ростом величины  $\alpha$  сдвигаются к плоскости симметрии крыла и становятся более узкими.

На фиг. 7 приведены результаты расчета аэродинамических коэффициентов

$$C_f^* = C_f \text{Re}_0^{3/4} = \frac{8}{5^4 \sqrt{s}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \int_{-1}^1 \frac{p}{(1-z^2)^{3/4}} \frac{\partial u}{\partial \eta}(z, 0) dz$$

$$C_p^* = C_p \text{Re}_0^{1/2} = \frac{4}{3} \sqrt{s} \int_{-1}^1 \frac{p}{\sqrt{1-z^2}} dz, \quad m_z^* = m_z \text{Re}_0^{1/2} = \frac{3}{5} C_p^*$$

вычисленных для одной стороны крыла при  $\alpha = 9,25$  и  $19,25$  (кривые 1, 2) в зависимости от величины параметра  $\chi$ . Следует отметить рост аэродинамических коэффициентов  $C_p^*$  и  $m_z^*$  при увеличении параметра  $\chi$ , что связано с увеличением давления на поверхности крыла (фиг. 1). Относительное возрастание величины  $C_f^*$  более слабое,



Фиг. 7. Зависимости  $C_f^*$  – кривые I, II –  $C_p^*$ , III –  $m_z^*$  от параметра  $\chi$  при  $\alpha = 9,25; 19,25$  (кривые 1, 2)

что объясняется уменьшением  $\tau_u^1$  на значительной части крыла при увеличении параметра  $\chi$  (фиг. 3).

**Заключение.** В результате численных расчетов определены зависимости газодинамических переменных от параметров  $\alpha$  и  $\chi$ , характеризующих форму поперечного сечения крыла и отношение толщины крыла к толщине пограничного слоя. Установлено, что увеличение как параметра  $\alpha$ , так и параметра  $\chi$  приводит к существенно немонотонному характеру изменения функций течения по размаху крыла, в частности к появлению локальных зон повышенного теплового потока на поверхности крыла в области, прилегающей к плоскости симметрии. Увеличение параметра  $\chi$  при заданной форме поперечного сечения крыла приводит к уменьшению области закритического режима течения в ламинарном пограничном слое. Ана-

логичное явление наблюдается при уменьшении параметра  $\alpha$  при фиксированном значении  $\chi$ . Влияние параметров  $\alpha$  и  $\chi$  на суммарные аэродинамические коэффициенты сравнительно слабое.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01391).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дудин Г.Н. Особенности теплообмена на поверхности треугольного тела при обтекании гиперзвуковым потоком вязкого газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 77–82.
2. 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.
3. Дудин Г.Н., Липатов И.И. О закритическом режиме гиперзвукового обтекания треугольного крыла // ПМТФ. 1985. № 3. С. 100–106.
4. Дудин Г.Н. К вопросу существования автомодельных решений в закритической области при гиперзвуковом обтекании треугольного крыла // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 156–164.
5. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
6. Lee R.S., Cheng H.K. On the outer-edge problem of a hypersonic boundary layer // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. Pt 1. P. 161–179.
7. Дудин Г.Н., Лыжин Д.О. Об одном методе расчета режима сильного вязкого взаимодействия на треугольном крыле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 4. С. 119–124.

Москва

Поступила в редакцию  
30.XII.1996