

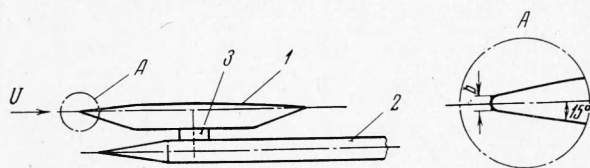
УДК 533.6 : 532.526

ВЛИЯНИЕ УГЛА СТРЕЛОВИДНОСТИ И ЕДИНИЧНОГО ЧИСЛА  
РЕЙНОЛЬДСА НА ПЕРЕХОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ  
ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

С. В. Калинина, В. И. Корнилов

(Новосибирск)

Изучение обтекания стреловидных крыльев связано с исследованием перехода трехмерного пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное при сверхзвуковых скоростях полета. Ранее было обнаружено [1], что на стреловидном крыле область перехода располагается значительно ближе к передней кромке, чем на прямом крыле. Исследования [2] показали, что уменьшение длины ламинарного участка при увеличении угла стреловидности  $\chi$  связано главным образом с интенсивностью поперечных токов, обусловленных затуплением передней кромки, а также с наличием градиента давления в направлении хорды.



Фиг. 1

Однако имеющиеся по этому вопросу опытные данные при сверхзвуковых скоростях относятся к стреловидным крыльям с плоскими поверхностями, т. е. к стреловидным плоским пластинам [3].

Увеличение числа Рейнольдса перехода  $Re^*$  с ростом единичного числа Рейнольдса  $(U/\nu)_\infty$  является характерным [4, 5]; тем не менее природа этого явления пока еще до конца не выяснена.

При изучении проблемы перехода на стреловидных крыльях представляет интерес совместное влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на длину ламинарного участка.

В связи с этим в ИТПМ СО АН СССР были проведены исследования совместного влияния величин  $\chi$  и  $(U/\nu)_\infty$  на положение перехода из ламинарной формы течения в турбулентную.

Эксперименты проведены при числах Маха  $M=3$  и  $4$  в диапазоне чисел Рейнольдса  $(U/\nu)_\infty = (20 \div 58) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  и нулевом угле атаки в сверхзвуковой аэродинамической трубе с размерами рабочей части  $0.6 \times 0.6 \text{ м}^2$ .

Исследуемая модель представляет собой прямое в плане крыло с хордой  $250 \text{ мм}$ , размахом  $400 \text{ мм}$  и относительной толщиной профиля  $c^* = 0.03$ . Схема крепления модели 1 на державке 2 приведена на фиг. 1.

Верхняя (рабочая) поверхность модели выполнена по дуге параболы, нижняя — из конструктивных соображений не профилировалась. Толщина передней кромки контролировалась микроскопом

типа УИМ-21 и составляла  $0.11 \text{ мм}$ . Высота микронеровностей рабочей поверхности не превышала  $1.6 \text{ мк}$ . Узел крепления 3 модели на державке выполнен так, что угол стреловидности по передней кромке можно было менять в пределах от  $0$  до  $90^\circ$ .

Положение перехода определялось по изменению полного давления  $p_0^*$  в пограничном слое вдоль направления набегающего потока на фиксированном расстоянии от стенки. За начало перехода и конец перехода принимались точки, в которых измеренное давление  $p_0^*$  достигало соответственно минимального и максимального значения. Приемник давления, установленный на вертикальной стойке координатника, имею-

$\chi$	$M_\infty$	$(U/\nu)_\infty \cdot 10^{-6}, \text{ м}^{-1}$	$T_{0\infty}, ^\circ\text{К}$
—1	3.03	20.5, 41.0, 51.1	270
19	3.04	21.5, 41.2, 51.3	265
39	3.03	20.4, 42.6, 53.7	265
49	3.04	21.1, 41.4, 52.4	264
—1	4.06	23.7, 36.5, 54.0	274
19	4.07	23.6, 36.6, 54.7	270
39	4.06	23.9, 36.0, 54.6	271
49	4.08	23.6, 36.6, 58.1	266

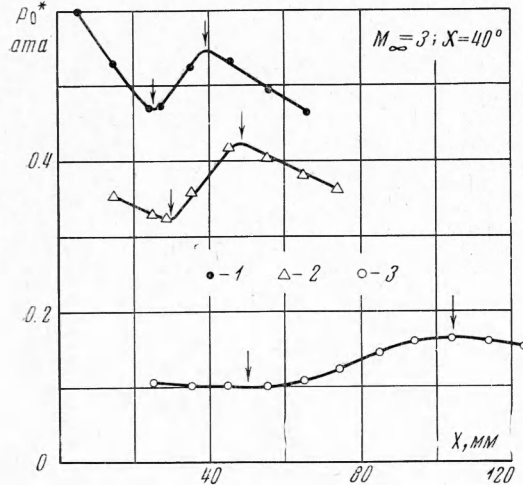
щего следящий привод, мог перемещаться вдоль поверхности модели по направлению набегающего потока. Были использованы два плоских приемника давления с эффективной высотой 0.35 и 0.2 мм. Погрешность определения положения приемника по образующей профиля ( $x$ ) и перпендикулярно к ней ( $y$ ) составляет соответственно  $\pm 1$  и  $\pm 0.1$  мм.

Отсчеты полного давления производились при дискретных положениях приемника с интервалом  $\Delta x \approx 10$  мм. Для измерения давления использовался групповой регистрирующий манометр класса 0.5 с диапазоном измерения 0.2 ата.

Следует отметить, что в случае, когда  $(U/v)_{\infty} \geq 50 \cdot 10^6$  и  $\chi \geq 40^\circ$ , толщина пограничного слоя в конце ламинарного участка оказалась соизмеримой с высотой приемника полного давления. Имеющиеся по этому вопросу данные показывают, что увеличение высоты приемника вплоть до размеров толщины пограничного слоя не влияет на число  $Re$  конца перехода и несколько увеличивает число  $Re$  начала перехода. Поэтому есть основания полагать, что результаты данной работы получены с достаточной степенью точности.

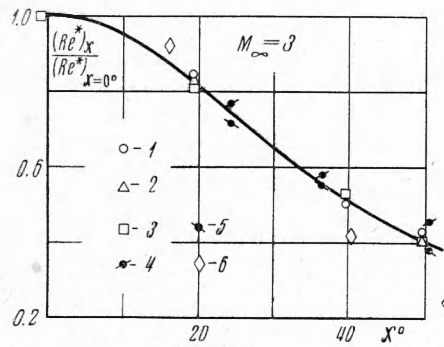
Сведения о режимах испытаний сведены в таблицу.

На фиг. 2 для  $M_{\infty} = 3$ ,  $\chi = 40^\circ$  приведены типичные экспериментальные кривые распределения полного давления в пограничном слое вдоль направления набегающего потока

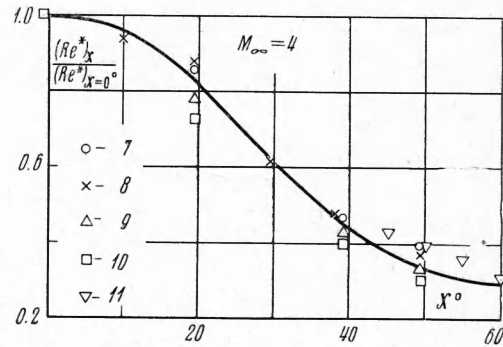


Фиг. 2

в виде зависимостей  $p_0^*(x)$ , где точки 1, 2, 3 относятся соответственно к  $(U/v)_{\infty} = 53.7 \cdot 10^6$ ,  $42.6 \cdot 10^6$  и  $20.4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ . Видно, что характер распределения давления существенно зависит от единичного числа  $(U/v)_{\infty}$ , с увеличением которого плавный вид зависимости  $p_0^*$  сменяется кривой с ярко выраженным минимумом и максимумом.



Фиг. 3



Фиг. 4

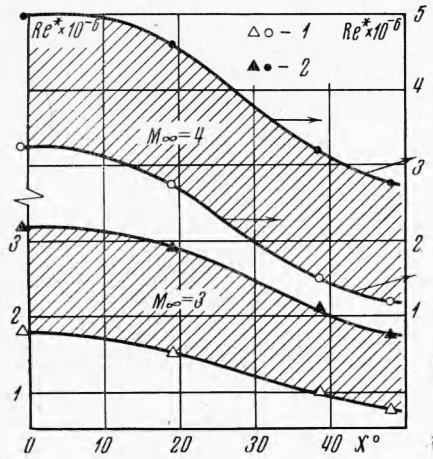
На фиг. 3 и 4 показано влияние угла стреловидности  $\chi$  и единичного числа  $(U/v)_{\infty}$  на нормализованное число Рейнольдса  $(Re^*)_x / (Re^*)_{x=0}$  при  $M_{\infty} = 3$  и 4, где точки 1, 2, 3 относятся соответственно к  $(U/v)_{\infty} = 20.0 \cdot 10^6$ ,  $40.0 \cdot 10^6$ ,  $55.0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ; 4, заимствованы из [6] при  $(U/v)_{\infty} = 14.0 \cdot 10^6$  и  $23.6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  соответственно, а 6 и 5 — использованы из данных М. А. Алексеева. Аналогично точки 7, 8, 9, 10 — результаты настоящей работы соответственно при  $(U/v)_{\infty} = 20.0 \cdot 10^6$ ,  $30.0 \cdot 10^6$ ,  $40.0 \cdot 10^6$  и  $55.0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , а 11 взяты по данным [3] при  $(U/v)_{\infty} = 63.6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

Результаты настоящей работы сравниваются с данными, полученными в других аэродинамических трубах. Видно, что экспериментальные значения  $(Re^*)_x / (Re^*)_{x=0}$  удовлетворительно согласуются между собой и описываются некоторой осредняющей

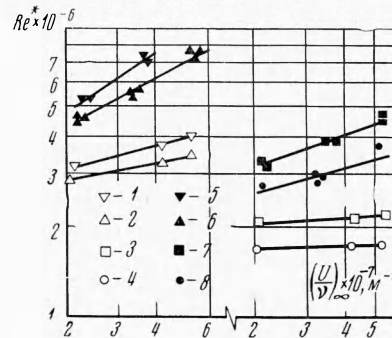
кривой, вид которой зависит от числа  $M_\infty$ . Это дает основание предполагать, что изменение нормализованного числа Рейнольдса в функции от угла стреловидности, по-видимому, не зависит от единичного числа  $Re$ .

На фиг. 5 представлены зависимости для значения  $(U/v)_\infty = 20.0 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ , характеризующие число  $Re^*$ , вычисленное по началу 1 и концу 2 перехода, которые показывают, что с увеличением угла стреловидности, точка перехода очень быстро перемещается к передней кромке крыла. Наиболее интенсивное уменьшение длины ламинарного участка наблюдается в диапазоне углов  $\chi = 20 \div 40^\circ$ . Область перехода расширяется при увеличении числа  $M_\infty$  от 3 до 4.

На фиг. 6 приведены значения  $Re^*$ , вычисленные по концу перехода, в зависимости от единичного числа трубы  $(U/v)_\infty$  при различных значениях угла стреловидности  $\chi$ , где точки 1, 2, 3 представлены при числе  $M_\infty = 3$  и соответствуют значениям



Фиг. 5



Фиг. 6

угла  $\chi = 0, 20, 40, 50^\circ$ , а точки 5, 6, 7, 8 относятся к тем же значениям угла  $\chi$  при числе  $M_\infty = 4$ . Видно систематическое увеличение числа  $Re^*$  перехода с ростом единичного числа Рейнольдса. С увеличением угла  $\chi$  тенденция роста числа  $Re^*$  существенно снижается, а в отдельных случаях ( $M_\infty = 3, \chi \geq 40^\circ$ ) практически никакого влияния  $(U/v)_\infty$  на положение перехода не обнаружено. Увеличение числа  $M_\infty$  от 3 до 4 вызывает быстрый рост числа  $Re$ , что ранее отмечалось в работах Мишеля, Поттера и других исследователей.

Таким образом, экспериментальные исследования совместного влияния угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на положение перехода пограничного слоя на стреловидном крыле в широком диапазоне чисел  $(U/v)_\infty$  при  $M_\infty = 3$  и 4 показали, что при увеличении угла стреловидности положение перехода быстро смещается к передней кромке крыла. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными других авторов. Как и на плоской пластине, на прямых крыльях имеет место непрерывное увеличение числа  $Re^*$  с ростом единичного числа  $(U/v)_\infty$ . При больших углах стреловидности  $\chi \geq 40^\circ$  тенденция роста числа  $Re^*$  существенно снижается.

Поступила 29 V 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A n s c o m b e A., I l l i n g w o t h L. N. Wind-tunnel observations of boundary layer transition on a wing at various angles of sweepback. ARC R MN 2968, 1956.
2. G r o t h E. E. Boundary-layer transition measurements on swept wing at supersonic speeds. Summary Laminar Boundary-Layer Control Res., 1964, vol. 2.
3. D u n n i n g R. W., U l m a n n E. F. Effects of sweep and angle of attack on boundary-layer transition on wing at mach number 4.04. NACA TN 3473, 1955.

4. Pate S. R., Schueler C. J. Radiated aerodynamic noise effects of boundary-layer transition in supersonic and hypersonic wind tunnels. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 3.
5. Корнилов В. И., Левченко В. Я., Харитонов А. М. Исследование перехода пограничного слоя на крыловом профиле при сверхзвуковых скоростях. Изв. СО АН СССР, Сер. техн., 1971, вып. 1, № 3.
6. Pate S. R., Groth E. E. Boundary-layer transition measurements on swept wings with supersonic leading edges. AIAA Journal, 1966, vol. 4, No. 4.

УДК 534.24

### ОБ АВТОМОДЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ ВЫГОРАНИЯ СИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПОРОХА ПРИ ИЗМЕНЯЮЩЕМСЯ ДАВЛЕНИИ

Ю. А. Гостинцев

(Москва)

При длительном горении симметричных элементов пороха (пластина, цилиндр или сфера) распределение температуры внутри частицы перестает «помнить» тепловые условия, созданные в процессе воспламенения. Поэтому, в принципе, при продолжительном горении элементов можно ожидать установления автомоделного режима нестационарного выгорания.

Как будет видно из дальнейшего, такой режим обеспечивается изменяющимся во времени давлением, если давление возрастает по мере выгорания частицы, до некоторого максимального значения, а затем падает до нуля.

В пределах феноменологической модели нестационарного горения пороха [1, 2] рассматриваемая проблема описывается системой уравнений [3, 4]

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\kappa}{r^s} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^s \frac{\partial T}{\partial r} \right), & 0 \leq r \leq R(t) \\ \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 \quad \text{при } r = 0, & T_s = T_s \left[ p, \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R(t)} \right] \quad \text{при } r = R(t) \\ - \frac{dR}{dt} &= u \left[ p, \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{R(t)} \right], & p = p(t) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь начало координат помещено на оси симметрии элемента;  $s = 0, 1, 2$  соответственно для пластины, цилиндра и сферы;  $R(t)$  — расстояние до горячей поверхности; выражения для температуры поверхности  $T_s$  и скорости горения предполагаются известными функциями от давления  $p$  и градиента температуры на поверхности в конденсированной фазе ( $k$ -фазе).

Введены безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \tau &= t \frac{u_0^2}{\kappa}, & \xi &= r \frac{u_0}{\kappa}, & \vartheta &= \frac{T - T_0}{T_{s0} - T_0}, & w &= \frac{u}{u_0}, & \pi &= \frac{p}{p_0} \\ \varphi &= \left( \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right)_{\xi=\delta(\tau)}, & \delta(\tau) &= R(t) \frac{u_0}{\kappa} \end{aligned}$$

где индексом 0 обозначены параметры, характеризующие горение полубесконечного объема пороха при начальной температуре  $T_0$ , температуре поверхности  $T_{s0}$  и давлении  $p_0$ .

Система (1) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} &= \frac{1}{\xi^s} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi^s \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} \right), & 0 \leq \xi \leq \delta(\tau) \\ \frac{\partial \vartheta}{\partial \xi} &= 0 \quad \text{при } \xi = 0, & \vartheta &= \vartheta_s(\pi, \varphi) \quad \text{при } \xi = \delta(\tau) \\ - \frac{d\delta}{d\tau} &= w(\pi, \varphi), & \pi &= \pi(\tau) \end{aligned} \quad (2)$$