

УДК 533.6.011.55+532.526

© 2002 г. Г.Н. ДУДИН

МАССООБМЕН НА ТРЕУГОЛЬНОМ КРЫЛЕ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Исследовано влияние массообмена на характеристики течения в ламинарном пограничном слое на холодном треугольном крыле, обтекаемом гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия. Численно определено влияние интенсивности массообмена на значение координаты перехода от закритического режима течения к докритическому, а также на локальные и суммарные аэродинамические характеристики треугольного крыла, имеющего степенную форму поперечного сечения.

При обтекании треугольных крыльев на режиме сильного вязко-невязкого взаимодействия возможно образование интенсивного поперечного течения в пограничном слое. Причем характер обтекания существенно зависит от температуры поверхности тела [1, 2]. При обтекании нехолодного крыла течение в пограничном слое всюду докритическое и возмущения распространяются от плоскости симметрии крыла вплоть до передних кромок [1], где решение не единственно.

В случае, когда температура поверхности асимптотически мала по сравнению с температурой торможения при углах стреловидности крыла меньше критического, в пограничном слое возникают области закритического и докритического течения [2]. Области закритического течения (возмущения в них не распространяются вверх по потоку и реализуется автомодельное решение) располагаются около передних кромок и при обтекании плоских треугольных крыльев их протяженность зависит от угла стреловидности передних кромок [2, 3] и угла скольжения [4]. Причем как функции потока в закритической области, так и координата перехода определяются из решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений на передней кромке. Исследования обтекания неплоских треугольных крыльев [5] показали, что если форма поперечного сечения является степенной функцией с показателем $3/4$, то размер области закритического течения такой же, как и при обтекании плоского крыла. Причем для известного параметра $\chi = \tau/\delta$, характеризующего отношение толщины крыла к толщине пограничного слоя, можно с помощью преобразования подобия [5] определить характеристики течения и в этом случае, зная решение в закритической области на плоском треугольном крыле.

Однако исследование обтекания треугольных крыльев со степенной формой поперечного сечения при других значениях показателя степени [6] показало, что как размер области закритического течения, так и сами характеристики течения в ней зависят от указанного показателя и параметра χ . Значение координаты перехода в этом случае может быть определено только из решения системы уравнений в частных производных в области закритического течения.

Исследование влияния вдува газа на поверхности холодной треугольной пластины на образование областей закритического и докритического течения [7] показало, что положение координаты перехода при задании распределенного вдува, обеспечивающего автомодельность в области закритического течения на треугольной пластине, не зависит от интенсивности вдува.

В настоящей работе исследуется влияние массообмена (вдува, отсоса) на поверхности треугольного крыла, имеющего толщину, на образование областей закритического и докритического течения в ламинарном пограничном слое и характеристики потока в них. При этом предполагается, что массообмен может происходить не на всей поверхности крыла.

1. Рассматривается симметричное обтекание полубесконечного тонкого треугольного крыла с характерной толщиной τ порядка толщины пограничного слоя δ гиперзвуковым потоком вязкого совершенного газа при нулевом угле атаки. По нормали к поверхности крыла производится вдув (отсос) газа того же состава, что и в невозмущенном потоке, и температурой, равной температуре поверхности T_w . Расход газа, обусловленный массообменом, считается равным по порядку величины расходу газа в пограничном слое на непроницаемой поверхности. Предполагается, что $T_w \ll T_0$ (температура поверхности крыла постоянна и мала по сравнению с T_0), и реализуется режим сильного взаимодействия пограничного слоя с внешним невязким гиперзвуковым потоком.

Вводится декартова система координат, начало которой расположено в носике крыла, ось x° направлена вдоль оси симметрии крыла, ось z° – по размаху крыла, а ось y° – по нормали к плоскости $x^\circ y^\circ$. Компоненты вектора скорости u° , v° , w° – относительно соответственно осей x° , y° , z° . Угол стреловидности крыла – β . Форма поверхности крыла задается уравнением $y_w^\circ = \delta_w^\circ(x^\circ, z^\circ)$.

При отсутствии массообмена на поверхности треугольного крыла с толщиной, изменяющейся вдоль оси x° по закону $\delta_w^\circ(x^\circ, z^\circ) \sim (x^\circ)^{3/4}$, как показано в [6], можно ввести безразмерные переменные и функции течения, в которых система уравнений ламинарного пограничного слоя является автомодельной, т.е. зависящей только от двух независимых переменных

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

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

$$\mathbf{f} = \begin{Bmatrix} u \\ w \\ g \end{Bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} s \frac{\gamma-1}{2\gamma p} (g - u^2 - w^2) F_2 + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \\ - \frac{\gamma-1}{2\gamma p} (g - u^2 - w^2) F_3 + \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} \\ \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 g}{\partial \eta^2} - \frac{1-\sigma}{\sigma} \frac{\partial^2 (u^2 + w^2)}{\partial \eta^2} \end{Bmatrix} \quad (1.1)$$

$$F_1 = \frac{1-z^2}{p}, \quad F_2 = \frac{1+z^2}{2} + zF_1 \frac{dp}{dz}, \quad F_3 = z + F_1 \frac{dp}{dz}$$

$$s = \text{ctg } \beta, \quad x = \frac{x^\circ}{L}, \quad z = \frac{z^\circ}{sx^\circ}, \quad h = \frac{y^\circ - \delta_w^\circ}{L\delta}$$

$$\eta = \frac{\sqrt{\gamma-1}}{\sqrt{2\gamma} L \delta^3 \rho_\infty^2 \sqrt{x(1-z^2)}} \int_0^h \rho^\circ dy^\circ, \quad u = \frac{u^\circ}{u_\infty}$$

$$w = \frac{w^\circ}{u_\infty}, \quad g = 2 \frac{g^\circ}{u_\infty^2}, \quad p(z) = \frac{\sqrt{x(1-z^2)} p^\circ}{\delta^2 \rho_\infty^2 u_\infty^2}, \quad \delta = 4 \sqrt{\frac{s}{\text{Re}_0}}$$

Здесь σ – число Прандтля, γ – отношение удельных теплоемкостей, p° – давление, ρ° – плотность, g° – энтальпия торможения, $Re_0 = \rho_\infty u_\infty L / \mu_0$ – число Рейнольдса, вычисленное по значениям плотности и скорости газа в невозмущенном потоке, динамического коэффициента вязкости $\mu_0 = \mu(T_0)$ и характерного размера L , который при рассмотрении обтекания полубесконечного крыла из конечных результатов выпадает. При выводе системы (1.1) сделано предположение о линейной зависимости коэффициента вязкости от энтальпии.

Согласно [7], автомодельность в указанных переменных сохранится, если скорость вдува v_w° (аналогично и для скорости отсоса) будет изменяться пропорционально $(x^\circ)^{-1/4}$. Тогда величина v в системе уравнений (1.1) на поверхности крыла, которая фактически является безразмерной интенсивностью массообмена, определяется выражением

$$v_w(z) = v(\eta = 0) = s \sqrt{0.5(\gamma - 1)\gamma^{-1}} \sqrt[4]{x(1 - z^2)} u_\infty \rho_w^\circ \nu_w^\circ (\delta p^\circ)^{-1}$$

Здесь предполагается, что функция $v_w(z)$ не имеет особенностей на передних кромках крыла при $z = \pm 1$.

В этом случае граничные условия для системы (1.1) имеют вид

$$\eta = 0: u = w = g = 0, v = v_w(z) \quad (1.2)$$

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

Как отмечалось в [7], задание значений параметра v_w в граничных условиях (1.2) позволяет найти решения при разной интенсивности массообмена $\Psi = \rho_w^\circ v_w^\circ$. Заметим, что ее величина оказывается зависящей от индуцированного давления, которое само зависит от v_w . При рассмотрении обтекания тел с $g_w^\circ \rightarrow 0$ скорость на поверхности крыла $v_w^\circ \rightarrow 0$, однако расход вдуваемого или отсасываемого газа $\Psi = \rho_w^\circ v_w^\circ$ оказывается конечным, если параметр $v_w \neq 0$.

Далее рассмотрим, как и в [5], обтекание треугольных крыльев, имеющих форму поверхности

$$\delta_w^\circ(z) = L \tau (x(1 - z^2))^{3/4} \Delta_w(z), \quad \Delta_w(z) = (1 - z^2)^\alpha \quad (1.3)$$

Здесь показатель степени $\alpha \geq 0$. Тогда распределение индуцированного давления p , которое создается под влиянием вытесняющего воздействия пограничного слоя

$$\Delta_e = \frac{1}{p} \left(\frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right)^{1/2} \int_0^\infty (g - u^2 - w^2) d\eta \quad (1.4)$$

и толщины крыла $\Delta_w(z)$, при обтекании тонких крыльев с $s = O(1)$ и при условии, что $M_\infty(\tau + \delta) \gg 1$, можно приближенно определить с помощью метода касательных клиньев [8]

$$p = \frac{\gamma + 1}{2} \left[\frac{3}{4} (1 + z^2) (\chi \Delta_w + \Delta_e) - z(1 - z^2) \frac{d(\chi \Delta_w + \Delta_e)}{dz} \right]^2 \quad (1.5)$$

Соотношения (1.4), (1.5) позволяют замкнуть систему уравнений в частных производных (1.1) с граничными условиями (1.2), описывающими течение в ламинарном пограничном слое на холодном треугольном крыле степенной формы с заданной интенсивностью массообмена v_w на режиме сильного вязкого-невязкого взаимодействия. Система уравнений (1.1), (1.2), (1.4), (1.5) на передних кромках треугольного крыла ($z = \pm 1$) вырождается в системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

При решении указанной краевой задачи в переменных z и η даже для случая $\chi = 0$ (треугольная пластина) и $u_w = 0$ (отсутствие массообмена) газодинамические переменные f , p и Δ_ϵ оказываются зависящими от координаты z при любых углах стреловидности передней кромки β , в том числе и при значениях β , когда в окрестности передних кромок образуются области с закритическим режимом обтекания. Однако, следуя результатам [5] и [7], можно показать, что при рассмотрении обтекания треугольного крыла с $\Delta_w(z) = (1 + |z|)^{-3/4}$ в (1.3) и распределенным массообменом, заданным выражением $v_w^a = v_w(z) = (1 + |z|)^{1/4} v_w^1$, где $v_w^1 = \text{const}$, автомодельный вид решений системы уравнений в закритических областях получается, если функции представлять в виде

$$p^1(z) = (1 + |z|)^{-1/2} p(z), \quad \Delta_\epsilon^1(z) = (1 + |z|)^{3/4} \Delta_\epsilon \quad (1.6)$$

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

При задании функций v_w и $\Delta_w(z)$ в другом виде автомодельные решения в областях закритического течения могут уже не существовать.

Координата перехода z_k , в которой происходит переход от закритического режима течения в пограничном слое на холодном теле к докритическому, определяется, согласно результатам [2], из условия

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

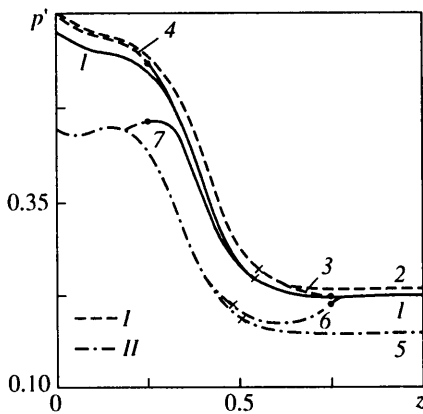
Тогда $z_k = \text{ctg}(\beta + \omega)/\text{ctg}\beta$, где угол ω отсчитывается от передней кромки крыла с $z = 1$. При представлении результатов численных расчетов критические значения координаты z_k , полученные при выполнении данного условия, будут обозначены крестиками на кривых, соответствующих индуцированному давлению.

2. При решении системы уравнений (1.1), (1.2), (1.4), (1.5) используется метод расчета [9], который позволяет учитывать передачу возмущений вверх по ламинарному пограничному слою.

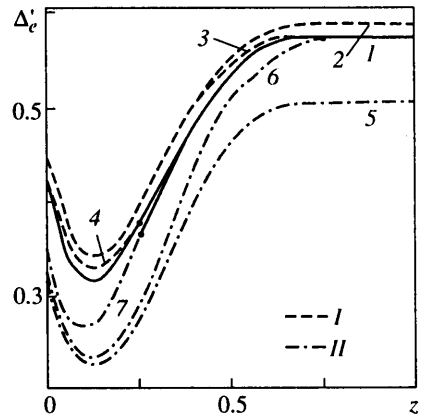
В качестве примера рассматривается влияние массообмена на обтекание треугольного крыла с углом стреловидности передней кромки $\beta = 45^\circ$ и формой поперечного сечения $\Delta_w(z)$ (1.3), в которой показатель степени $\alpha = 9.25$, а параметр $\chi = 0.5$. В расчетах предполагалось также, что $\sigma = 1$, $\gamma = 1.4$. При отсутствии массообмена течение с указанными параметрами рассмотрено в [6]. В приведенных далее расчетах кривые, относящиеся к течениям с вдувом, обозначаются кривыми I для тех значений z , где на поверхности крыла производился вдув. Аналогично для течений с отсосом вводятся кривые II . В случаях, когда массообмен производился не по всему размаху крыла, начало области вдува (отсоса) обозначается точкой на соответствующей сплошной кривой.

Так как в данных расчетах также исследуется влияние массообмена, начинающегося и не на передних кромках крыла, то задавать интенсивность массообмена в виде $v_w^a(z)$ с $v_w^1 = \text{const}$, $-1 \leq z \leq 1$ уже невозможно, но распределение функций потока удобно на фигурах представлять в виде (1.6).

Ниже кривые 2 и 5 относятся к течениям соответственно со вдувом с $u_w = 0.15$ и отсосом с $u_w = -1$ по всему размаху крыла. Для функций течения, обозначенных кривыми 3 и 6, 4 и 7, массообмен на поверхности с указанными значениями u_w производится соответственно в областях при $|z| \leq 0.75$ и $|z| \leq 0.25$, а вне этих областей он равняется нулю.



Фиг. 1



Фиг. 2

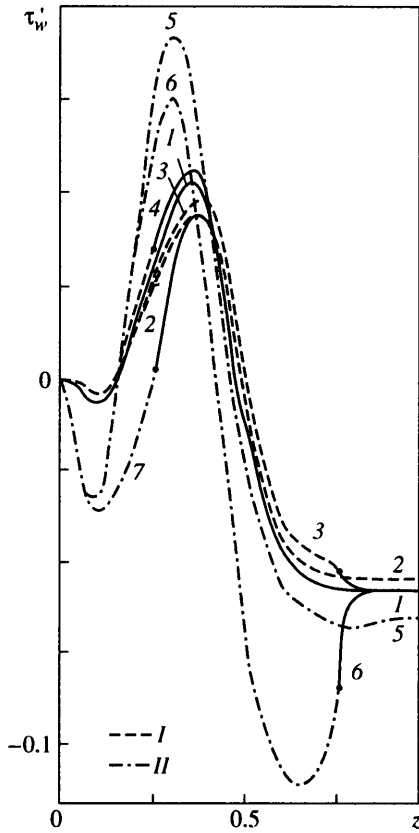
Фиг. 1. Распределения p^1 по размаху крыла (I, II – вдув, отсос газа): 1, 2, 5 – $u_w(z) = 0; 0.15; -1$; 3, 6 – $u_w(|z| \leq 0.75) = 0.15; -1$; 4, 7 – $u_w(|z| \leq 0.25) = 0.15; -1$

Фиг. 2. Распределения Δ_e^1 по размаху крыла: 1, 2, 5 – $u_w(z) = 0; 0.15; -1$; 3, 6 – $u_w(|z| \leq 0.75) = 0.15; -1$; 4, 7 – $u_w(|z| \leq 0.25) = 0.15; -1$

Распределение индуцированного давления p^1 по координате z (кривая 1 на фиг. 1) относится к случаю течения около крыла при $u_w = 0$, для которого переход от закритического режима течения к докритическому происходит при $z_k \approx 0.5407$ (обозначено крестиком). В рассматриваемых случаях значение координаты перехода зависит от функций g , u и w в точке перехода. Заметим, что по сравнению с обтеканием треугольной пластины ($\chi = 0$) при тех же параметрах течения область закритического режима течения уменьшилась примерно на 10% [6].

Непрерывный вдув газа (кривая 2) приводит к небольшому смещению координаты перехода к передним кромкам крыла до $z_k \approx 0.5483$ и увеличению индуцированного давления $p^1(z)$ по всему размаху крыла. При вдуве газа с интенсивностью $u_w = 0.15$ (кривая 3) в области проницаемой поверхности крыла при $|z| \leq 0.75$, начинающейся в области закритического режима течения, координата перехода несколько увеличивается ($z_k \approx 0.5565$), однако полученное распределение давления оказывается близким к предыдущему случаю (кривая 2) уже при $|z| \leq 0.6$, где отличие оказывается менее 1%. Вдув в области $|z| \leq 0.25$ (кривая 4), расположенной полностью в области докритического режима течения, не влияет на значение координаты перехода ($z_k \approx 0.5407$).

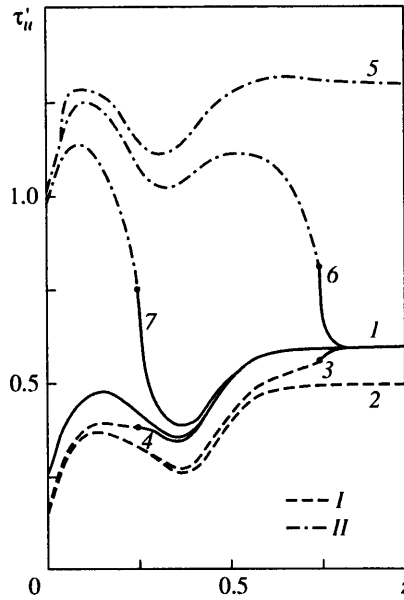
Непрерывный отсос с интенсивностью $u_w = -1$ (кривая 5), наоборот, затягивает переход и увеличивает область закритического течения ($z_k \approx 0.5125$), а также значительно понижает давление $p^1(z)$, особенно в центральной части крыла. Причем в области $|z| \leq 0.175$ поведение функции $p^1(z)$ становится немонотонным. При отсосе газа в области $|z| \leq 0.75$ (кривая 6) координата перехода еще больше смещается к центру крыла до значения $z_k \approx 0.474$, но в области $|z| \leq 0.35$ кривая 6 приближается к кривой 5. Анализ результатов численных расчетов показывают, что фактически отход кривых 3 и 6 от кривой 1 при $|z| > 0.75$ начинается на расстоянии, не превышающем двух-трех шагов расчетной сетки по оси z от начала области массообмена, а следовательно, в этой области течения реализуется закритический режим и возмущения не распространяются вверх по потоку.



Фиг. 3. Распределения τ_w^1 по размаху крыла: 1, 2, 5 – $v_w(z) = 0; 0.15; -1$; 3, 6 – $v_w(|z| \leq 0.75) = 0.15; -1$; 4, 7 – $v_w(|z| \leq 0.25) = 0.15; -1$

Отсос газа в докритической области $|z| \leq 0.25$ (кривая 7), так же как и вдув в этой области, не влияет на величину z_k . При этом важно отметить, что указанный массообмен, осуществляемый только в докритической области, приводит к изменению распределения давления во всей области докритического течения, что хорошо видно из сравнения распределений давлений 1 и 7 при $|z| \leq 0.54$. Различие в поведении кривых 1 и 4 в этой области не столь велико, но сопоставление соответствующих результатов численных расчетов показывает, что этот эффект имеет место и при вдуве газа.

Распределение величины Δ_e^1 , связанной с толщиной вытеснения, на фиг. 2 (кривая 1) показывает ее уменьшение в области $0.13 < z < 0.75$, что объясняется увеличением давления. Это приводит к подтормаживанию потока в поперечном направлении, а затем и возникновению в нижней части пограничного слоя течения с $w > 0$. Непрерывный вдув (кривая 2) и отсос (5) естественно приводят соответственно к увеличению и уменьшению толщины вытеснения. Отход кривых 3 и 6 от кривой 1 особенно наглядно показывает отсутствие распространения возмущений вверх по координате z от точки $z = 0.75$ в области закритического течения. В то же время массообмен, заданный в докритической области (кривые 4 и 7), влияет на характеристики течения во всей этой области.



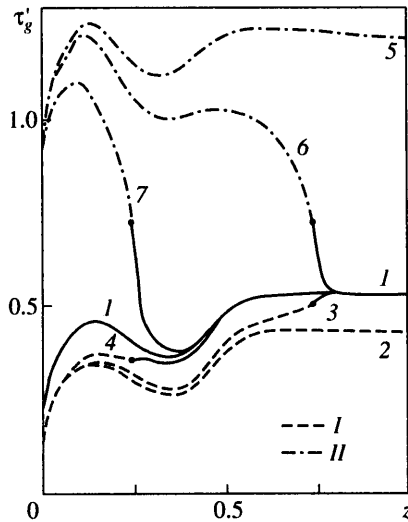
Фиг. 4. Распределения τ_w^1 по размаху крыла: 1, 2, 5 - $u_w(z) = 0; 0.15; -1$; 3, 6 - $u_w(|z| \leq 0.75) = 0.15; -1$; 4, 7 - $u_w(|z| \leq 0.25) = 0.15; -1$

Распределения коэффициента напряжения трения в поперечном направлении τ_w^1 по размаху крыла на фиг. 3 показывают, что, как отмечалось в [6], уже при значениях параметра $\chi > 0.2$ в пограничном слое в окрестности поверхности крыла появляется область, в которой компонента скорости w меняет свой знак. Причем возрастание параметра χ приводит не только к увеличению размера этой области, но и увеличению по модулю скорости w возвратного течения. При отсутствии массообмена и $\chi = 0.5$ (кривая 1) величина $\tau_w^1 > 0$ в области $0.15 \leq |z| \leq 0.47$.

Следует отметить существенное различие течений 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 ($\Delta z \approx 0.1$) возвратного течения. При $\chi > 0$ здесь реализуется течение с плавным стеканием и этим объясняется рост в этой области толщины вытеснения пограничного слоя Δ_z^1 (фиг. 2).

Непрерывные вдув (кривая 2) и отсос (5) не очень сильно изменяют размер области течения с $\tau_w^1 > 0$, но значительно влияют на величину τ_w^1 в этой области. Так, отсос с $u_w = -1$ на всем крыле (кривая 5) увеличивает коэффициент напряжения трения в поперечном направлении τ_w^1 в окрестности максимума ($z \approx 0.3$) более чем на 80%. Вдув газа с $u_w = 0.15$, начинающийся как в области закритического (кривая 3), так и в области докритического течения (4), сравнительно слабо влияет на характер изменения и величину τ_w^1 . Тогда как отсос (кривые 6 и 7) достаточно сильно уменьшает размер области с $\tau_w^1 > 0$. Причем отсос, начинающийся в закритической области (кривая 6), дает резкое увеличение модуля коэффициента τ_w^1 в области $0.65 \leq |z| \leq 0.8$.

Интенсивное торможение потока в поперечном направлении при $\chi = 0.5$ также приводит к существенно немонотонному характеру распределения коэффициента напряжения трения в продольном направлении τ_w^1 (кривая 1 на фиг. 4). Непрерывные

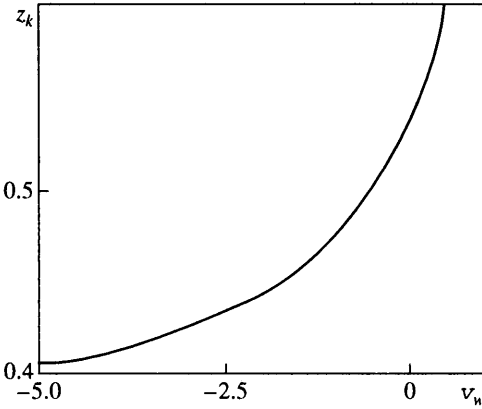


Фиг. 5. Распределения τ_g^1 по размаху крыла: 1, 2, 5 – $u_w(z) = 0; 0.15; -1$; 3, 6 – $u_w(|z| \leq 0.75) = 0.15; -1$; 4, 7 – $u_w(|z| \leq 0.25) = 0.15; -1$

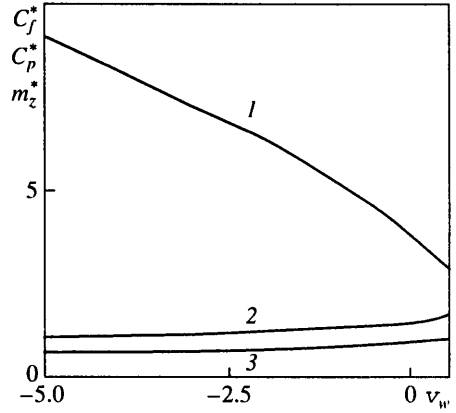
вдув (кривая 2) и отсос (5) соответственно уменьшают и увеличивают τ_u^1 . Массообмен, начинающийся в области закритического течения (кривые 3 и 6), очень сильно влияет на коэффициент τ_u^1 вниз по потоку от точки начала вдува (отсоса) и слабо вверх от нее. Как и следовало ожидать, массообмен, заданный в области докритического течения (кривые 4 и 7), влияет на распределение величины τ_u^1 только в этой области. Характер изменения τ_u^1 для всех рассмотренных случаев является существенно немонотонным.

Распределения теплового потока τ_g^1 для этих вариантов на фиг. 5, как и в величины τ_u^1 , также немонотонны. Отсос, осуществляемый в докритической области течения (кривая 7), может приводить к возникновению достаточно узких зон повышенного теплового потока τ_g^1 .

Приведенные выше результаты показывают, что распределенный массообмен, начало которого расположено в области закритического течения в пограничном слое на треугольном крыле, имеющего степенную форму поперечного сечения, влияет как на характеристики течения вниз по потоку, так и на координату перехода z_k . Зависимость координаты z_k от интенсивности массообмена, задаваемого в области $|z| \leq 0.75$, представлена на фиг. 6. Возрастание интенсивности отсоса до $u_w = -5$ приводит к расширению закритической области ($z_k \cong 0.406$), а увеличение вдува до $u_w = 0.4$ к ее уменьшению ($z_k \cong 0.587$). Для исследованного массообмена изменение размера этой области может составить почти 20% размаха крыла. Необходимо отметить, что при увеличении интенсивности вдува на крыле коэффициент τ_u^1 в окрестности плоскости симметрии крыла уменьшается и при $u_w > 0.45$ обращается в ноль. Это означает, согласно результатам [7], что при $u_w > 0.45$ решения в рамках теории пограничного слоя нет, по крайней мере в окрестности плоскости симметрии крыла, так как в ней при этих скоростях вдува газа начинает развиваться область невязкого течения около поверхности крыла.



Фиг. 6



Фиг. 7

Фиг. 6. Зависимость координаты перехода z_k от интенсивности массообмена u_w , заданного в области $|z| \leq 0.75$

Фиг. 7. Зависимость C_f^* (1), C_p^* (2), m_z^* (3) от интенсивности массообмена u_w , заданного в области $|z| \leq 0.75$

Результаты расчета аэродинамических коэффициентов

$$C_f^* = C_f \text{Re}_0^{3/4} = \frac{8}{5\sqrt{s}} \int_{-1}^1 \frac{p}{(\gamma-1)^{3/4}} u'_{\eta w} dz$$

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

вычисленных для одной стороны крыла при $\alpha = 9.25$ и $\chi = 0.5$, в зависимости от интенсивности массообмена в области $|z| \leq 0.75$, приведены на фиг. 7. При увеличении интенсивности отсоса коэффициент C_f^* значительно возрастает и это связано с ростом значений τ_u^1 (фиг. 4). Коэффициенты C_p^* и m_z^* при этом уменьшаются, так как падает величина индуцированного давления p^1 (фиг. 1).

Заключение. В результате численных расчетов установлено, что массообмен, осуществляемый в докритической области течения на поверхности холодного треугольного крыла, имеющего степенную форму поперечного сечения, влияет на характеристики течения во всей области докритического режима обтекания, но не на координату перехода. В случае, если начало зоны с массообменом расположено в области закритического течения, массообмен сказывается на характеристики течения только вниз по потоку от начала этой зоны и на координату перехода. При этом зависимость изменения координаты перехода от интенсивности массообмена является существенно нелинейной. Наиболее сильно вдув и отсос влияют на аэродинамический коэффициент C_f^* .

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 98-01-00735).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлова И.Г., Михайлов В.В. О сильном вязком взаимодействии на треугольном и скользящем крыльях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 6. С. 94–99.
2. Нейланд В.Я. К теории взаимодействия гиперзвукового потока с пограничным слоем для отрывных двумерных и пространственных течений. Ч. 1. Пространственные течения // Учен. 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. О закритических режимах гиперзвукового обтекания плоского треугольного крыла при наличии угла скольжения // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 4. С. 151–158.
5. Дудин Г.Н. К вопросу существования автомодельных решений в закритической области при гиперзвуковом обтекании треугольного крыла // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 156–164.
6. Дудин Г.Н. Влияние сильного охлаждения поверхности на характер обтекания треугольного крыла гиперзвуковым потоком вязкого газа // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 4. С. 57–64.
7. Дудин Г.Н. Вдув газа на поверхности треугольной пластины в гиперзвуковом потоке // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 1. С. 125–133.
8. Хейз У.Д., Пробстин Р.Ф. Теория гиперзвуковых течений. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 607 с.
9. 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.XI.2000