УДК 532.526+533.6.011.55—3

О ТЕЧЕНИИ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ТЕЛАХ СТЕПЕННОЙ ФОРМЫ ПРИ НАЛИЧИИ МАССООБМЕНА

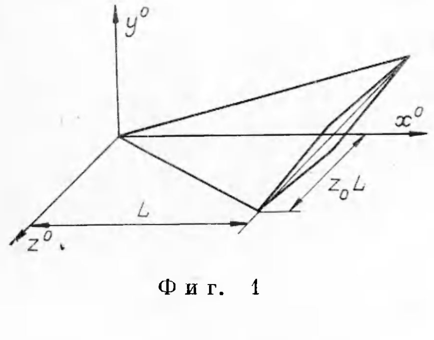
Г. Н. Дудин

(Москва)

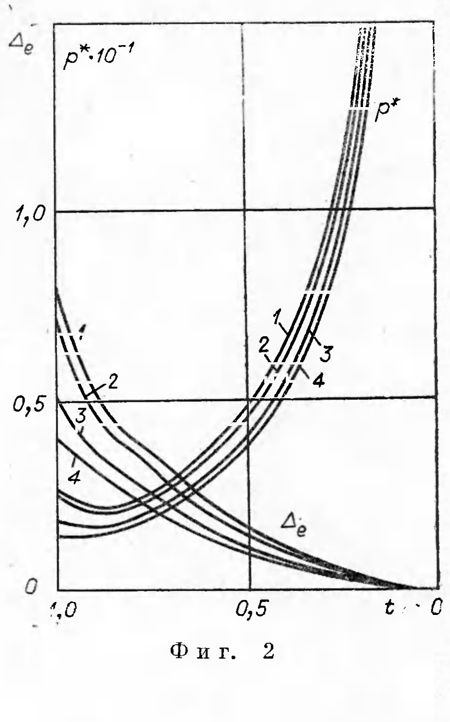
1. Необходимость исследования течений с массообменом объясняется весьма существенным влиянием его на аэродинамические характеристики летательного аппарата и теплообмен с окружающей средой. Так, принудительный вдув является эффективным средством уменьшения конвективных и радиационных тепловых потоков к обтекаемой поверхности. Массообмен может существенно изменить эффективную форму тела и влиять как на отрыв пограничного слоя, так и на образование вторичных течений.

Исследованию массообмена посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Обзор исследования влияния принудительного вдува и отсоса на характеристики двумерного стационарного пограничного слоя на проницаемой поверхности представлен, например, в работе [1]. Особую актуальность в настоящее время приобрели исследования влияния массообмена на пространственные течения вязкого газа при гиперзвуковых скоростях полета [2, 3].

В данной работе рассматривается симметричное обтекание тонкого тела степенной формы гиперзвуковым потоком вязкого газа при наличии массообмена. Система координат прямоугольная (фиг. 1). Ось x^0 направлена вдоль вектора скорости набегающего потока U_∞. Величины u^0, v^0, w^0 — компоненты вектора скорости в пограничном слое соответственно вдоль осей x^0, y^0, z^0. На поверхности тела $v^0 = F^0(x^0, z^0)$. Форма тела задана уравнением $y^0 = \delta_w^0(x^0, z^0)$. Учитывая, что рассматривается обтекание тонкого тела, можно ввести переменные [4], связанные с его поверхностью $y_* = y^0 - \delta_w^0(x^0, z^0)$, $v_* = v^0 - u^0\partial\delta_w^0/\partial x^0 - w^0\partial\delta_w^0/\partial z^0$. В соответствии с обычными оценками для пограничного слоя в гиперзвуковом потоке [5] вводятся безразмерные переменные



Фиг. 1



Фиг. 2

$$x^0 = Lx,\ y_* = L\delta y,\ z^0 = Lz_0z,\ \rho^0 = \rho_\infty\tau^2\rho, \tag{1.1}$$

$$g^0 = U_\infty^2 g/2,\ p^0 = \rho_\infty U_\infty^2\tau^2 p,\ u^0 = U_\infty u,\ w^0 = U_\infty w,$$

$$v_* = U_\infty \delta z_0^{-1} v,\ \mu^0 = \mu_0\mu,\ F^0 = U_\infty\delta z_0^{-1}F,$$

$$\delta_w^0 = L\tau\delta_w,\ \delta_e^0 = L\delta\delta_e,\ \delta = \tau^{-1}z_0^{1/2}\mathrm{Re}^{-1/2},$$

где z_0 — удлинение, характеризующее отношение размеров тела в поперечном и продольном направлениях; τ — характерная толщина крыла; δ_e^0 — толщина вытеснения пограничного слоя; $\mathrm{Re} = \rho_\infty U_\infty L/\mu_0$ — число Рейнольдса; ρ_∞ — плотность газа в невозмущенном потоке; μ_0 — коэффициент вязкости, вычисленный при температуре торможения набегающего потока; L — характерный продольный размер, который в автомодельном случае из конечных результатов выпадает; g^0 — энтальпия торможения.

Подстановка переменных (1.1) в уравнения Навье—Стокса и совершение предельного перехода $\mathrm{Re} \to \infty$ приводят к уравнениям пространственного пограничного слоя, которые в переменных А. А. Дородницына имеют вид

$$z_0 u\frac{\partial u}{\partial x} + v_0\frac{\partial u}{\partial \lambda} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{z_0}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\rho\mu\frac{\partial u}{\partial\lambda}\right), \tag{1.2}$$

$$z_0 u\frac{\partial w}{\partial x} + v_0\frac{\partial w}{\partial \lambda} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial\lambda}\left(\rho\mu\frac{\partial w}{\partial\lambda}\right),$$

$$z_0 u\frac{\partial g}{\partial x} + v_0\frac{\partial g}{\partial \lambda} + w\frac{\partial g}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial\lambda}\left\{\rho\mu\left[\frac{1}{\sigma}\frac{\partial g}{\partial\lambda} - \frac{1-\sigma}{\sigma}\frac{\partial(u^2+w^2)}{\partial\lambda}\right]\right\},$$

$$z_0\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial\lambda} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,\ \rho = \frac{2\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{g-u^2-w^2},\ \mu = (g-u^2-w^2)^\omega,$$

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

$$\lambda = \int_0^y \rho dy,\ v_0 = \rho v + w\frac{\partial\lambda}{\partial z} + z_0 u\frac{\partial\lambda}{\partial x},$$

где σ — число Прандтля. Граничные условия имеют вид

$$u = w = 0,\ v_0 = \rho F,\ g = g_w\ (\lambda = 0),\ u \to 1,\ w \to 0,\ g \to 1\ (\lambda \to \infty).$$

Для определения давления в данной работе используется приближенная формула «касательного клина» [5] в форме, справедливой при $M_\infty(\tau+\delta) \gg 1$,

$$p = \frac{\gamma+1}{2}\left(\frac{\partial\delta_w}{\partial x} + \chi\frac{\partial\delta_e}{\partial x}\right)^2, \tag{1.3}$$

где $\chi = \delta/\tau$ — параметр взаимодействия, характеризующий отношение толщины пограничного слоя к толщине крыла.

Рассмотрим обтекание тел степенной формы $z_e = x^m$, $\delta_w = x^l \times \Delta_w(z/z_e)$, где z_e — координата передней кромки, и введем, согласно [6], следующие переменные:

$$x = x^*,\ z = x^m z^*,\ \lambda = x^k\lambda^*,\ g = g^*,\ \mu = \mu^*, \tag{1.4}$$

$$p = x^{2(l-1)}p^*,\ \rho = x^{2(l-1)}\rho^*,\ u = u^*,\ w = w^*,\ v_0 = x^n v^*,$$
$$\delta_e = x^{k-2(l-1)}\Delta_e,\ n = (2l - m - 2)/2,\ k = (2l + m - 2)/2.$$

При использовании формулы (1.3) для определения давления в отсутствие массообмена через проницаемую поверхность, как показано в работе [6], интенсивность взаимодействия будет равномерной по телу и краевая задача (1.2), (1.3) сведется к автомодельной, если параметры

$$m = 1,\ l = 3/4. \tag{1.5}$$

Однако при наличии принудительного вдува (отсоса) через поверхность тела для сведения задачи к автомодельной необходимо еще наложить ограничение на вид функции F так, чтобы v^* на поверхности тела не зависело от координаты x^*. В этом случае получаем

$$F = x^{-1/4}F^*(z^*). \tag{1.6}$$

В новых переменных (1.4), (1.6) с учетом (1.5) краевая задача (1.2), (1.3) принимает вид

$$(w^* - z_0 z^* u^*)\frac{\partial u^*}{\partial z^*} + \left(v^* - \frac{1}{4} z_0 \lambda^* u^*\right)\frac{\partial u^*}{\partial \lambda^*} = z_0 \frac{\gamma - 1}{2\gamma p^*}(g^* - u^{*2} - \tag{1.7}$$
$$- w^{*2})\left(\frac{p^*}{2} + z^* \frac{dp^*}{dz^*}\right) + \frac{\partial}{\partial \lambda^*}\left(N^* \frac{\partial u^*}{\partial \lambda^*}\right),$$
$$(w^* - z_0 z^* u^*)\frac{\partial w^*}{\partial z^*} + \left(v^* - \frac{1}{4} z_0 \lambda^* u^*\right)\frac{\partial w^*}{\partial \lambda^*} =$$
$$= -\frac{\gamma - 1}{2\gamma p^*}(g^* - u^{*2} - w^{*2})\frac{dp^*}{dz^*} + \frac{\partial}{\partial \lambda^*}\left(N^* \frac{\partial w^*}{\partial \lambda^*}\right),$$
$$(w^* - z_0 z^* u^*)\frac{\partial g^*}{\partial z^*} + \left(v^* - \frac{1}{4} z_0 \lambda^* u^*\right)\frac{\partial g^*}{\partial \lambda^*} =$$
$$= \frac{\partial}{\partial \lambda^*}\left\{N^* \left[\frac{1}{\sigma}\frac{\partial g^*}{\partial \lambda^*} - \frac{1 - \sigma}{\sigma}\frac{\partial (u^{*2} + w^{*2})}{\partial \lambda^*}\right]\right\},$$
$$\frac{\partial v^*}{\partial \lambda^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} - z_0\left(z^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} + \frac{\lambda^*}{4}\frac{\partial u^*}{\partial \lambda^*}\right) = 0,$$

$$N^* = \frac{2\gamma p^*}{\gamma - 1}(g^* - u^{*2} - w^{*2})^{\omega - 1}, \quad \Delta_e = \frac{\gamma - 1}{2\gamma p^*}\int_0^\infty (g^* - u^{*2} - \omega^{*2})\, d\lambda^*,$$
$$p^* = \frac{\gamma + 1}{2}\left[\frac{3}{4}\Delta_w - z^* \frac{d\Delta_w}{dz^*} + \chi\left(\frac{3}{4}\Delta_e - z^* \frac{d\Delta_e}{dz^*}\right)\right]^2.$$

Граничные условия имеют вид

$$u^* = w^* = 0,\ v^* = \rho^* F^*,\ g^* = g_w\ (\lambda^* = 0),$$
$$u^* \to 1,\ w^* \to 0,\ g^* \to 1\ (\lambda^* \to \infty).$$

Полученная система уравнений не зависит от значений координаты x^* и описывает течение в пространственном пограничном слое в плоскости λ^*, z^*.

В дальнейшем предполагается, что форма тела в поперечном сечении определяется выражением

$$\Delta_w = (1 - z^{*2})^{\alpha_1}.$$

Заметим, что при параметре $\alpha_1 = 3/4$ на кромке тела реализуется режим умеренного взаимодействия [5].

2. Для решения системы уравнений (1.7) удобно ввести новые переменные [6], не зависящие от неизвестных функций

$$t = (1 - z^*)^{2\alpha - 1}, \qquad \eta = \lambda \sqrt{\frac{(\gamma - 1)(2\alpha - 1)\, 2^{2\alpha - 3}}{\gamma (1 - z^{*2})^{2\alpha - 1}}}. \tag{2.1}$$

Кроме того, необходимо преобразовать компоненты вектора скорости в пограничном слое

$$w_0 = -w^*, \qquad v^1 = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)(1 - z^{*2})^{2\alpha - 1}}{\gamma 2^{2\alpha - 1}(2\alpha - 1)}}\, \frac{v^*}{p^*}. \tag{2.2}$$

Подставляя (2.1), (2.2) в систему уравнений (1.7), получаем

$$A \frac{\partial u^*}{\partial t} + B \frac{\partial u^*}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta}\left(N \frac{\partial u^*}{\partial \eta}\right) + z_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma p^*}\left(g^* - u^{*2} - w_0^2\right) \times \tag{2.3}$$

$$\times \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2\alpha - 1} \left(\frac{t}{2(2\alpha - 1)} - \frac{1 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{t^{\frac{3 - 4\alpha}{2\alpha - 1}} p^*} \frac{dp^*}{dt}\right),$$

$$A \frac{\partial w_0}{\partial t} + B \frac{\partial w_0}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta}\left(N \frac{\partial w_0}{\partial \eta}\right) - \frac{\gamma - 1}{\gamma}\left(g^* - u^{*2} - w_0^2\right) \times$$

$$\times \frac{1}{t^{\frac{3 - 4\alpha}{2\alpha - 1}} p^{*2}} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2\alpha - 1} \frac{dp^*}{dt},$$

$$A \frac{\partial g^*}{\partial t} + B \frac{\partial g^*}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \eta}\left\{N\left[\frac{1}{\sigma} \frac{\partial g^*}{\partial \eta} - \frac{1 - \sigma}{\sigma} \frac{\partial\left(u^{*2} + w_0^2\right)}{\partial \eta}\right]\right\},$$

$$\frac{\partial v^1}{\partial \eta} = \frac{\eta\left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}\right)}{t^{\frac{2(1 - \alpha)}{2\alpha - 1}} p^*} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2(\alpha - 1)} \left[\frac{\partial w_0}{\partial \eta} + z_0\left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}\right) \frac{\partial u^*}{\partial \eta}\right] -$$

$$- \frac{2}{t^{\frac{3 - 4\alpha}{2\alpha - 1}} p^*} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2\alpha - 1} \left[\frac{\partial w_0}{\partial t} + z_0\left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}\right) \frac{\partial u^*}{\partial t}\right] +$$

$$+ z_0 \eta \frac{t}{2(2\alpha - 1) p^*} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2\alpha - 1} \frac{\partial u^*}{\partial \eta},$$

$$A = \left[w_0 + z_0 u^*\left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}\right)\right] \frac{2}{t^{\frac{3 - 4\alpha}{2\alpha - 1}} p^*} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha - 1}}}{2}\right)^{2\alpha - 1},$$

$$B = v^1 - \left[w_0 + z_0 u^* \left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)\right] \frac{\eta\left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)}{p^* t^{\frac{2(1-\alpha)}{2\alpha-1}}} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}}{2}\right)^{2(2\alpha-1)} -$$

$$- z_0 u^* \eta \frac{t}{2(2\alpha-1)p^*} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}}{2}\right)^{2\alpha-1},$$

$$N = \left(g^* - u^{*2} - w_0^2\right)^{\omega-1},$$

$$\Delta_e = \frac{1}{p^*} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{t}{2\alpha-1} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}}{2}\right)^{2\alpha-1}} \int\limits_0^\infty \left(g^* - u^{*2} - w_0^2\right) d\eta,$$

$$p^* = \frac{\gamma+1}{2} \left\{ t^{\frac{\alpha_1-1}{2\alpha-1}} \left(2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)^{\alpha_1-1} \left[\frac{3}{4} t^{\frac{1}{2\alpha-1}} \left(2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2\alpha_1 \left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)^2\right] + \chi \left[\frac{3}{4}\Delta_e + \frac{2\alpha-1}{t^{\frac{2(1-\alpha)}{2\alpha-1}}} \left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right) \frac{d\Delta_e}{dt}\right]\right\}^2,$$

где параметр $\alpha = \alpha_1$ при $\alpha_1 \leqslant 3/4$, $\alpha = 3/4$ при $\alpha_1 \geqslant 3/4$. Граничные условия имеют вид

$$u^* = w_0 = 0, \quad v^1|_w = \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{t}{2\alpha-1} \left(\frac{2 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}}{2}\right)^{2\alpha-1}} \frac{\rho^* F^*}{p^*}, \quad g^* =$$

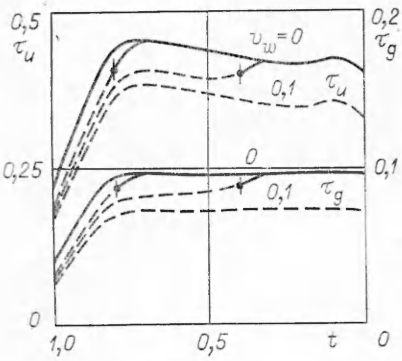
$$= g_w(\eta = 0), \quad u^* \to 1, \quad w_0 \to 0, \quad g^* \to 1 \quad (\eta \to \infty).$$

Система уравнений пограничного слоя с учетом вязкого взаимодействия (2.3) решалась методом релаксации [7]. В зависимости от знака коэффициента $\left[w_0 + z_0 u^* \left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)\right]$, определяющего направление параболичности системы (2.3), применялись правосторонние или левосторонние производные по координате t.

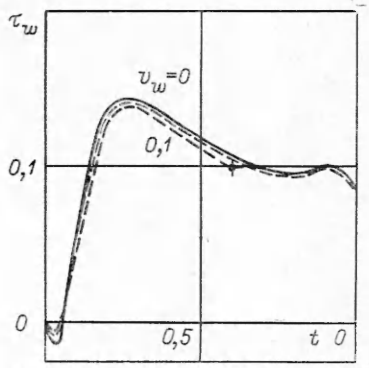
Для решения системы уравнений (2.3) необходимы, кроме граничных условий при $\eta = 0$ и ∞, условия на передних кромках крыла. Учитывая, что в окрестности кромки $t = 0$ для толщины вытеснения имеет место разложение $\Delta_e(t) = \Delta_{ek} t^{3/2} + \ldots$ [5], можно получить выражение для давления

$$p^*|_{t \to 0} = \frac{\gamma+1}{2} \left\{2^{\alpha_1} \alpha_1 t^{\frac{\alpha_1-1}{2\alpha-1}} + \frac{3}{2}(2\alpha-1)\chi \Delta_{ek} t^{\frac{6\alpha-5}{2(2\alpha-1)}}\right\}^2. \tag{2.4}$$

Подставляя (2.4) и $dp^*/dt|_{t\to 0}$ в систему уравнений (2.3) и переходя к пределу $t \to 0$, получаем для течения около передней кромки крыла систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решалась методом прогонки. Следует отметить, что в окрестности передней кромки коэффициент $\left[w_0 + z_0 u^* \left(1 - t^{\frac{1}{2\alpha-1}}\right)\right]$, определяющий направление параболичности, является величиной положительной при всех значениях η и течение в пограничном слое направлено от кромки к оси крыла.



Фиг. 3



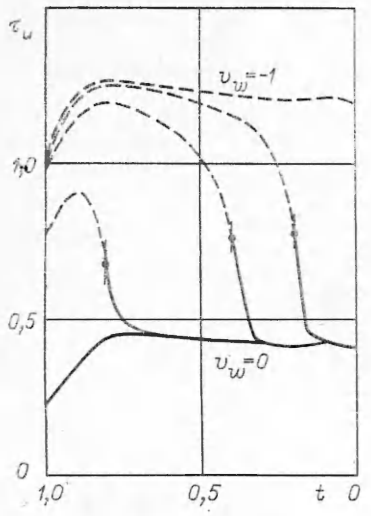
Фиг. 4

В настоящей работе рассматривается симметричное обтекание крыла, поэтому нет необходимости вести расчет от одной передней кромки крыла до другой и достаточно решать систему уравнений от кромки до плоскости симметрии крыла ($t = 1$), где в данной задаче реализовалась линия стекания.

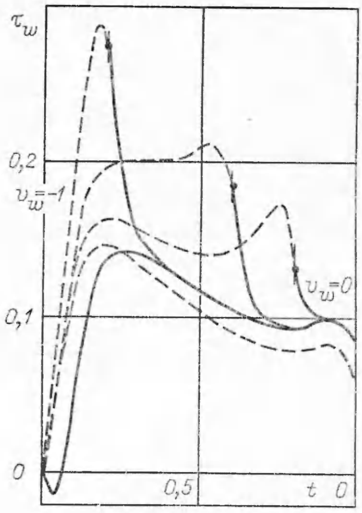
Для упрощения расчетов предполагалась линейная зависимость коэффициента вязкости от температуры $\omega = 1$, а также $\gamma = 1{,}4$, $\sigma = 0{,}71$. Исследования влияния массообмена на характеристики пограничного слоя проведены на теле с углом стреловидности 45° ($z_0 = 1$) и параметром, определяющим форму кромки, $\alpha_1 = 3/4$. Температура поверхности тела предполагалась постоянной $g_w = 0{,}5$, а параметр взаимодействия, характеризующий отношение толщины вытеснения пограничного слоя к толщине крыла, $\chi = 1$.

На фиг. 2 представлены результаты расчетов толщины вытеснения пограничного слоя Δ_e и давления p^* при постоянных по размаху крыла значениях функции $v^1|_w = 0{,}2$; 0; $-0{,}5$; -1 (кривые *1—4* соответственно). Отрицательные значения $v^1|_w$ соответствуют отсосу пограничного слоя через поверхность крыла, а положительные — вдуву. Отсос пограничного слоя, как и следовало ожидать, приводит к существенному уменьшению толщины вытеснения пограничного слоя, что, в свою очередь, ведет к уменьшению давления. Важно отметить, что давление не только становится меньше по величине, но и значительно уменьшается положительный градиент давления в окрестности плоскости симметрии крыла. Причем при значении $v^1/_w = -1$ он практически становится равным нулю. Как показали численные расчеты, при отсутствии массообмена в пограничном слое в окрестности плоскости симметрии существуют возвратные поперечные течения, которые при увеличении интенсивности отсасывания становятся меньше и при $v^1/_w = -1$ полностью отсутствуют. При наличии же вдува через поверхность тела, как видно из фиг. 2, в окрестности плоскости симметрии увеличивается как толщина вытеснения, так и давление. Результаты расчета напряжений трения в продольном $\tau_u = \partial u^*/\partial\eta|_w$ и поперечном $\tau_w = \partial w_0/\partial\eta|_w$ направлениях, а также теплового потока $\tau_g = \partial g^*/\partial\eta|_w$ при переменном по размаху крыла вдуве приведены на фиг. 3, 4.

Областям, в которых осуществлялся вдув газа через поверхность с $v^1|_w = 0{,}1$, соответствуют штриховые части кривых. Как видно из фиг. 3, наличие переменного вдува оказывает существенное влияние на величины напряжения трения τ_u и тепловой поток τ_g уже на достаточно больших расстояниях от места начала вдува, обозначенного вертикальными чер-



Фиг. 5



Фиг. 6

точками. Так, при вдуве газа с $v^1|_w = 0{,}1$ в области $0{,}4 \leqslant t \leqslant 1$ это влияние сказывается до значений $t = 0{,}31$. Таким образом, возмущение от вдува распространяется вверх по поперечному течению на расстояния $\Delta t = 0{,}09$. Интересно отметить, что длина этой возмущенной зоны практически не зависит от координаты точки начала вдува ($t = 0{,}4$; $0{,}8$). Влияние вдува на напряжение трения в поперечном направлении τ_w (фиг. 4) достаточно слабое, причем вдув приводит к уменьшению величины τ_w, что, видимо, объясняется ростом толщины вытеснения пограничного слоя.

Результаты исследования влияния переменного отсоса газа через поверхность тела на характеристики пограничного слоя представлены на фиг. 5,6. Распределение напряжения трения в продольном направлении $\tau_u = \partial u^*/\partial\eta|_w$ по размаху крыла при наличии отсоса показано на фиг. 5. Областям, в которых осуществлялся отсос газа через поверхность со значениями $v^1|_w = -1$, соответствуют штриховые части кривых. В приведенных расчетах области отсоса газа начинались в точках $t = 0$; $0{,}2$; $0{,}4$; $0{,}8$. Как и при вдуве газа, наличие переменного отсоса оказывает существенное влияние на характеристики течения в пограничном слое на значительном расстоянии от точки начала области вдува. Отсос газа со значениями $v^1|_w = -1$ в области $0{,}4 \leqslant t \leqslant 1$ начинает оказывать влияние на функции τ_u и τ_g в точке $t = 0{,}28$, и, следовательно, возмущения распространяются вверх по поперечному течению на расстояния $\Delta t = 0{,}12$. Следует отметить резкое возрастание тепловых потоков и напряжения трения в продольном направлении в окрестности начала области отсоса газа. На фиг. 6 приведены результаты расчета напряжения трения в поперечном направлении $\tau_w = \partial w_0/\partial\eta|_w$ по размаху крыла. В окрестности начала области отсоса происходит значительный рост напряжений трения τ_w. При отсосе газа через поверхность в области $0{,}4 \leqslant t \leqslant 1$ в окрестности $0{,}3 \leqslant t \leqslant 0{,}47$ значения τ_w возрастают более чем в два раза. Возрастание скорости поперечного течения в окрестности точки начала отсоса газа объясняется тем, что изменяется распределение толщины вытеснения пограничного слоя и происходит увеличение градиента давления в поперечном направлении. Следует отметить, что при наличии отсоса газа со значениями $v^1|_w = -1$ реализуется течение с плавным стеканием к плоскости симметрии крыла и области возвратного течения не образуются.

Поступила 25 X 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. **Степанов Э. А., Харченко В. Н., Огородникова З. С.** Течение газа с массообменом на поверхности. Обзор ОНТИ ЦАГИ, 1973, № 436.
2. **Gomez A. V., Curry D. M., Johnston C. G.** Radiative ablative and active cooling thermal protection studies for the leading edge of a fixed straight wing space shuttle. AIAA Paper N 71—445, 1971.
3. **Scoville C. L., Gorsuch P. D.** Thermal protection for the space shuttle.— «Raumfahrforschung», 1971, Heft 2.
4. **Дудин Г. Н., Нейланд В. Я.** Закон поперечных сечений для трехмерного пограничного слоя на тонком крыле в гиперзвуковом потоке.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1976, № 2.
5. **Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф.** Теория гиперзвуковых течений. М., ИЛ, 1962.
6. **Дудин Г. Н.** Взаимодействие гиперзвукового потока с пограничным слоем на тонком треугольном крыле.— «Труды ЦАГИ», 1978, вып. 1912.
7. **Вазов В., Форсайт Дж.** Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. М., ИЛ, 1963.

УДК 532.529.5

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ТРЕНИЯ НА СТЕНКЕ В ВОСХОДЯЩЕМ ГАЗОЖИДКОСТНОМ ПОТОКЕ

А. П. Бурдуков, О. Н. Кашинский, В. П. Однорал

(*Новосибирск*)

Определение коэффициентов трения, тепло- и массопереноса в турбулентном двухфазном течении является весьма актуальной задачей как с чисто научной точки зрения, так и для многочисленных технических приложений. Основной трудностью при решении этой задачи является большое число параметров, влияющих на структуру двухфазного течения. Знание расходных скоростей жидкости и газа недостаточно для определения даже средних характеристик двухфазного течения. На структуру течения, а следовательно, на свойства турбулентного переноса влияют также распределение фаз по сечению канала, сжимаемость газовой фазы, гравитационные силы, детальная структура процессов на границе раздела газ — жидкость.

Традиционным подходом к проблеме изучения характеристик двухфазных течений является выделение определенных режимов течения [1, 2], к основным из которых в вертикальной трубе относятся пузырьковый, снарядный и дисперсно-кольцевой, с последующим расчетом по различным моделям, применимым, как правило, к одному из режимов. Данная схема дает удовлетворительные результаты только при выполнении двух условий: во-первых, если достаточно быстро устанавливается некоторая равновесная структура, во-вторых, если все течения в одном режиме подобны. Имеющийся в настоящее время экспериментальный материал свидетельствует о том, что эти условия выполняются далеко не всегда. Равновесная структура течения, не зависящая от входных условий, как показано в [3], устанавливается лишь на значительных расстояниях от входа и при больших скоростях жидкости ($>$ 3 м/с). Проведенные в последнее время многочисленные измерения некоторых локальных характеристик [4—8] свидетельствуют о том, что качественно подобные распределения газосодержания имеют место лишь в снарядном режиме, тогда как в пузырьковом такое подобие отсутствует, и картина течения является значительно более сложной.

Для понимания механизма двухфазного потока необходимо проведение комплексных исследований, включающих измерение возможно большего числа характеристик течения, таких как локальные газосодержания, скорости жидкости и газа, касательные напряжения на стенке, пульсационные характеристики. К числу наиболее подробных работ такого рода относятся измерения [9, 10], причем первая работа носит в основном методический характер. В указанных работах не проводилось определения такой важной характеристики течения, как локальное напряжение трения на стенке; кроме того, диапазон скорости