

УДК 533.657.2

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОБТЕКАНИЕ КОРОТКОГО ЩИТКА ВЯЗКИМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ

КАЗАКОВ А. В.

Метод сращиваемых асимптотических разложений [1] в последнее время часто используется при анализе решений уравнений Навье – Стокса для больших докритических значений характерного числа Рейнольдса  $R$ . В работах [2–4] с помощью этого метода исследовалось взаимодействие ламинарного пограничного слоя со сверхзвуковым потоком около точки отрыва. Развитая в этих работах асимптотическая теория была использована при исследовании широкого класса течений, в которых влияние малых, но быстрых изменений краевых условий передается вверх по течению за счет локального взаимодействия пограничного слоя с невязким сверхзвуковым потоком [4]. Сверхзвуковое стационарное течение около задней кромки плоской пластины в случае симметричного обтекания и для пластины, установленной под малым углом атаки  $\sim R^{-1/4}$ , исследовалось в работах [5–6], а случай нестационарного обтекания задней кромки профиля сверхзвуковым потоком вязкого газа рассмотрен в [7]. Аналогичное описание нестационарного течения в пограничном слое и в области взаимодействия было получено при исследовании ряда других задач [8–9]. В работе [10] рассмотрено нестационарное течение в области взаимодействия, возникающей около щитка бесконечной длины, отклоняемого в сверхзвуковой поток, и представлены результаты расчетов таких течений.

В данной работе с помощью метода сращиваемых асимптотических разложений исследуется нестационарное обтекание короткого щитка, отклоняемого в сверхзвуковой поток на угол порядка  $R^{-1/4}$  за характерное время  $\sim R^{-1/4}$ . При этом длина щитка и перепад давления на задней кромке предполагаются такими, что около щитка образуется область взаимодействия, асимптотическое описание которой при  $R \rightarrow \infty$  аналогично описанию течения в окрестности задней кромки осциллирующей пластины [7]. Предлагается численный метод расчета нестационарного течения и тепловых потоков в вязком пристеночном слое. Представлены результаты расчетов, которые позволяют оценить влияние вязкого взаимодействия в нестационарных течениях на аэродинамические коэффициенты органов управления летательных аппаратов и на распределение тепловых потоков по поверхности обтекаемого тела.

**1. Постановка задачи.** Рассматривается нестационарное обтекание вязким сверхзвуковым потоком пластины со щитком при стремлении характерного числа Рейнольдса  $R$  к бесконечности ( $R = \rho_\infty u_\infty l / \mu_\infty = \varepsilon^{-2}$ , где  $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $\mu_\infty$  — плотность, скорость, коэффициент динамической вязкости набегающего потока, а  $l$  — расстояние от передней кромки пластины до щитка). В дальнейшем используются только безразмерные величины, для чего все линейные размеры отнесены к  $l$ , составляющие вектора скорости — к  $u_\infty$ , плотность — к  $\rho_\infty$ , время — к  $l/u_\infty$ , давление — к  $\rho_\infty u_\infty^2$ , энтальпия — к  $u_\infty^2$ , а коэффициент динамической вязкости — к  $\mu_\infty$ . Предполагается, что длина щитка  $\sim \varepsilon^{3/4}$ , время его отклонения в сверхзвуковой поток на угол  $\sim \varepsilon^{1/2}$  имеет порядок  $\varepsilon^{1/2}$ , а величина перепада давления на одном срезе щитка  $\sim \varepsilon^{1/2}$ .

Течение в основной части области взаимодействия около щитка с масштабами  $(x, y) \sim \varepsilon^{3/4}$  при сделанных предположениях является квазистационарным и описывается линейной теорией сверхзвуковых течений [7]. Изменение толщины вытеснения пограничного слоя индуцируется в первом приближении только вязким пристеночным слоем толщиной  $y \sim \varepsilon^{3/4}$ , течение в котором является существенно нестационарным. Для описания те-

чения в вязком подслое будем использовать ортогональную систему координат  $(x, y)$ , связанную с поверхностью обтекаемого тела. Асимптотические разложения координат и функций течения для вязкой пристеночной области примут следующий вид:

$$(1.1) \quad \begin{aligned} t &= \varepsilon^{1/2} (\mu_w a_0^3 \beta)^{-1/2} T, \quad x = 1 + \varepsilon^{3/4} (\mu_w \rho_w^2 a_0^5 \beta^3)^{-1/4} X \\ y &= \varepsilon^{3/4} \left( \frac{\mu_w}{\rho_w^2 a_0^3 \beta} \right)^{1/4} Y, \quad p = \frac{1}{\gamma M_\infty^2} + \varepsilon^{1/2} \left( \frac{\mu_w a_0}{\beta} \right)^{1/2} P \\ u &= \varepsilon^{3/4} \left( \frac{\mu_w a_0}{\rho_w^2 \beta} \right)^{1/4} U, \quad v = \varepsilon^{3/4} \left( \frac{\mu_w^3 a_0^3 \beta}{\rho_w^2} \right)^{1/4} V \\ h &= h_w + \varepsilon^{1/4} b_0 \left( \frac{\mu_w}{a_0^3 \rho_w^2 \beta} \right)^{1/4} h_0, \quad \rho = \rho_w + \dots \\ \mu &= \mu_w + \dots, \quad \theta = \varepsilon^{1/2} (\mu_w a_0 \beta)^{1/2} \theta_w \end{aligned}$$

Здесь  $\gamma$  — отношение удельных теплоемкостей;  $M_\infty$  — число  $M$  набегающего потока;  $h_w, \rho_w, \mu_w$  — соответственно энтальпия, плотность и коэффициент динамической вязкости на поверхности тела;  $\theta_w$  — угол отклонения щитка в переменных подобия,  $a_0, b_0$  — безразмерные напряжение трения и тепловой поток на поверхности тела перед областью взаимодействия и использовано обозначение  $\beta = (M_\infty^2 - 1)^{1/2}$ . Подставляя эти разложения в уравнения Навье — Стокса и совершая предельный переход  $\varepsilon \rightarrow 0$ , получим уравнения, описывающие нестационарное течение в вязком пристеночном слое области взаимодействия:

$$(1.2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} &= -\frac{dP}{dX} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}, \quad \frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \\ \frac{\partial h_0}{\partial T} + U \frac{\partial h_0}{\partial X} + V \frac{\partial h_0}{\partial Y} &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 h_0}{\partial Y^2} \\ U(T, X, Y) = Y, \quad h_0(T, X, Y) = Y; \quad P(T, X) = 0 &\text{ при } T = 0 \\ \frac{\partial U}{\partial Y} \rightarrow 1, \quad \frac{\partial h_0}{\partial Y} \rightarrow 1 &\quad (X \rightarrow -\infty \text{ или } Y \rightarrow +\infty) \\ U = V = h_0 = 0 \quad (Y = 0), \quad P(T, X_E) = P_d(T) &\quad (T > 0) \\ P = \frac{\partial}{\partial X} \left[ \lim_{Y \rightarrow \infty} (Y - U) \right] + \theta_w(T, X) \end{aligned}$$

Здесь  $X_E$  — координата задней кромки щитка,  $\sigma$  — число Прандтля, а  $P_d(T)$  — заданное возмущение давления на донном срезе. После перехода к завихренности  $\omega = \partial U / \partial Y$  [11] и преобразования повышающего точность интегрирования уравнений вблизи верхней границы ( $\omega = 1 + \omega_1$ ;  $h_0 = Y + h_1$ ) [4] уравнения (1.2) примут следующий вид:

$$(1.3) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \omega_1}{\partial T} + (U_1 + Y) \frac{\partial \omega_1}{\partial X} + V_1 \frac{\partial \omega_1}{\partial Y} &= \frac{\partial^2 \omega_1}{\partial Y^2}, \quad \omega_1 = \frac{\partial U_1}{\partial Y} \\ \frac{\partial h_1}{\partial T} + (U_1 + Y) \frac{\partial h_1}{\partial X} + V_1 \frac{\partial h_1}{\partial Y} + V_1 &= \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 h_1}{\partial Y^2}, \quad \frac{\partial U_1}{\partial X} + \frac{\partial V_1}{\partial Y} = 0 \end{aligned}$$

$$(1.4) \quad \frac{\partial \omega_1}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = -\frac{\partial^2}{\partial X^2} \left\{ \lim_{Y \rightarrow \infty} \int_0^Y \omega_1 dY \right\} + \frac{\partial \theta_w}{\partial X}$$

$$(1.5) \quad P = -\frac{\partial}{\partial X} \left\{ \lim_{Y \rightarrow \infty} \int_0^Y \omega_1 dY \right\} + \theta_w(T, X)$$

$$\omega_1 = h_1 = 0 \quad (T=0); \quad \omega_1 \rightarrow 0; \quad \frac{\partial h_1}{\partial Y} \rightarrow 0 \quad (X \rightarrow -\infty \text{ или } Y \rightarrow +\infty)$$

$$P(T, X_E) = P_d(T), \quad \theta_w(T, X) = \alpha(T) H(X)$$

$$U_1 + V_1 = h_1 = 0 \quad (Y=0)$$

Здесь  $H(X)$  — функция Хевисайда, а  $\alpha(T)$  — функция, устанавливающая закон отклонения щитка в сверхзвуковой поток.

Для расчета течения в вязком подслое система дифференциальных уравнений (1.3)–(1.5) аппроксимировалась соответствующими разностными уравнениями второго порядка точности. Для уравнений импульса и энергии использовалась полностью неявная схема по  $T$ , в которой все пространственные производные и возмущенные скорости расписывались на новом временном слое  $T_{i+1}$ . Производные  $\partial \omega_1 / \partial X$  и  $\partial h_1 / \partial X$  заменялись левосторонней или правосторонней разностью в зависимости от знака скорости  $U = U_1 + Y$  [12]. Для определения завихренности на стенке  $\omega_1(T_{i+1}, X, 0) = \omega_{i+1, k, 1}$  условие взаимодействия (1.4) расписывалось на новом временном слое и решалось методом прогонки [13] с граничными условиями:  $\omega_{i+1, 1, 1} = 0$ ,  $\omega_{i+1, k, 1} = \omega_E$ . Последняя величина  $\omega_E$ , представляющая значение вихря на задней кромке щитка, находилась в процессе итераций из условия равенства давления на последней характеристике, посчитанного с использованием (1.5) и заданного возмущения давления  $P_d(T)$ . Разностные уравнения решались с помощью следующего итерационного процесса: используя некоторое приближение для завихренности

(\*)  $\omega_{i+1, k, m}$ , находилось поле скоростей и распределение вихря на стенке  $\omega_{i+1, k, 1}$  из условия взаимодействия (1.4) при некотором значении  $\omega_E$  (здесь  $n$  — номер итерации на временном слое  $T_{i+1}$ ); для получения сходящегося итерационного процесса найденное распределение завихренности подвергалось релаксации [14]:  $\omega_{i+1, k, 1}^{(n+1)} = \lambda \omega_{i+1, k, 1}^{(n+1)} + (1-\lambda) \omega_{i+1, k, 1}^{(n)}$ , а затем методом прогонки вдоль каж-

дой характеристики  $X = \text{const}$  определялось новое приближение  $\omega_{i+1, k, m}^{(n+1)}$ ; получен-

ное поле завихренности  $\omega_{i+1, k, m}^{(n+1)}$  использовалось для определения возмущенного давления на задней кромке щитка  $P_E^{(n+1)}$  и, если последнее отличалось от заданного на донном срезе давления  $P_d(T_{i+1})$ , больше чем на некоторую заданную величину, определялось новое значение вихря  $\omega_E^{(n+1)}$  согласно уравнению  $\omega_E^{(n+1)} = \omega_E^{(n)} + c(P_E^{(n+1)} - P_d(T_{i+1}))$ ; итерации повторялись до тех пор, пока отличия величин завихренности на стенке на соседних итерациях и отличие давления на задней кромке от заданного возмущения давления не становились меньше некоторой заданной величины  $\epsilon_0$ ; после достижения сходимости аналогичный итерационный процесс повторялся для нахождения функции  $h_1$ , итерации оканчивались, когда значения теплового потока на стенке на соседних итерациях отличались меньше чем на  $\epsilon_0$ . В начальный момент времени  $T=0$  угол отклонения щитка, а следовательно, и функция  $\alpha(T)$  и возмущение давления  $P_d(T)$  принимались равными нулю. Течение в области взаимодействия при этом оставалось невозмущенным и в вязком подслое реализовался сдвиговой поток  $\omega_1(0, X, Y) = 0$ ;  $h_1(0, X, Y) = 0$ . При переходе на следующий временной слой  $T_{i+1}$  в качестве нулевого приближения для начала итерационного процесса использовалось решение, полученное на предыдущем слое по времени  $T_i$ .

**2. Результаты расчетов.** С помощью описанного алгоритма были проведены расчеты нестационарного обтекания щитка с заданным давлением на донном срезе. В переменных подобия картина течения в пристеночном слое зависит лишь от длины щитка  $X_E$ , возмущенного давления на задней кромке  $P_d(T)$  и закона, согласно которому щиток отклоняется в сверхзвуковой поток  $\alpha(T)$ . В размерных переменных эти параметры, от которых

зависят также коэффициент подъемной силы  $C_y^*$  и коэффициент шарнирного момента щитка  $C_m^*$ , подсчитанного относительно его угловой точки, имеют следующий вид:

$$(2.1) \quad L = lR^{-3/2} (\mu_w a_0^5 \rho_w^2 \beta^3)^{-1/2} X_E, \quad \theta = R^{-1/2} (\mu_w a_0 \beta)^{1/2} \alpha(T) H(X)$$

$$t^* = \frac{l}{u_\infty} R^{-1/2} (\mu_w a_0^3 \beta)^{-1/2} T,$$

$$P_d^* = \rho_\infty u_\infty^2 \left( \frac{1}{\gamma M_\infty^2} + R^{-1/2} \left( \frac{\mu_w a_0}{\beta} \right)^{1/2} P_d(T) \right)$$

$$C_y^* = -2R^{-1/2} \left( \frac{\mu_w a_0}{\beta} \right)^{1/2} C_y, \quad C_m^* = -2R^{-1/2} \left( \frac{\mu_w a_0}{\beta} \right)^{1/2} C_m$$

$$C_y = \frac{1}{X_E} \int_{X_0}^{X_E} P dX, \quad C_m = \frac{1}{X_E^2} \int_0^{X_E} PX dX$$

(В расчетах полагалось  $X_0 = -21$ .)

На фиг. 1 приведены распределения давления по поверхности щитка, отклоняемого в сверхзвуковой поток по синусоидальному закону

$$(2.2) \quad \alpha(T) = \alpha_0 \sin \left( \frac{\pi}{2} T \right), \quad T < 1 \quad \text{и} \quad \alpha(T) = \alpha_0, \quad T \geq 1$$

$$P_d(T) = P_0 \sin \left( \frac{\pi}{2} T \right), \quad T < 1 \quad \text{и} \quad P_d(T) = P_0, \quad T \geq 1$$

Кривые 1, 2, 3 представляют распределения давления по щитку с параметрами  $\alpha_0 = 3$ ;  $X_E = 9$ ;  $P_0 = -1$  в моменты времени  $T = 0,5$ ; 1; 10,8. Уравнение (1.5) показывает, что возмущенное давление на поверхности щитка без учета вязкого взаимодействия (или, что то же, при обтекании щитка невязким потоком) в каждый момент времени тождественно равно углу отклонения щитка в сверхзвуковой поток  $P = \theta_w(T, X) = \alpha(T) H(X)$ . Поэтому, как видно из графика (фиг. 1, кривая 2), при достижении щитком предельного угла отклонения ( $T = 1$ ) с учетом взаимодействия давление в центральной части щитка лишь незначительно отличается от давления на поверхности щитка в невязком потоке ( $P = \alpha_0$ ). Однако в процессе развития течения разрежения на задней кромке щитка и зоны отрыва пограничного слоя около угловой точки ( $X = 0$ ) максимальная величина давления на щитке уменьшается в случае его стационарного обтекания почти на 10% по сравнению с давлением без учета взаимодействия пограничного слоя и внешнего сверхзвукового потока.

Время установления течения разрежения на задней кромке ( $T \sim 3-4$ ) практически не зависит от величины давления на донном срезе ( $P_0$ ) и значительно меньше времени установления течения в области отрыва ( $T \sim 6-12$ ), которое в значительной степени определяется величиной максимального угла отклонения щитка —  $\alpha_0$ . К моменту времени  $T = 10,8$  течение в области взаимодействия устанавливается и представляет собой стационарное обтекание щитка ( $X_E = 9$ ;  $\alpha_0 = 3$ ;  $P_0 = -1$ ) сверхзвуковым потоком вязкого газа. Распределение трения по поверхности щитка изображено на фиг. 2 (кривая 1). На фиг. 3 кривая 1 показывает зависимость от времени аэродинамических коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$  для этого щитка с учетом вязкого взаимодействия.

Вязкое взаимодействие приводит к уменьшению стационарных значений коэффициента подъемной силы щитка  $C_y$  на 9,5% и шарнирного мо-

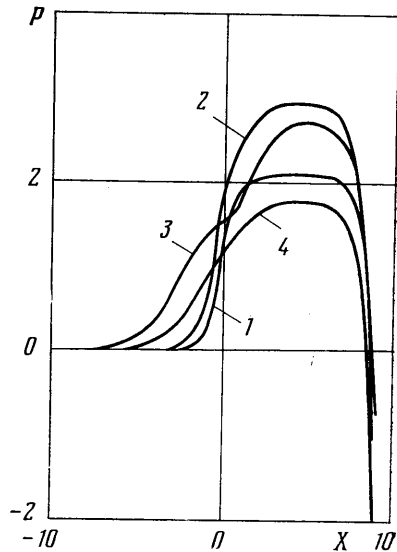
мента  $C_m$  на 28,6% по сравнению с их значениями в вязком потоке. Стационарные значения коэффициентов показаны пунктиром. Действительно, так как давление на щитке в вязком потоке тождественно равняется углу отклонения щитка  $P = \alpha(T)H(X)$ , для коэффициентов подъемной силы и шарнирного момента в этом случае можно получить следующие выражения:  $C_{y2} = \alpha(T)$ ;  $C_{m2} = 1/2\alpha(T)$ . Коэффициенты  $C_y$  и  $C_m$  достигают максимальных значений в момент отклонения щитка на предельный угол. Затем шарнирный момент монотонно уменьшается в процессе установления течения так, что заброс  $\Delta C_m = (C_m - C_{m1})/C_{m2}$  составляет 9,2% ( $C_{m1}$  и  $C_{m2}$  — коэффициенты шарнирного момента для вязкого стационарного и невязкого обтекания щитка соответственно). Это происходит благодаря тому, что развитие течения разрежения на задней кромке щитка и отрывной области около угловой точки ( $X=0$ ) приводит к уменьшению величин давления на всей поверхности щитка  $0 \leq X \leq X_E$ .

Коэффициент подъемной силы  $C_y$  после достижения максимальной величины сначала уменьшается, проходя минимум, из-за более быстрого установления течения разрежения около донного среза и затем незначительно увеличивается по мере установления течения в отрывной области. Объясняется это тем, что вязкое взаимодействие пограничного слоя с внешним потоком около угловой точки щитка ( $X=0$ ) вызывает распространение возмущений давления вверх по потоку от угловой точки щитка (фиг. 1) и приводит к повышению давления на части поверхности пластины перед щитком.

Аналогичное поведение коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$  можно проследить на расчетах обтекания щитков с аналогичными параметрами  $X_E=9$  и  $\alpha_0=3$ ,  $P_0=1$  тем же законом изменения донного давления (2.2), но более быстрым увеличением угла отклонения щитка в сверхзвуковой поток:

$$(2.3) \quad \alpha_1(T) = \alpha_0 \sin(\pi T), \quad T < 0,5$$

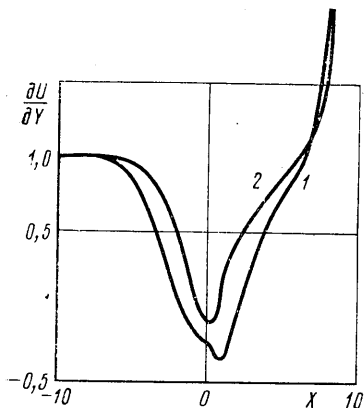
$$\alpha_2(T) = \alpha_0 \sin(2\pi T), \quad T < 0,25$$



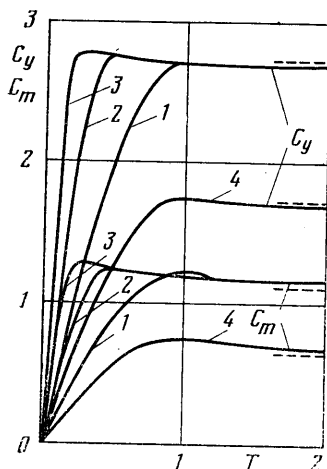
Фиг. 1

На фиг. 3 (кривыми 2 и 3) показана зависимость коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$  от времени для первого  $\alpha_1(T)$  и второго  $\alpha_2(T)$  щитка соответственно. Забросы коэффициента подъемной силы  $\Delta C_y = (C_y - C_{y1})/C_{y2}$  и коэффициента шарнирного момента  $\Delta C_m$  достигают в первом случае 1,6 и 12,3%, а для второго щитка с углом отклонения  $\alpha_2(T)$  эти величины равны 3,2 и 15,3% соответственно. Стационарные значения аэродинамических коэффициентов для этих двух щитков совпадают с величинами коэффициентов подъемной силы и шарнирного момента щитка с параметрами  $X_E=9$ ,  $\alpha_0=3$ ,  $P_0=-1$  и зависимостью угла отклонения и донного давления от времени, определяемыми уравнениями (2.2) (см. фиг. 3). Как видно из приведенных графиков (фиг. 3), при быстром отклонении щитка в сверхзвуковой поток можно получить для небольшого интервала времени значения коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$ , превышающие их стационарные значения.

Величина коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$  и интервала времени определяются длиной щитка, зависимостью угла отклонения щитка от времени, а также

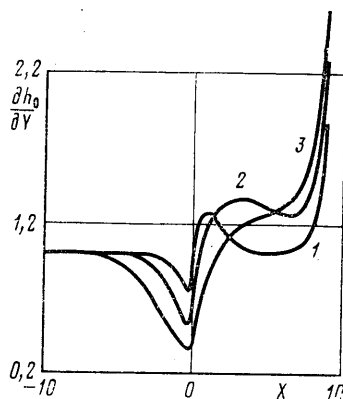


Фиг. 2



Фиг. 3

донным давлением  $P_d(T)$ . На фиг. 1 (кривая 4) и фиг. 3 (кривая 2) показаны распределения давления и напряжения трения в случае установившегося ( $T \gg 7$ ) обтекания щитка с  $X_E=9$ ;  $\alpha_0=2$  и  $P_0=-2$ , причем зависимость угла отклонения и давления на донном срезе от времени описывалась уравнениями (2.2). Стационарные значения коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$  уменьшаются по сравнению с их значениями при невязком обтекании на 15 и 37% соответственно, а заброс коэффициентов подъемной силы и шарнирного момента составил в этом случае 2,3 и 6% (фиг. 3, кривая 4). Уменьшение максимального угла отклонения  $\alpha_0$  и донного давления  $P_0$  привело к увеличению влияния вязкого взаимодействия на аэродинамические коэффициенты. Это происходит главным об-

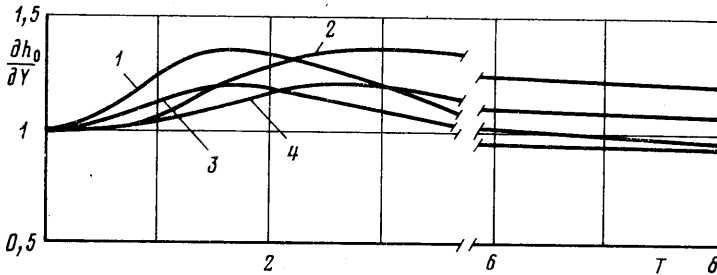


Фиг. 4

разом вследствие увеличения относительного вклада течения разрежения на задней кромке щитка в величину аэродинамических коэффициентов  $C_y$  и  $C_m$ . Уменьшение величины  $\alpha_0$  (максимального угла отклонения щитка) ведет к уменьшению протяженности зоны отрыва около угловой точки и более быстрому установлению течения в этой области. Это в свою очередь приводит к уменьшению времени установления всего течения в области взаимодействия около щитка.

В процессе развития течения около щитка изменяются и тепловые потоки к его поверхности. На фиг. 4 приведены распределения тепловых потоков по поверхности щитка ( $X_E=9$ ,  $\alpha_0=3$ ,  $P_0=-1$ ), отклоняемого в поток по закону  $\alpha_1(T)$  (2.3), для различных моментов времени  $T=1$ ; 3, 9 (кривые 1, 2, 3). При установлении течения разрежения на задней кромке происходит рост тепловых потоков около донного среза щитка. Максимальное значение теплового потока на задней кромке достигается при стационарном обтекании и более чем в 2,5 раза превышает величину теплового потока в невозмущенном пограничном слое перед областью взаимодействия.

С ростом зоны отрыва пограничного слоя точка отрыва перемещается вверх, а точка присоединения — вниз по потоку от угловой точки щитка. Одновременно с движением точки присоединения вниз по течению перемещается и точка с максимальным значением теплового потока в области присоединения. Эта точка соответствует локальному максимуму в распределении теплового потока по поверхности щитка (фиг. 4). В случае установившегося течения этот локальный максимум теплового потока отсутствует, так как область с большими тепловыми потоками за точкой присоединения сливается для щитков небольшой длины ( $X_E \ll 15$ ) с областью повышенных тепловых потоков в течении разрежения на задней кромке щитка. Величина локального максимума теплового потока, как показы-



Фиг. 5

вают расчеты для этого щитка, на 30–40% превосходит величину теплового потока в невозмущенном пограничном слое. Это проиллюстрировано зависимостью теплового потока от времени в точках  $X=1, 2$  и  $3$ , представленной на фиг. 5 кривыми 1 и 2.

При стационарном обтекании точка с координатой  $X=1, 2$  располагается в области отрыва, а точка  $X=3$  — ниже по течению от точки присоединения потока к поверхности щитка. Однако в процессе развития области возвратного течения величина теплового потока в точках  $X=1, 2$  и  $3$  превышает свое стационарное значение соответственно на 48 и 19% при приближении к ним точки присоединения.

Аналогичная зависимость от времени теплового потока в точках  $X=1, 2$  и  $3$  была получена при расчете обтекания щитка с параметрами  $X_E=9, \alpha_0=2, P_0=-2$  (фиг. 5, кривые 3 и 4). Уменьшение предельного угла отклонения щитка привело к уменьшению максимальных величин теплового потока в области присоединения, и максимальные величины теплового потока в точках  $X=1, 2$  и  $3$  превышали свои стационарные значения лишь на 25 и 13% соответственно. Такие забросы тепловых потоков к поверхности щитка имеют место (см. фиг. 5) в процессе отклонения щитка в поток, когда происходит установление течения в области отрыва около угловой точки щитка. При этом к поверхности щитка приходят, по видимому, линии тока с большей энтальпией торможения, чем в случае установившегося обтекания щитка.

Итак, нестационарность и взаимодействие пограничного слоя с внешним сверхзвуковым потоком оказывают существенное влияние на такие аэродинамические характеристики, как коэффициент подъемной силы и шарнирного момента щитка, и могут приводить к появлению больших тепловых потоков в местах, где при стационарном обтекании щитка тепловые потоки сравнительно невелики. Максимальный тепловой поток в области присоединения возрастает с увеличением предельного угла отклонения  $\alpha_0$  и уменьшением промежутка времени  $\Delta T$ , в течении которого

щиток отклоняется в сверхзвуковой поток. Поэтому подобное явление может, по-видимому, играть важную роль в аэродинамическом нагревании щитков, отклоняемых на большие углы с большой угловой скоростью, так как для развитых отрывных областей величина теплового потока в области присоединения может в несколько раз превосходить величину теплового потока в безотрывном обтекании [4].

Автор благодарит В. Я. Нейланда за ценные советы в процессе обсуждения работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 310 с.
2. Нейланд В. Я. К теории отрыва ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 4, с. 53.
3. Stewartson K., Williams P. G. Self-induced separation.— Proc. Roy. Soc. London, ser. A, 1969, v. 312, № 1509, p. 181.
4. Нейланд В. Я. Асимптотические задачи теории вязких сверхзвуковых течений.— Тр. ЦАГИ, 1974, вып. 1529, 125 с.
5. Daniels P. G. Numerical and asymptotic solutions for the supersonic flow near the trailing edge of a flat plate.— Quart. J. Mech. and Appl. Math., 1974, v. 27, № 2, p. 175.
6. Daniels P. G. Numerical and asymptotic solutions for the supersonic flow near the trailing edge of a flat plate at incidence.— J. Fluid Mech., 1974, v. 63, № 4, p. 641.
7. Daniels P. G. The flow about the trailing edge of a supersonic oscillating aerofoil.— J. Fluid Mech., 1975, № 3, p. 541.
8. Schneider W. Upstream propagation of a unsteady disturbances in supersonic boundary layers.— J. Fluid. Mech., 1974, v. 63, № 3, p. 465.
9. Рыжов О. С., Терентьев Е. Д. О нестационарном пограничном слое с самоиндуцированным давлением.— ПММ, 1977, т. 41, вып. 6, с. 1007.
10. Рубан А. И. Численное решение локальной асимптотической задачи о нестационарном отрыве ламинарного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1978, № 5, т. 18, с. 1253.
11. Carter J. E. Solutions for laminar boundary layers with separation and reattachment.— AIAA Pap., 1974, № 583, 11 p.
12. Klineberg J. M., Steger J. L. On laminar boundary — layer separation.— AIAA Pap., 1974, № 94, p. 17.
13. Jenson R., Burggraf O. R., Rizzetta D. P. Asymptotic solution for supersonic viscous flow past a compression corner.— Lect. Notes Phys., 1975, v. 35, p. 218–224.
14. Рубан А. И. Численный метод решения задачи о свободном взаимодействии.— Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 2, с. 45.

Москва

Поступила в редакцию  
21.XI.1979