

УДК 532.526.05

© 2002 г. А.В. КАЗАКОВ

УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЛИНИИ РАСТЕКАНИЯ СТРЕЛОВИДНОГО КРЫЛА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВО ВРЕМЕНИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ И СКОРОСТИ ОТСОСА ГАЗА

Рассматривается возможность управления устойчивостью нестационарного пограничного слоя на линии растекания скользящего или стреловидного крыла большого удлинения с помощью периодического изменения температуры поверхности или скорости отсоса газа при до- и сверхзвуковых скоростях набегающего потока. В предположении, что характерный временной масштаб изменения температуры или скорости отсоса на линии растекания равен характерному аэродинамическому времени, исследованы характеристики устойчивости квазистационарных течений в пограничном слое на линии растекания, определены минимальные значения критических чисел Рейнольдса потери устойчивости Re^* как функции температуры и скорости отсоса, построены примеры периодических зависимостей температуры поверхности и скорости отсоса, для которых средние по времени значения Re^* в случае нестационарного течения превосходят аналогичные значения для полностью стационарного пограничного слоя.

При больших числах Рейнольдса пограничный слой на линии растекания стреловидного крыла может стать неустойчивым, что приводит к росту неустойчивых возмущений типа волн Толлмина – Шлихтинга, обнаруживаемых в классическом пограничном слое Блазиуса, и возникновению турбулентного режима течения непосредственно на линии растекания стреловидного крыла. Такая неустойчивость пограничного слоя по сути является механизмом, благодаря которому возмущения, возникающие на стыке крыла и фюзеляжа, могут распространяться и нарастать вдоль размаха стреловидного крыла. Поэтому для ламинаризации пограничного слоя на стреловидном крыле в первую очередь необходимо обеспечить устойчивость ламинарного течения на линии растекания.

В предшествующих работах рассматривалась устойчивость стационарного пограничного слоя на линии растекания стреловидного крыла, как в случае несжимаемого течения [1, 2], а в дальнейших исследованиях было показано, что сжимаемость течения, температура поверхности и объемный подвод энергии в пограничном слое на передней кромке оказывают значительное влияние на характеристики устойчивости течения при до- и сверхзвуковых скоростях внешнего вязкого потока [3–5].

В данной работе рассматривается случай, когда основное невозмущенное течение в пограничном слое на линии растекания по существу нестационарно в силу изменения во времени температуры поверхности или скорости отсоса газа. Характеристики устойчивости и самого основного течения для такого нестационарного пограничного слоя могут существенно отличаться от аналогичных характеристик полностью стационарного течения. Далее будем полагать, что характерное время изменения основных параметров течения, определяемое характерным временем изменения температуры поверхности или скорости отсоса газа, равно по порядку величины характерному аэродинамическому времени: $\Delta t_0^* = l^* / V_\infty^*$.

Для пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла (или стреловидного крыла большого удлинения) характерный временной масштаб течения равен $\Delta t_1^* = \Delta^* / W_\infty^*$, где $W_\infty^* = V_\infty^* \sin \chi$, Δ^* – толщина вытеснения пограничного слоя, $\Delta t_1^* \leq \Delta t_0^*$. В этом случае можно показать, что основное невозмущенное течение в пограничном слое на линии растекания при изменении температуры или скорости отсоса на временных масштабах порядка Δt_0^* квазистационарно и описывается системой стационарных уравнений с граничными условиями, зависящими от времени.

Рассматривая в каждый момент времени квазистационарное течение на линии растекания зависящим от времени только как от параметра, характеристики устойчивости, такие, как критическое число Рейнольдса Re^* , кривые нейтральной устойчивости и инкременты нарастания неустойчивых возмущений, могут быть найдены с использованием линейной теории устойчивости [3–5] совершенно так же, как и в случае полностью стационарного невозмущенного пограничного слоя. При этом параметры устойчивости будут, естественно, являться функциями времени и для каждого момента времени значения Re^* и скоростей нарастания возмущений будут определяться профилями основного пограничного слоя на линии растекания, которые в свою очередь являются функциями температуры поверхности или скорости отсоса в данный момент времени.

Можно полагать, что только средние по времени значения Re^* и скоростей нарастания возмущений будут существенны для оценки эффективности ламинаризации обтекания крыла и его проектирования. Вследствие нелинейной зависимости характеристик устойчивости от температуры поверхности и скорости отсоса представляется возможным путем подходящего выбора временных зависимостей температуры поверхности или скорости отсоса обеспечить существенное отличие осредненных по времени значений Re^* и других параметров устойчивости, полученных для квазистационарного течения в пограничном слое, от значений этих параметров в случае полностью стационарного течения в пограничном слое при средних по времени значениях температуры или скорости отсоса. При этом естественно полагать, что осредненные по времени характеристики устойчивости в силу своей нелинейности будут зависеть от закона изменения температуры поверхности или скорости отсоса во времени.

1. Постановка задачи. Рассмотрим ламинарный пограничный слой на линии растекания стреловидного крыла при до- или сверхзвуковой скорости внешнего вязкого потока и больших числах Рейнольдса $Re_\infty = \rho_\infty^* W_\infty^* l / \mu_\infty^*$, где l – длина хорды профиля крыла, $W_\infty^* = V_\infty^* \sin \chi$ – составляющая вектора скорости вдоль передней кромки крыла. Поверхность крыла в малой окрестности линии растекания можно считать локально-плоской и использовать для описания течения прямоугольную декартову систему координат с осью x , направленной вдоль хорды крыла, осью y , перпендикулярной поверхности, и осью z , направленной вдоль передней кромки крыла. Соответствующие компоненты скорости в направлениях указанных осей координат обозначим U, V, W .

Далее будем использовать безразмерные величины, для чего все линейные размеры отнесем к характерной длине l , плотность и коэффициент динамической вязкости – к значениям в набегающем потоке, компоненты вектора скорости – к W_∞^* на внешней границе пограничного слоя на линии растекания, давление – к $\rho_\infty^* W_\infty^{*2}$, энтальпию – к W_∞^{*2} . Толщина пограничного слоя на линии растекания равна $\Delta^* = l(\mu_e / \rho_e)^{1/2} (Re_\infty dU_e / dx)^{-1/2}$.

Здесь $\Delta = \Delta^* / l$ и dU_e / dx – безразмерные величины толщины пограничного слоя и градиента скорости вдоль поверхности крыла по нормали к передней кромке крыла на линии растекания. Отметим, что на передней кромке используемых на практике

стреловидных крыльев обычно реализуется достаточно интенсивное разгонное течение ($dU_e/dx = \delta^{-1} \gg 100$), поэтому и в дальнейшем при формулировке математической задачи с достаточной степенью точности может быть использовано условие $dU_e/dx \gg 1$.

Полагая, что характерный масштаб вязкой области течения на линии растекания равен $\Delta = (\mu_e / \rho_e)^{1/2} (\text{Re}_\infty dU_e/dx)^{-1/2} \ll 1$ [1, 3–6], а температура поверхности или скорость отсоса изменяются на временных масштабах, сравнимых с характерным аэродинамическим временем, а именно $\Delta t_0 \sim 1$ и $\Delta t_0^* = (l / W_\infty^*) \Delta t_0$, можно считать, что для характерного временного масштаба возмущенного течения справедлива оценка $\Delta t_1 \ll \Delta t_0$. Для вязкой области течения вблизи линии растекания удобно использовать следующие переменные и асимптотические разложения для функций течения:

$$x = \Delta x_1, \quad y = \Delta y_1, \quad z = \Delta z_1, \quad t = t_0 = \Delta t_1$$

$$U = x_1 \left(\frac{U_0(t_0, y_1)}{R} + \varepsilon u_1(t_0, t_1, y_1, z_1) \right), \quad V = \frac{V_0(t_0, y_1)}{R} + \varepsilon v_1(t_0, t_1, y_1, z_1)$$

$$W = W_0(t_0, y_1) + \varepsilon w_1(t_0, t_1, y_1, z_1), \quad h = H_0(t_0, y_1) + \varepsilon h_1(t_0, t_1, y_1, z_1)$$

$$\rho = \rho_e (\rho_0(t_0, y_1) + \varepsilon \rho_1(t_0, t_1, y_1, z_1)), \quad \mu = \mu_e (\mu_0(t_0, y_1) + \varepsilon \mu_1(t_0, t_1, y_1, z_1))$$

$$p = P_e + \frac{\rho_e x_1^2}{2R^2} + \rho_e P_{10}(t_0, y_1) + \varepsilon p_1(t_0, t_1, y_1, z_1)$$

Здесь ε – амплитуда возмущенного течения, $R = \rho_\infty^* W_\infty^* \Delta^* / \mu_\infty = \delta / \Delta$ – число Рейнольдса, построенное по параметрам потока на внешней границе вязкой области и ее характерной толщине.

Системы уравнений для основного и возмущенного течений могут быть получены подстановкой асимптотических разложений в уравнения Навье – Стокса. Основное невозмущенное течение на линии растекания описывается следующей системой уравнений и краевыми условиями:

$$\delta \frac{\partial \rho_0}{\partial t_0} + \rho_0 u_0 + \frac{\partial \rho_0 v_0}{\partial y_1} = 0$$

$$\delta \rho_0 \frac{\partial u_0}{\partial t_0} + \rho_0 \left(u_0^2 + v_0 \frac{\partial u_0}{\partial y_1} \right) = \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\mu_0 \frac{\partial u_0}{\partial y_1} \right)$$

$$\delta \rho_0 \frac{\partial v_0}{\partial t_0} + \rho_0 v_0 \frac{\partial v_0}{\partial y_1} = -\frac{\partial P_{100}}{\partial y_1} + \mu_0 \frac{\partial u_0}{\partial y_1} + \frac{\partial}{\partial y_1} \left(2\mu_0 \frac{\partial v_0}{\partial y_1} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y_1} \left[\mu_0 \left(u_0 + \frac{\partial v_0}{\partial y_1} \right) \right]$$

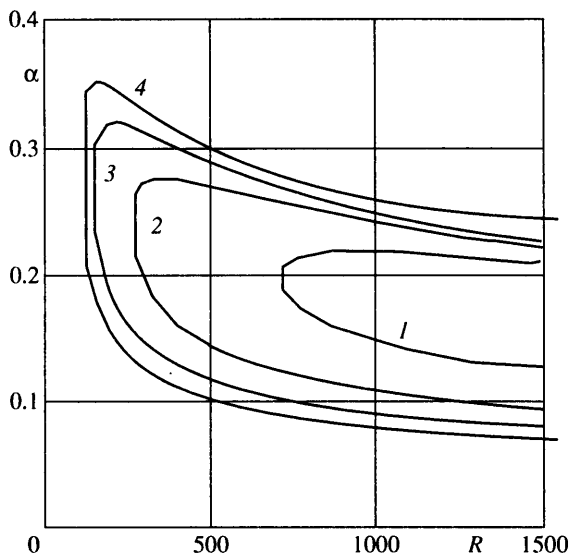
$$\delta \rho_0 \frac{\partial w_0}{\partial t_0} + \rho_0 v_0 \frac{\partial w_0}{\partial y_1} = \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\mu_0 \frac{\partial w_0}{\partial y_1} \right)$$

$$\delta \rho_0 \frac{\partial h_0}{\partial t_0} + \rho_0 v_0 \frac{\partial h_0}{\partial y_1} = \frac{\partial}{\partial y_1} \left(\frac{\mu_0}{\sigma} \frac{\partial h_0}{\partial y_1} \right) + \mu_0 \left(\frac{\partial w_0}{\partial y_1} \right)^2$$

$$y = 0: \quad u_0 = w_0 = 0, \quad v_0 = V_w(t_0), \quad h_0 = H_w(t_0)$$

$$y \rightarrow \infty: \quad u_0 \rightarrow 1, \quad w_0 \rightarrow 1, \quad h_0 \rightarrow h_e$$

Решение системы уравнений, описывающей основное течение, в первом приближении по малому параметру $\delta = (dU_e/dx)^{-1} \ll 1$ ($dU_e/dx \gg 1$) будет зависеть от времени t_0 только как от параметра. При сделанных выше предположениях поведение малых возмущений описывается системой линейных обыкновенных уравнений с нулевыми

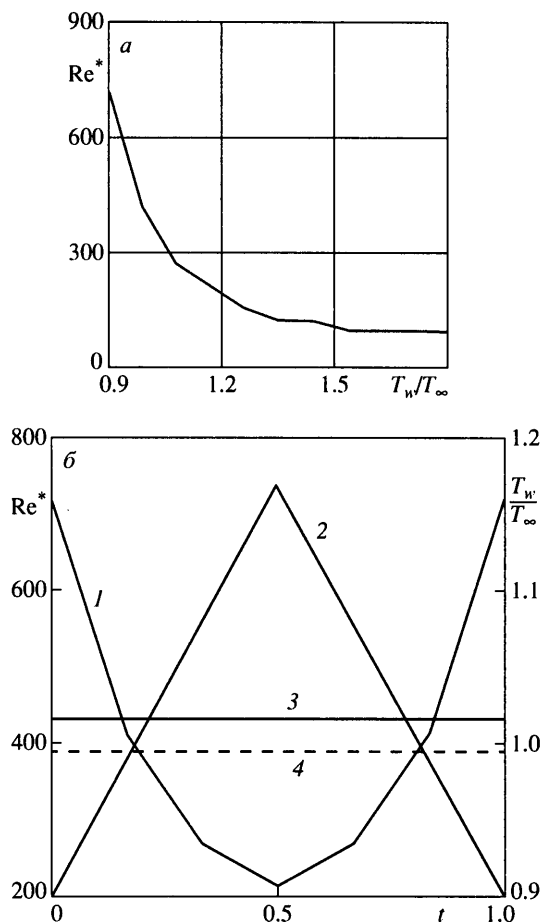


Фиг. 1. Нейтральные кривые 1–4, соответствующие температурам поверхности $T_w = 0.9; 1.1; 1.3; 1.45$ при дозвуковой скорости набегающего потока $M_\infty = 0.8$

граничными условиями, которая полностью аналогична системе уравнений, описывающей развитие возмущений бесконечно малой амплитуды вдоль передней кромки стреловидного крыла в случае полностью стационарного основного течения в вязкой области [3–6]. Параметры невозмущенного пограничного слоя на линии растекания определялись численно с использованием метода конечных разностей и затем численно решалась задача линейной теории устойчивости сжимаемого пограничного слоя для определения характеристик устойчивости квазистационарного течения относительно возмущений, распространяющихся вдоль передней кромки стреловидного крыла в виде волн бесконечно малой амплитуды [3–6].

2. Результаты расчетов. Расчеты устойчивости пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла проводились для фиксированного значения угла стреловидности передней кромки $\chi = 60^\circ$ и различных значений числа Маха набегающего потока M_∞ . Рассмотрим результаты, полученные для дозвуковой скорости набегающего потока $M_\infty = 0.8$ ($M_e = W_e/a_e = 0.68$).

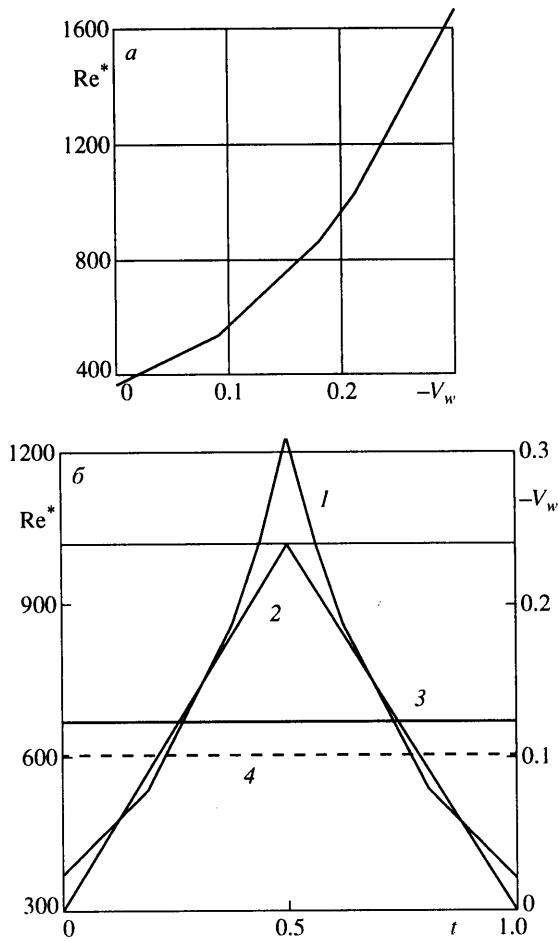
На фиг. 1 представлены кривые нейтральной устойчивости для различных температур поверхности. Здесь и в дальнейшем температура поверхности отнесена к температуре набегающего потока T_∞ . Охлаждение поверхности ($T_w < T_e = 1.03$), как это было показано в [3, 4], ведет к стабилизации пограничного слоя и увеличению критического числа Рейнольдса потери устойчивости Re^* и, напротив, нагрев поверхности приводит к уменьшению Re^* и существенной дестабилизации течения, что может быть проиллюстрировано зависимостью Re^* от температуры поверхности (фиг. 2, а). В случае зависимости температуры поверхности от времени характеристики устойчивости также оказываются функциями времени. В силу нелинейной зависимости параметров устойчивости от характеристик (профилей скорости и температуры) пограничного слоя на линии растекания можно ожидать, что для различных законов изменения температуры поверхности от времени будут получаться различные средние значения Re^* и других параметров устойчивости, таких, например, как скорость нарастания возмущений.



Фиг. 2. Зависимость критического числа Рейнольдса от температуры и температура поверхности T_w (а) и зависимости от времени (б) критического числа Рейнольдса Re^* (кривая 1) при периодическом изменении температуры (2). Кривые 3–4 соответствуют среднему по времени значению $\langle Re^* \rangle$ и величине $Re^* = Re^*(\langle T_w \rangle)$

На фиг. 2, б представлены зависимости Re^* от времени для периодического закона изменения температуры поверхности от времени $T_w(t)$ (кривая 2), для которого среднее значение критического числа Рейнольдса $\langle Re^* \rangle$ (кривая 3) оказывается больше, чем значение Re^* , получаемое при средней температуре поверхности в стационарном случае. Таким образом, можно считать, что при указанной периодической зависимости температуры от времени нестационарное периодическое по времени течение на линии растекания оказывается более устойчивым, чем полностью стационарное течение, которое реализуется при фиксированной температуре поверхности, равной среднему значению за период ($T_w = \langle T_w \rangle$). Следовательно, нестационарное периодическое по времени течение на линии растекания стреловидного крыла, реализующееся при таком периодическом по времени изменении температуры поверхности, оказывается более предпочтительным по сравнению с полностью стационарным обтеканием с точки зрения повышения устойчивости пограничного слоя и увеличения Re^* .

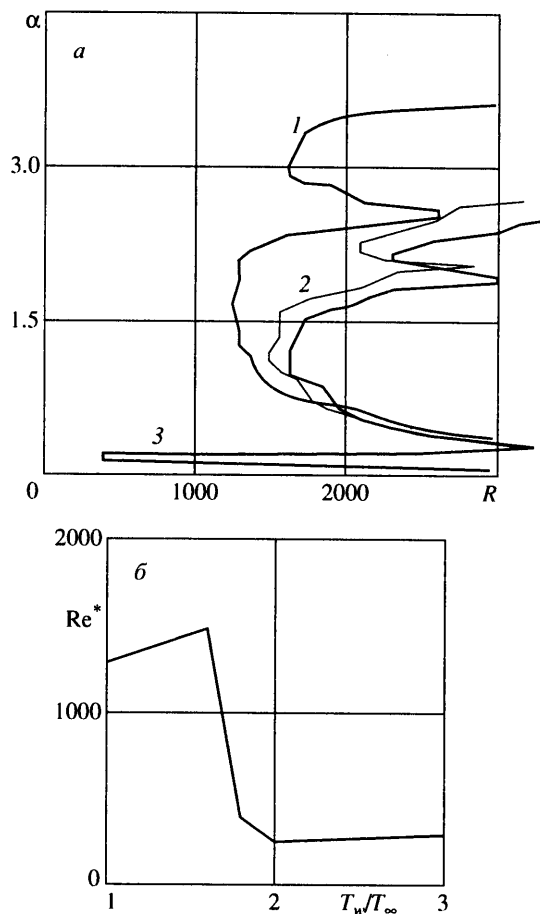
Расчеты профилей основного течения в пограничном слое на линии растекания и характеристик его устойчивости при различных скоростях отсоса газа через поверхность показывают, что отсос газа с периодическим изменением скорости отсоса



Фиг. 3. Зависимость критического числа Рейнольдса Re^* от скорости отсоса (*a*) и зависимости от времени Re^* и скорости отсоса V_w при периодическом изменении скорости отсоса (кривые 1–2 соответственно). Кривые 3–4 соответствуют среднему по времени значению $\langle Re^* \rangle$ и величине $Re^* = Re^*(\langle V_w \rangle)$

может также оказаться более благоприятным с точки зрения повышения устойчивости, чем отсос газа с постоянной фиксированной скоростью. На фиг. 3, *a* приведены зависимости Re^* от относительной скорости отсоса V_w , скорости отсоса V_w , которая связана с размерной скоростью отсоса соотношением $V_w^* = V_\infty V_w R^{-1}$. На фиг. 3, *б* показаны зависимости Re^* (кривая 1) при периодическом изменении по времени безразмерной скорости отсоса газа V_w (кривая 2). Здесь же показано, что среднее по времени значение критического числа Рейнольдса $\langle Re^* \rangle$ для выбранной зависимости скорости отсоса от времени оказывается больше, чем значение Re^* , соответствующее среднему по времени значению скорости отсоса в полностью стационарном случае. Нетрудно видеть, что, как и в случае переменной по времени температуры поверхности, соответствующий выбор временной зависимости скорости отсоса позволяет получить нестационарное течение на линии растекания, в среднем более устойчивое, чем это имеет место при полностью стационарном течении с постоянной скоростью отсоса, равной среднему значению скорости отсоса газа.

Остановимся на некоторых результатах, полученных для сверхзвуковых скоростей внешнего невязкого потока, при этом рассмотрим более подробно особенности,



Фиг. 4. Нейтральные кривые 1–3, соответствующие трем значениям температуры поверхности $T_w = 1.0$; 1.6; 1.8 (а), и зависимость $\langle Re^* \rangle$ от температуры при сверхзвуковой скорости набегающего потока $M_\infty = 2.0$ (б)

возникающие при нагреве (охлаждении) поверхности для числа Маха набегающего потока $M_\infty = 2$ ($M_e = 1.58$, $\chi = 60^\circ$). Отметим, что влияние отсоса на характеристики устойчивости при сверхзвуковых скоростях внешнего невязкого потока оказываются качественно совершенно такими же, как и в случае дозвуковых скоростей, и поэтому далее будут обсуждаться только результаты, относящиеся к влиянию переменной во времени температуры поверхности на устойчивость пограничного слоя на линии растекания.

На фиг. 4, а приведены кривые нейтральной устойчивости, полученные при трех различных значениях температуры поверхности $T_w = 1$, 1.6 и 1.8 (температура на внешней границе вязкого слоя для указанного числа Маха равна $T_e = 1.21$), а также зависимость критического числа Рейнольдса потери устойчивости от температуры поверхности (фиг. 4, б). Отметим, что в соответствии с результатами [6] при сверхзвуковых скоростях и умеренных температурах поверхности, близких к температуре на внешней границе пограничного слоя T_e , возрастание температуры поверхности обычно сопровождается ростом Re^* , а также частичной или полной стабилизацией возмущений, соответствующих малым волновым числам $\alpha \leq 0.1-0.4$. В то же время появляется одна или несколько новых областей неустойчивости, которые при сверхзвуко-

вой скорости внешнего потока лежат в области больших волновых чисел $0.4 \leq \alpha \leq 4$ в диапазоне чисел Рейнольдса $R \approx 1300-2500$. Эти области неустойчивости с достаточно большими значениями Re^* можно считать основными, в силу того что соответствующие им неустойчивые возмущения обладают существенно большими скоростями нарастания. Таким образом, при анализе устойчивости сверхзвуковых пограничных слоев на линии растекания необходимо иметь возможность определить минимальное значение Re^* .

Отметим, что охлаждение поверхности ведет к незначительной дестабилизации возмущений, соответствующих умеренным и большим значениям волнового числа [6]. В то же время увеличение температуры поверхности приводит к прямо противоположному эффекту, т.е. течение на линии растекания становится все более устойчивым по отношению к возмущениям, соответствующим этому диапазону волновых чисел $0.4 \leq \alpha \leq 4$. Однако при достижении температуры поверхности некоторого критического значения, которое при умеренных значениях числа Маха оказывается на 30–60% выше температуры внешнего невязкого потока, в плоскости (α, R) вновь появляется область неустойчивых возмущений, соответствующая малым волновым числам $\alpha \leq 0.1-0.4$, которая обычно имеет существенно меньшее значение Re^* , чем основная область неустойчивости, лежащая в области больших волновых чисел.

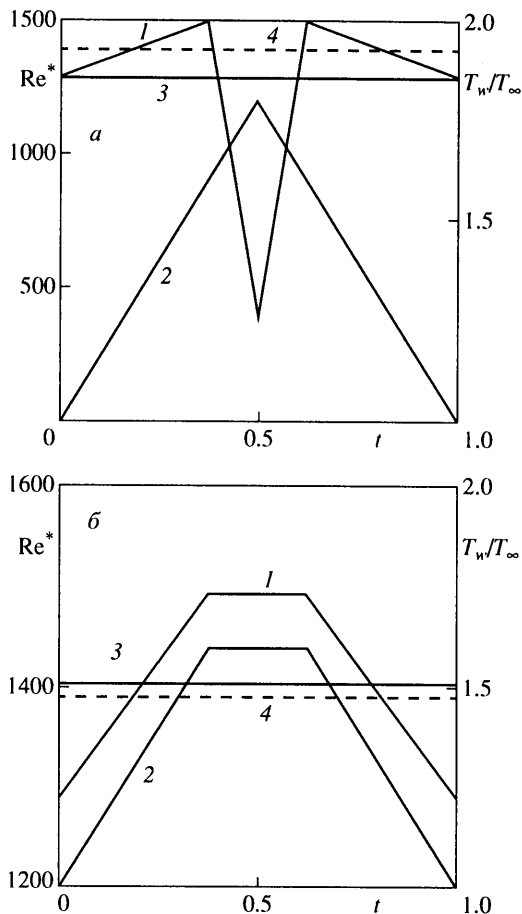
Указанная особенность поведения характеристик устойчивости сверхзвукового течения в пограничном слое на линии растекания иллюстрируется результатами расчетов на фиг. 4, а. При повышении температуры стенки до $T_w = 1.6$ значение Re^* увеличивается и нейтральные кривые смещаются в сторону больших значений R , в то же время при дальнейшем повышении температуры до $T_w = 1.8$ в области малых волновых чисел появляется область неустойчивых возмущений с $\alpha \leq 0.1-0.3$, которой соответствует значительно меньшее критическое число Рейнольдса.

На фиг. 4, б приведена зависимость Re^* от температуры поверхности $T_w = T_w^* / T_\infty^*$. Заметим, что при температуре поверхности $T_w = T_c$ критическое число $Re^* = 1360$. До температуры $T_w = 1.6$ критическое число Re^* растет одновременно с ростом T_w , а затем быстро уменьшается, что связано с появлением области неустойчивости, соответствующей малым волновым числам $\alpha \leq 0.1-0.3$ и значениям Re^* почти в 3.5 раза меньшим, чем при той же температуре поверхности для основной области неустойчивости, соответствующей $0.4 \leq \alpha \leq 4$.

В связи с указанной зависимостью критического числа Re^* от температуры поверхности в случае ее периодического изменения во времени можно получить два варианта поведения средних по времени значений Re^* . Так, на фиг. 5, а показан один из возможных вариантов зависимости критического числа Re^* и периодической зависимости температуры поверхности от времени (кривая 2), для которых $\langle Re^* \rangle$ меньше, чем значение числа Re^* при постоянной температуре $T_w = \langle T_w \rangle$ в случае полностью стационарного течения в пограничном слое (штриховая прямая). В этом случае нестационарное периодическое течение на линии растекания теряет устойчивость раньше, чем в стационарном случае и является менее устойчивым.

Полученное поведение Re^* и $\langle Re^* \rangle$ связано с достижением температурой поверхности на некотором интервале времени достаточно высоких значений, при которых возникает узкая область неустойчивости с малыми волновыми числами и достаточно малым значением критического числа Re^* . В то же время, если ограничить максимальную температуру поверхности, достигаемую на временном интервале, значением, при котором узкая область неустойчивости, обладающая очень малым значением Re^* , не возникает, можно получить обратный результат, а именно что квазистационарное периодическое по времени течение в пограничном слое будет обладать большим запасом устойчивости, чем полностью стационарное, соответствующее фиксированным средним значениям основных параметров.

В качестве иллюстрации сказанного на фиг. 5, б представлены зависимости температуры поверхности T_w и Re^* от времени, для которых $\langle Re^* \rangle$ оказывается больше,



Фиг. 5. Зависимости критического числа Рейнольдса Re^* (кривые 1) и температуры поверхности T_w (кривые 2) от времени для двух различных периодических законов изменении температуры поверхности передней кромки (а, б). Кривые 3–4 соответствуют среднему по времени значению $\langle Re^* \rangle$ и величине $Re^* = Re^*(\langle T_w \rangle)$

чем соответствующее значение, взятое при среднем значении температуры поверхности, показанное штриховой прямой. Таким образом, в случае нестационарного периодического по времени течения в пограничном слое на линии растекания можно так подобрать параметры изменения температуры поверхности по времени, что такое квазистационарное течение окажется более устойчивым по сравнению со своим стационарным аналогом, соответствующим тем же значениям средней температуры и других параметров основного невозмущенного течения.

Заключение. В случае достаточно медленного изменения во времени температуры поверхности или скорости отсоса газа течение на линии растекания стреловидного крыла можно рассматривать как квазистационарное и воспользоваться для анализа его устойчивости в каждый отдельный момент времени линейной теорией устойчивости стационарных плоскопараллельных течений. Как при дозвуковых, так и сверхзвуковых скоростях можно так подобрать периодические законы изменения этих параметров во времени, что квазистационарное ламинарное течение на линии растекания станет в среднем более устойчивым по сравнению с полностью стационарным пограничным слоем при постоянных значениях температуры и скорости отсоса,

равных своим средним по периоду значениям. Приведены соответствующие примеры периодических законов изменения температуры поверхности или скорости отсоса, когда среднее за период значение критического числа Рейнольдса оказывается больше, чем его величина в полностью стационарном течении при постоянных температуре или скорости отсоса, равных их средним значениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hall P., Malik M.R.* On the stability of a three-dimensional attachment line boundary layer: weakly nonlinear theory and numerical approach // *J. Fluid Mech.* 1986. V. 163. P. 257–282.
2. *Theofilis V.* On linear and nonlinear instability of the incompressible swept attachment line boundary layer // *J. Fluid Mech.* 1998. V. 355. P. 193–227.
3. *Казаков А.В.* Влияние температуры поверхности на устойчивость пограничного слоя на линии присоединения скользящего крыла // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1990. № 6. С. 78–82.
4. *Kazakov A.V.* Stability of the supersonic swept attachment line boundary layer with surface heating and volume energy supply // *Abst. 19th. Intern. Congr. Theor. and Appl. Mechanics.* Kyoto, Japan. 1996. P. 538–539.
5. *Казаков А.В.* Влияние температуры поверхности на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла // *Изв. РАН. МЖГ.* 1997. № 5. С. 43–49.
6. *Казаков А.В.* Влияние подвода энергии на устойчивость пограничного слоя на линии растекания скользящего крыла при сверхзвуковых скоростях // *Изв. РАН. МЖГ.* 1998. № 5. С. 90–97.

Москва

Поступила в редакцию
10.X.2000