

7. Петвиашвили В. И. Об уравнении необыкновенного солитона. *Физика плазмы*, 1976, т. 2, вып. 3.
8. Петвиашвили В. И., Целлодуб О. Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости. Докл. АН СССР, 1978, т. 233, № 6.
9. Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г., Алексеенко С. В. Стационарные двумерные кацьящиеся волны на вертикальной пленке жидкости. *Инж.-физ. ж.*, 1976, т. 30, № 5.
10. Шкадов В. Я. Уединенные волны в слое вязкой жидкости. *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1977, № 1.

УДК 532.526.2

## ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ КЛИНЕ

Г. Н. СТЕПАНОВ

(Москва)

Рассматривается нестационарный ламинарный пограничный слой на остром клине, обтекаемом потоком сжимаемого совершенного газа и совершающем медленные гармонические колебания относительно передней точки. Считается, что возмущения, вызванные колебаниями, малы и задача решается в линейном приближении. Предполагается, что толщина пограничного слоя мала по сравнению с толщиной всей возмущенной области. Тогда в первом приближении влиянием пограничного слоя на внешнее невязкое течение можно пренебречь и принимать параметры на внешней границе пограничного слоя равными их значению на теле при невязком обтекании клина. Они определяются из точного в рамках линейной постановки решения невязкой задачи. Стенка считается изотермической. Зависимость вязкости от температуры — линейная.

При указанных предположениях задача расчета нестационарных возмущений в пограничном слое на клине сводится к автомодельной.

1. Пусть угол атаки клина изменяется со временем по закону  $\alpha = \alpha_0 \sin \omega t$ , причем

$$(1.1) \quad \alpha_0 \ll \varepsilon_1, \quad \omega_0 = \omega L / V \ll 1$$

Здесь  $\alpha$  — угол атаки,  $\omega$  — частота колебаний,  $t$  — время,  $V$  — скорость полета,  $L$  — характерная длина,  $\varepsilon_1 L$  — расстояние от оси тела до ударной волны.

Отметим, что второе условие в (1.1), как правило, всегда выполняется, так как для реальных условий полета  $\omega \sim 1-10$  гц,  $L \sim 1$  м,  $V \sim (10^3-10^4)$  м/сек.

Возмущение параметров обтекания, обусловленное колебаниями, представим в виде

$$(1.2) \quad \Delta f = f - f_0 = \alpha_0 A_f f_0 \sin(\omega t + \varphi_f)$$

Здесь через  $f$  обозначено давление  $p$ , плотность  $\rho$ , энтальпия  $i$ , составляющие скорости  $u$  и  $v$  вдоль координатных осей и коэффициент вязкости  $\mu$ , отнесенные соответственно к величинам  $\rho_0^e (u_0^e)^2$ ,  $\rho_0^e (u_0^e)^2$ ,  $u_0^e$ ,  $\mu_0^e$ , построенным по параметрам на теле в задаче невязкого обтекания неподвижного клина,  $f_0$  — основное стационарное решение,  $A_f$  — относительная амплитуда колебаний, которая может быть определена из решения стационарной задачи обтекания мгновенно фиксированного положения тела (квазистационарное приближение),  $\varphi_f$  — фазовый сдвиг. Все геометрические размеры отнесены к  $L$ .

Разобьем всю возмущенную область течения на внутреннюю толщиной порядка  $\delta$  (пристеночный пограничный слой) и внешнюю толщиной порядка  $\varepsilon$  с характерными для каждой из них размерными параметрами и будем предполагать, что

$$(1.3) \quad \delta \sim Re^{-0.5} \ll \varepsilon, \quad Re = \rho_0^e u_0^e L / \mu_0^e$$

Разложим решение задачи в этих областях в ряд по малому параметру  $\delta$  и ограничимся в дальнейшем первым (нулевым по  $\delta$ ) приближением.

Во внешнем слое задача сводится к рассмотрению обтекания колеблющегося клина потоком невязкого газа. При выполнении условий (1.1) допустима линеаризация и в связанной с телом ортогональной системе координат  $x, y$  (ось  $x$  направлена

от передней точки вдоль поверхности клина) решение имеет структуру [1, 2]

$$(1.4) \quad \begin{aligned} f &= f_0 e^{\alpha_0} + \alpha_0 \sin \omega t f_1 e^{\alpha_0} + \alpha_0 \omega_0 \cos \omega t (f_2 e^{\alpha_0} x + f_3 e^{\alpha_0} y) \\ f_j^e &= \text{const}, \quad f_2^e \sim \varepsilon_1 f_3^e, \quad f = \{p, \rho, i, u, v\}, \quad i = \{0, 1, 2, 3\} \\ A_j &= f_1^e / f_0^e, \quad \varphi_j = \text{arctg} [\omega_0 (f_2^e x + f_3^e y) / p_1^e] \end{aligned}$$

В пограничном слое при пренебрежении малыми членами порядка  $\alpha^2, \alpha, \alpha_n, \alpha^2 \dots$  ( $\alpha = d\alpha/dt$ ) течение в связанных с телом координатах описывается системой уравнений плоского сжимаемого нестационарного пограничного слоя в форме Прандтля [3]. На расстояниях от тела порядка толщины пограничного слоя ( $y \sim \delta$ ) имеем  $f_3^e y \ll f_2^e x$ . Перепад давления поперек пограничного слоя определяется из следующего приближения в разложении по  $\delta$  и имеет порядок  $\alpha \delta$ . Следовательно, при рассмотрении в линейном приближении структуры течения в пограничном слое давление можно считать заданным и постоянным поперек слоя. Согласно (1.4)

$$(1.5) \quad \Delta p = p_1 \alpha_0 \sin \omega t + p_2 x \alpha_0 \omega_0 \cos \omega t, \quad p_1 = \text{const}, \quad p_2 = \text{const}$$

Поскольку градиенты возмущений продольной скорости  $\Delta u$  и энтальпии  $\Delta i$  поперек пограничного слоя, имеющие порядок  $\alpha_0 \omega_0 f_2^e / \delta \sim \alpha_0 \omega_0 \varepsilon_1 / \delta$ , существенно больше градиентов этих величин во внешнем невязком потоке, равных по порядку  $\alpha_0 \omega_0 f_3^e \sim \alpha_0 \omega_0$ , то завихренность можно пренебречь и, согласно (1.4), на внешней границе пограничного слоя принимается

$$(1.6) \quad \begin{aligned} \Delta f^e &= f_1^e \alpha_0 \sin \omega t + f_2^e x \alpha_0 \omega_0 \cos \omega t \\ f_1^e &= \text{const}, \quad f_2^e = \text{const}, \quad f = \{u, i\} \end{aligned}$$

На стенке, оставаясь в рамках справедливости теории пограничного слоя, предполагаем наличие расхода  $\rho_w, v_w$  на поверхности, который в каждый момент времени пропорционален тепловому потоку  $q_w$  (например, случай сублимации, когда стенка достаточно холодная и излучением можно пренебречь). Тогда ( $\sigma$  – число Прандтля)

$$(1.7) \quad u = 0, \quad i_w = \text{const}, \quad \frac{q_w}{\rho_0^e (\mu_0^e)^3} = - \frac{\mu_w}{\sigma \text{Re}} \left( \frac{\partial i}{\partial y} \right)_w = A \rho_w v_w, \quad A = \text{const}$$

Таким образом, задача свелась к решению уравнений нестационарного пограничного слоя на пластине с граничными условиями (1.6) и (1.7) при заданном постоянном распределении давления (1.5) поперек пограничного слоя.

2. Вводим функцию  $\psi$  и в переменных А. А. Дородницына ищем в линейном приближении решение задачи в виде

$$(2.1) \quad \Delta f = f - f_0 = \alpha_0 f_1(x, Y) \sin \omega t + \alpha_0 \omega_0 f_2(x, Y) \cos \omega t, \quad f = \{\psi, p, \rho, i\}$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u, \quad - \frac{\partial \psi}{\partial x} = \int_0^y \frac{\partial \rho}{\partial t} dy + \rho v, \quad Y = \int_0^y \rho dy$$

Тогда для возмущений  $f_1$  и  $f_2$  в предположении линейной зависимости вязкости от температуры имеем

$$(2.2) \quad \begin{aligned} F(\psi_1) &= a^2 \frac{p_1}{\rho_0} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial Y^3}, \quad F(\psi_2) = a^2 \frac{p_2}{\rho_0} \frac{\partial^3 \psi_0}{\partial Y^3} - \frac{p_2}{\rho_0} \frac{\partial \psi_1}{\partial Y}, \quad a^2 = \frac{\mu_0 \rho_0}{\text{Re}} \\ F(i_1) &= \frac{a^2}{\sigma} \frac{p_1}{\rho_0} \frac{\partial^2 i_0}{\partial Y^2}, \quad F(i_2) = a^2 \frac{p_2}{\rho_0} \left[ \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 i_0}{\partial Y^2} + \left( \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial Y^2} \right)^2 \right] + \frac{p_2}{\rho_0} \frac{\partial \psi_0}{\partial Y} - i_2 \\ \frac{p_1}{\rho_0} &= \frac{\rho_1}{\rho_0} + \frac{i_1}{i_0}, \quad \frac{p_2}{\rho_0} = \frac{\rho_2}{\rho_0} + \frac{i_2}{i_0} \\ F(\psi_j) &= \frac{\partial \psi_j}{\partial Y} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x \partial Y} + \frac{\partial \psi_0}{\partial Y} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial x \partial Y} - \frac{\partial \psi_j}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial Y^2} - \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial Y^2} - a^2 \frac{\partial^3 \psi_j}{\partial Y^3} \\ F(i_j) &= \frac{\partial \psi_0}{\partial Y} \frac{\partial i_j}{\partial x} - \frac{\partial \psi_j}{\partial x} \frac{\partial i_0}{\partial Y} + \frac{\partial \psi_j}{\partial Y} \frac{\partial i_0}{\partial x} - \\ & - \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \frac{\partial i_j}{\partial Y} - \frac{a^2}{\sigma} \frac{\partial^2 i_j}{\partial Y^2} - 2a^2 \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial Y^2} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial Y^2} \end{aligned}$$

Линеаризация (2.1) решения задачи пограничного слоя требует дополнительного к (1.1) ограничения, которое определяется из предположения, что возмущения  $\Delta f$  велики по сравнению с пренебрегаемыми следующими членами в асимптотическом разложении параметров по  $\delta$ . Для клина это имеет место, если

$$(2.3) \quad \alpha_0 \gg \varepsilon_1 \text{Re}^{-1}$$

Отметим, что  $f_1$  и  $f_2$  из-за зависимости координаты  $Y$  от времени не совпадают с обычно принятыми в линеаризованных решениях нестационарных задач возмущениями  $f_\alpha$  и  $f_\alpha^*$ , находящимися в фазе с углом атаки  $\alpha$  и угловой скоростью  $\dot{\alpha}$  соответственно. Они переходят в них только на границах при  $Y=0$  и  $Y \rightarrow \infty$  (тогда  $A_f = f_1/f_0$ ,  $\varphi_f = \arctg[\omega_0 f_2/f_1]$ ) для возмущений трения и теплообмена на стенке, толщины вытеснения пограничного слоя. Так как численное интегрирование уравнений проводится до конечных значений  $Y$ , то положение внешней границы пограничного слоя также зависит от времени. Практически внешние условия сносятся на некоторую фиксированную поверхность, например границу пограничного слоя в стационарной задаче. Учитывая, что в невязком течении  $\partial f_0/\partial y = 0$ , можно показать, что при этом внешние граничные условия (1.6) сохраняют свой вид.

Переходя к автономным переменным  $x, \eta = Y/a\sqrt{x}$ , окончательно получим (здесь штрихом обозначена производная по  $\eta$ )

$$(2.4) \quad \begin{aligned} \varphi_1''' + \frac{1}{2} \varphi_0 \varphi_1'' + \frac{1}{2} \varphi_1 \varphi_0'' &= -\frac{p_1}{p_0} \varphi_0''' \\ \frac{1}{\sigma} i_1'' + \frac{1}{2} \varphi_1 i_0' + \frac{1}{2} \varphi_0 i_1' - \frac{1}{2} \frac{p_1}{p_0} \varphi_0 i_0' + 2\varphi_0'' \varphi_1'' &= 0 \\ \frac{p_1}{p_0} &= \frac{i_1}{i_0} + \frac{\rho_1}{\rho_0} \\ \varphi_2''' + \frac{1}{2} \varphi_0 \varphi_2'' + \frac{3}{2} \varphi_2 \varphi_0'' - \varphi_0' \varphi_2' &= \varphi_1' + \frac{p_2}{p_0} - \frac{p_2}{p_0} \varphi_0''' \\ \frac{1}{\sigma} J_2'' + \frac{1}{2} \varphi_0 J_2' - \varphi_0 J_2 + \frac{3}{2} \varphi_2 i_0' &= \frac{1}{2} \frac{p_2}{p_0} \varphi_0 i_0' - i_1 - \frac{p_1}{\rho_0} - 2\varphi_0'' \varphi_1'' - \frac{\varphi_0}{\rho_0} p_2 \\ \frac{p_2}{p_0} &= \frac{J_2}{i_0} + \frac{R_2}{\rho_0} \end{aligned}$$

Здесь

$$(2.5) \quad \begin{aligned} \psi_0 &= a\sqrt{x} \varphi_0(\eta), \quad i_0 = i_0(\eta), \quad \rho_0 = \rho_0(\eta) \\ \psi_1 &= a\sqrt{x} \varphi_1(\eta), \quad i_1 = i_1(\eta), \quad \rho_1 = \rho_1(\eta) \\ \psi_2 &= ax\sqrt{x} \varphi_2(\eta), \quad i_2 = xJ_2(\eta), \quad \rho_2 = xR_2(\eta) \end{aligned}$$

На внешней границе и на теле (при отсутствии вдува  $K=0$ ) получим соответственно

$$(2.6) \quad \begin{aligned} \varphi_1' &= u_1^e, \quad i_1 = i_1^e, \quad \varphi_2' = u_2^e, \quad J_2 = i_2^e \quad (\eta \rightarrow \infty) \\ \varphi_1 &= -Ki_0'(i_1'/i_0' + p_1/p_0), \quad \varphi_1' = 0, \quad i_1 = 0 \quad (\eta=0) \\ \varphi_2 &= -1/3 Ki_0'(J_2'/i_0' + p_2/p_0), \quad \varphi_2' = 0, \quad i_2 = 0 \quad (\eta=0) \end{aligned}$$

Система (2.4)–(2.6) решалась численно.

3. В частном случае  $K=0$  для параметров с индексом 1 из (2.4) можно получить аналитическое решение

$$(3.1) \quad \begin{aligned} \varphi_1 &= 1/2 (u_1^e + p_1/p_0) \varphi_0 + 1/2 \eta \varphi_0' (u_1^e - p_1/p_0) \\ i_1 &= \sigma \int_0^\eta (\varphi_0'')^\sigma \int_0^\eta \Phi(\eta) (\varphi_0'')^{-\sigma} d\eta d\eta - B \int_0^\eta (\varphi_0'')^\sigma d\eta \\ \Phi(\eta) &= 1/4 i_0' (\varphi_0 + \eta \varphi_0') \left( \frac{p_1}{p_0} - u_1^e \right) - 2\varphi_0'' \varphi_1'' \\ B &= \left[ \sigma \int_0^\infty (\varphi_0'')^\sigma \int_0^\eta \Phi(\eta) (\varphi_0'')^{-\sigma} d\eta d\eta - i_1^e \right] \left[ \int_0^\infty (\varphi_0'')^\sigma d\eta \right]^{-1} \end{aligned}$$

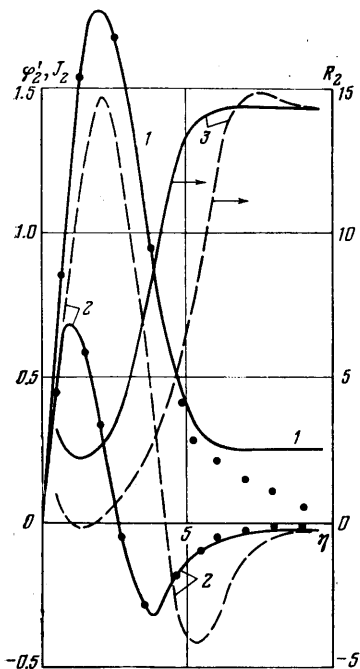
Отметим, что параметры с индексом 1 можно также получить из стационарного решения задачи для мгновенно фиксированного положения тела.

На фиг. 1 на примере клина с углом полураствора  $\theta=10^\circ$ , обтекаемого потоком совершенного газа  $M_\infty=20$ ,  $\gamma=1.4$ , иллюстрируется характер зависимости величин  $\varphi_2'$ ,  $J_2$ ,  $R_2$  (соответственно кривые 1-3) от координаты  $\eta$ . Сплошные кривые соответствуют случаю  $K=0$ , пунктир -  $K=15$ . Видно, что наличие вдува ( $K \neq 0$ ) приводит к утолщению пограничного слоя.

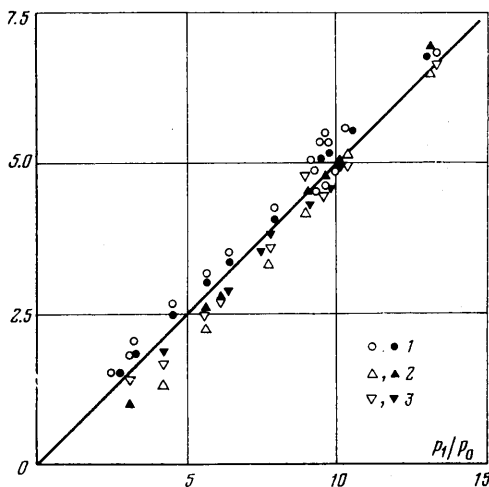
Заметим, что в силу линейности уравнений (2.4) возможно дальнейшее упрощение задачи, если решение представить в виде

$$(3.2) \quad \begin{aligned} f_1 &= p_1 f_{11} / p_0 + [u_1^e f_{12} + i_1^e f_{13}], \quad f = \{\varphi, i, J\} \\ f_2 &= p_2 f_{21} / p_0 + p_1 f_{22} / p_0 + [u_1^e f_{23} + u_2^e f_{24} + i_1^e f_{25} + i_2^e f_{26}] \end{aligned}$$

и пренебречь членами в скобках, имеющими порядок  $\epsilon_1^2$  по отношению к составляющим, пропорциональным возмущению давления. При этом функции  $f_{11}$ ,  $f_{21}$ ,  $f_{22}$  не



Фиг. 1



Фиг. 2

зависят от характера и величин возмущений, связанных с колебаниями, и определяются по известному решению стационарной задачи. Приближенный в соответствии с таким подходом численный расчет параметров  $\varphi_2'$  и  $J_2$  на фиг. 1 представлен точками.

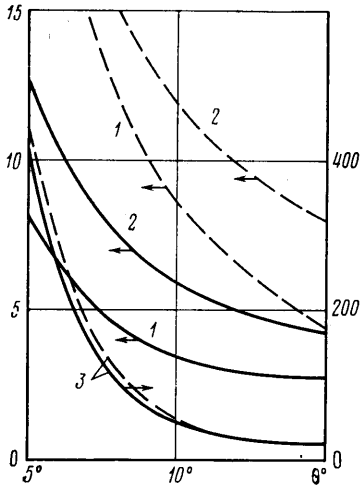
Анализ результатов показывает, что при изменении параметра  $K$  в пределах 0-50 (что соответствует изменению величины  $\varphi$  на теле в пределах  $-1 \leq \varphi_0(0) \leq 0$ )

$$(3.3) \quad \frac{\varphi_1''(0)}{\varphi_0''(0)} \approx \frac{i_1'(0)}{i_0'(0)} \approx \frac{\delta_1^*}{\delta_0^*} \approx -\frac{1}{2} \frac{p_1}{p_0} \quad \left( \delta^* = \int_0^\infty \left( 1 - \frac{\rho u}{\rho^e u^e} \right) dy \right)$$

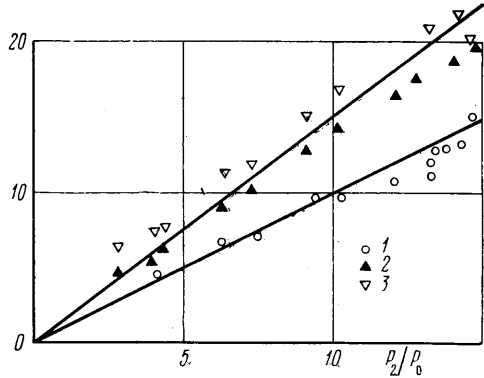
и для возмущений трения на стенке  $\tau_w$  теплового потока  $q_w$  и параметра  $\delta^*$  имеем

$$(3.4) \quad \begin{aligned} A_\tau \approx A_q \approx A_\delta \approx \frac{1}{2} A_p, \quad A_\tau &= \frac{\tau_{w1}}{\tau_{w0}}, \quad A_q = \frac{q_{w1}}{q_{w0}} \\ A_\delta &= \left| \frac{\delta_1^*}{\delta_0^*} \right|, \quad A_p = \frac{p_1}{p_0} \end{aligned}$$

Следовательно, относительные амплитуды колебаний трения, теплового потока и  $\delta^*$  практически не зависят от величины расхода на поверхности и составляют примерно половину от относительной амплитуды колебаний давления на теле в невязкой задаче. Зависимость  $A_\delta$ ,  $A_\tau$ ,  $A_q$  от отношения  $p_1/p_0$  отмечена на фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

индексами 1, 2, 3 соответственно. Светлые значки относятся к случаю  $K=0$ , темные —  $K \approx 50$ .

Этот вывод может быть получен и из простых соображений. Выпишем решение стационарной задачи для мгновенно фиксированного положения клина [4]

$$(3.5) \quad \tau_w = u^e \varphi_0''(0) \left( \frac{\rho^e \mu^e u^e}{L} \right)^{1/2}, \quad q_w = (u^e)^2 \left( \frac{\rho^e \mu^e u^e}{L} \right)^{1/2} \frac{i_0'(0)}{\sigma}$$

$$\delta^* \approx \left[ \frac{1.73 i_w}{i^e} + \varphi_0''(0) (\gamma - 1) (M^e)^2 \right] \left( \frac{\mu^e}{\rho^e u^e L} \right)^{1/2}$$

Отсюда, линеаризируя параметры на внешней границе ( $f^e = f_0^e + \alpha f_1^e$ ) и пренебрегая членами порядка  $\epsilon_1^2$ , получим соотношения (3.4).

На фиг. 3 для различных углов полураствора клина  $\theta$  ( $M_\infty = 20$ ,  $\gamma = 1.4$ ) представлены величины  $\varphi_2''/\varphi_0''$  (кривая 1),  $J_2'/i_0'$  (кривая 2) при  $\eta = 0$ , характеризующие нестационарные возмущения трения и теплового потока на стенке, и  $\delta_2^* Re^{1/2}/L$  (кривая 3). Сплошные линии относятся к случаю  $K=0$ , пунктир —  $K \approx 15$ . Видно, что с увеличением вдува отношения  $\varphi_2''/\varphi_0''$  и  $J_2'/i_0'$  растут. Слабо сказывается изменение  $K$  ( $K=0-50$ ) на величине  $\delta_2^*$ .

Анализ результатов расчета нестационарных возмущений показывает, что при отсутствии вдува ( $K=0$ ) в диапазоне  $M_\infty = 3-20$ ,  $\gamma = 1.05-1.66$ ,  $\theta = 5-30^\circ$ ,  $i_w/i_0^e = 0-1$  справедливы следующие приближения (фиг. 4, где 1 относится к  $\delta_2^*/\delta_0^*$ , 2 —  $\tau_{w2}/\tau_{w0}$ , 3 —  $q_{w2}/q_{w0}$ ):

$$(3.6) \quad \frac{\tau_{w2}}{\tau_{w0}} \approx \frac{q_{w2}}{q_{w0}} \approx \frac{3}{2} \frac{p_2}{p_0}, \quad \frac{\delta_2^*}{\delta_0^*} \approx - \frac{p_2}{p_0}$$

Отсюда, используя (3.3), имеем

$$(3.7) \quad \varphi_\tau \approx \varphi_q \approx \arctg 3\omega_0 \frac{p_2}{p_1} \approx 3 \arctg \omega_0 \frac{p_2}{p_1} \approx 3\varphi_p, \quad \varphi_\delta \approx 2\varphi_p$$

Следовательно, сдвиг колебаний трения  $\tau_w$  и теплового потока  $q_w$  по отношению к колебаниям угла атаки примерно в 3 раза больше по сравнению со сдвигом колебаний давления на теле в невязкой задаче. Колебания  $\delta^*$  сдвинуты по отношению к колебаниям угла атаки  $\alpha$  на угол, равный  $\pi + 2\varphi_p$ .

Поступила 19 III 1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. Полянский О. Ю. О некоторых особенностях нестационарного обтекания тел сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 4.
2. Дунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М., «Машиностроение», 1975.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
4. Хейз У., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

УДК 532.525.2+533.6.011.5

## ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ СТРУИ, ИНЖЕКТИРУЕМОЙ В НАБЕГАЮЩИЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК

В. В. БЛАГОВ, Н. Е. МАСЯКИН, М. Н. ПОЛЯНСКИЙ

(Москва)

Геометрические характеристики струй, инжектируемых через отверстие в плоской пластине в набегающий сверхзвуковой поток, изучались в ряде работ [1, 3]. Однако критериальная обработка результатов проводилась разными авторами по разным параметрам. В [1] определяющей считалась степень нерасчетности инжектируемой струи  $n = p_a / p_\infty$ , в [3] экспериментальные точки строились в зависимости от относительного скоростного напора струи  $\rho_a u_a^2 / (\rho_\infty u_\infty^2)$ . В настоящей работе на основе соображений размерности определены безразмерные параметры, влияющие на поле течения при взаимодействии инжектируемой струи с набегающим сверхзвуковым потоком газа, экспериментально исследовано влияние определяющих безразмерных параметров на глубину проникновения инжектируемых струй в поток. Показано, что относительная глубина проникновения инжектируемых струй в сверхзвуковой поток определяется в основном относительным удельным импульсом струи, углом инжекции и формой сечения сопла вдува.

1. При обтекании тела неизменной формой (пластины, в частности) потоком нереагирующего газа безразмерные характеристики течения определяются следующими параметрами (без учета влияния температуры): числом Маха  $M_\infty$ , числом Рейнольдса  $Re_\infty$ , числом Прандтля  $Pr_\infty$  и отношением удельных теплоемкостей  $\kappa_\infty$  [4]. При обтекании тела со струями, инжектируемыми с его поверхности под углом к направлению основного потока, число определяющих величин заметно увеличивается. На течение будут влиять скорость  $u_a$ , плотность  $\rho_a$  и температура  $T_a$  инжектируемого газа, характерный размер инжектирующих сопел  $d_a$ , форма выходного сечения сопла, угол  $\beta_a$ , под которым инжектируется газ, и физические характеристики вдуваемого газа — вязкость  $\mu_a$ , теплопроводность  $\lambda_a$ , теплоемкость  $c_{va}$ . Тогда для неизменной формы выходного сечения сопла и угла  $\beta$  к определяющим безразмерным параметрам добавятся геометрический параметр  $d_a/d$ , число Маха инжектируемого газа  $M_a$ , отношение температур  $T_a/T_\infty$ , удельный относительный импульс инжектируемого газа  $I = n(1 + \kappa_a M_a^2) / (1 + \kappa_\infty M_\infty^2)$  и числа Прандтля  $Pr_a$ , Рейнольдса  $Re_a$ , а также отношение удельных теплоемкостей инжектируемого газа  $\kappa_a$ . Если газы инжектируемой струи и набегающего потока одинаковы, то последние три параметра перестают быть независимыми и исключаются из рассмотрения.

При определении глубины проникновения струи, инжектируемой в набегающий сверхзвуковой поток, в ряде работ в качестве определяющего параметра принимались либо степень нерасчетности струи [1], либо отношение скоростных напоров струи и набегающего потока [3]. Известно, что при больших числах  $M$  поле течения около тела определяется силой лобового сопротивления [5]. Следовательно, можно предположить, что воздействие поперечной струи на газовый поток также в значительной степени определяется силой, которая зависит от импульса вдуваемой струи. Этот параметр удобен еще и потому, что в него входят  $M_a$ ,  $M_\infty$ ,  $\kappa_a$ ,  $\kappa_\infty$ , которые сами являются безразмерными параметрами подобия. И если геометрия течения при взаимодействии инжектируемой струи с набегающим потоком определяется относительным импульсом, то это практически сократит число определяющих критериев. Исходя из сказанного, в качестве определяющего параметра был выбран удельный относительный импульс струи  $I$ .

2. В плоской аэродинамической трубе, обеспечивающей число Маха набегающего потока  $M_\infty = 2.1-3.7$ , экспериментально определялась глубина проникновения струи, инжектируемой в сверхзвуковой поток. Вдув струи осуществлялся с плоской пластины, служащей продолжением нижней колодки сопла аэродинамической