

ВЛИЯНИЕ ПРИТУПЛЕНИЯ НОСОВОЙ ЧАСТИ ПРОФИЛЯ И УГЛА СТРЕЛОВИДНОСТИ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛА

В. И. Холявко

ВВЕДЕНИЕ

Притупление передних кромок крыльев, необходимое для отбора тепла на больших сверхзвуковых скоростях, приводит к изменению аэродинамических характеристик крыла.

Известно, что это изменение заключается в резком увеличении лобового сопротивления и, связанного с этим, в уменьшении аэродинамического качества. Последнее, в свою очередь, приводит к уменьшению дальности полета гиперзвукового крыльевого летательного аппарата.

Частичное восстановление аэродинамических характеристик крыла может быть достигнуто путем применения стреловидности передней кромки. Однако точный количественный анализ взаимного влияния притупления передней кромки и угла стреловидности на аэродинамические характеристики крыла связан с большими трудностями, которые до настоящего времени еще не разрешены.

Это может быть объяснено сложностью явлений, возникающих при обтекании затупленных тел. Даже при существенном упрощении (симметричное обтекание идеальным газом без учета его реальных свойств) задача сводится к численному решению нелинейных дифференциальных уравнений [1].

В данной работе изложен приближенный метод определения взаимного влияния притупления носовой части профиля и угла стреловидности передней кромки на аэродинамические характеристики крыла.

В первой части статьи, исходя из приближенного представления обтекания тупоносых тел сверхзвуковым потоком, рассматривается влияние притупления на аэродинамические характеристики профиля.

Во второй части рассмотрено взаимное влияние притупления и угла стреловидности передней кромки крыла на его аэродинамические характеристики.

I. Влияние притупления носовой части профиля на его аэродинамические характеристики

При обтекании затупленного впереди профиля сверхзвуковым потоком перед ним образуется отошедшая ударная волна с примыкающей к ней дозвуковой зоной. Это обстоятельство чрезвычайно затрудняет теоретические исследования, особенно если учесть, что притупление оказывает влияние на течение вниз по потоку.

При точном решении задача сводится к численному интегрированию нелинейных дифференциальных уравнений.

Приближенный учет влияния можно провести следующим образом.

Так как течение за точкой C на профиле (рис. 1) является сверхзвуковым, то часть формы профиля, расположенная правее точки C , не будет оказывать влияния на обтекание притупления. Поэтому течение в области $ABCA$ будет одним и тем же для различных профилей с одинаковой формой затупления.

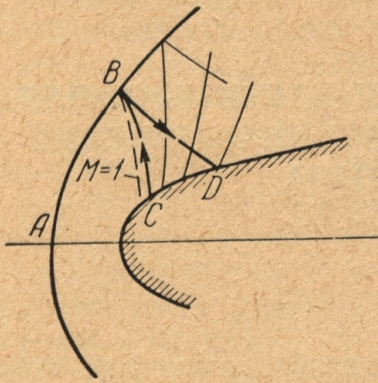


Рис. 1.

С другой стороны, наибольшее влияние, которое оказывает затупление на течение вниз по потоку, проявляется на участке CD , где точка D определяется отражением от ударной волны крайней характеристики CB .

На этом участке к величине давления, рассчитанной по теории тонкого профиля, прибавляется величина давления, обусловленная притуплением. Наклон поверхности профиля к его хорде у тонких профилей является небольшим и поэтому доля сопротивления, вносимого этой дополнительной величиной давления будет значительно меньше сопротивления, создаваемого притуплением.

Особенно это справедливо для тонких профилей с относительно большими радиусами притупления носовой части.

В результате лобовое сопротивление тонкого профиля с затупленной носовой частью можно приближенно определить простым суммированием сопротивления затупления и сопротивления остальной части профиля, вычисленного, например, по линеаризованной теории сверхзвуковых течений (теория Аккерета).

В такой постановке задача сводится к определению сопротивления затупления.

Расчет лобового сопротивления затупления проведем используя модифицированную формулу Ньютона, по которой давление в каждой точке равно:

$$\bar{p} = \bar{p}_{\max} \sin^2 \nu,$$

где ν — местный угол наклона поверхности, относительно набегающего потока;

\bar{p}_{\max} — коэффициент давления в критической точке.

Связь между величиной \bar{p}_{\max} и числом M набегающего потока устанавливается формулой Рэлея [1]:

$$\bar{p}_{\max} = \frac{3}{kM^2} \left[\left(\frac{k+1}{2} M^2 \right)^{\frac{k}{k+1}} \left(\frac{k+1}{2kM^2 - k + 1} \right)^{\frac{1}{k+1}} - 1 \right]. \quad (1.1)$$

Величины \bar{p}_{\max} для воздуха ($k=1,4$) приведены в таблице:

M	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	∞
\bar{p}_{\max}	1,27	1,40	1,50	1,59	1,63	1,66	1,72	1,76	1,80	1,81	1,82	1,83	1,84

Для анализа более удобной оказывается формула, предложенная Оливером [2]:

$$\bar{p}_{\max} = \frac{k+3}{k+1} \left(1 - \frac{2}{k+3} M^2 \right).$$

Если форма носовой части задана уравнением $y=y(x)$, то формулу Ньютона можно представить как

$$\bar{p} = \bar{p}_{\max} \frac{y'^2}{1+y'^2}.$$

Суммируя величины давления по носовой части, определим коэффициент силы лобового сопротивления. В случае симметричной носовой части будем иметь:

$$c_x = 2\bar{p}_{\max} \int_0^{\frac{t}{2}} \frac{y'^2}{1+y'^2} d\left(\frac{y}{b}\right), \quad (1,2)$$

где t — толщина носовой части;

b — характерный размер, для профиля принимается равным хорде.

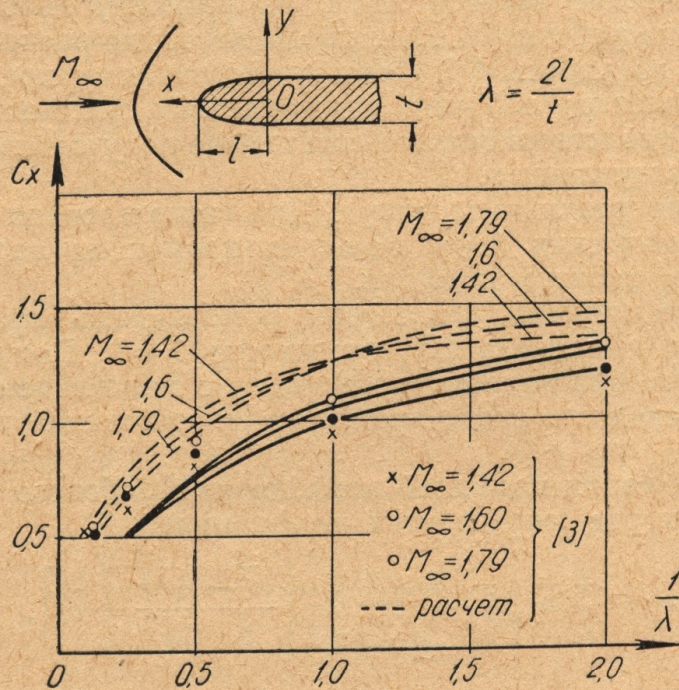


Рис. 2.

Применим формулу (1, 2) для определения лобового сопротивления эллиптических форм носовой части.

Уравнение эллипса будет (рис. 2):

$$\frac{x^2}{l^2} + \frac{y^2}{\left(\frac{t}{2}\right)^2} = 1;$$

и тогда сопротивление носовой части, отнесенное к параметру, определится, согласно (1, 2), как

$$c_x = 2\bar{p}_{\max} \int_0^{0,5} \frac{1-4\bar{y}^2}{1-4(1-\lambda^2)\bar{y}^2} d\bar{y},$$

здесь введены относительные величины:

$$\bar{y} = \frac{y}{t} \quad \text{и} \quad \lambda = \frac{2b}{t}.$$

Интегрирование этого уравнения проводится в зависимости от величины удлинения носовой части λ .

В результате получаем:

1) для $\lambda > 1$

$$c_x = \bar{p}_{\max} \left[\frac{\lambda^2}{(\lambda-1)^{3/2}} \operatorname{arctg} \sqrt{\lambda^2-1} - \frac{1}{\lambda^2-1} \right], \quad (1.3')$$

2) для $\lambda = 1$

$$c_x = \frac{2}{3} \bar{p}_{\max}; \quad (1.3'')$$

3) для

$$c_x = \bar{p}_{\max} \left[\frac{1}{1-\lambda^2} - \frac{\lambda^2}{(1-\lambda^2)^{3/2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-\lambda^2}}{1 - \sqrt{1-\lambda^2}} \right]. \quad (1.3''')$$

На рис. 2 приведены экспериментальные данные по влиянию удлинения эллиптической носовой части на величину лобового сопротивления, взятые из работы [3]. Пунктиром нанесены расчетные величины, взятые также из работы [3]. Сплошными линиями представлены значения коэффициентов лобового сопротивления, рассчитанные по формулам (1.3). Удовлетворительное совпадение получается при $\lambda \leq 2$, т. е. при больших затуплениях.

Полученные результаты могут быть использованы для изучения влияния эллиптических форм передних кромок на аэродинамические характеристики тонкого профиля.

В качестве примера рассмотрим ромбовидный профиль, носовая часть которого выполнена по окружности $\lambda=1$. Допустим, что увеличение радиуса притупления происходит с изменением угла наклона образующих переднего ската профиля при постоянной величине хорды (рис. 3).

Для такой серии профилей коэффициент лобового сопротивления, отнесенный к хорде, определится по формуле:

$$c_x = \frac{4}{3} \bar{p}_{\max} \bar{\rho} + \frac{2}{\sqrt{M^2-1}} \left[\frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^2}{1 - 2\bar{\rho}} + \bar{c}^2 \right], \quad (1.4)$$

где $\bar{\rho} = \frac{r}{b}$ — относительный радиус закругления носовой части профиля;

$\bar{c} = \frac{c}{b}$ — относительная толщина профиля.

Расчеты, проведенные по формуле (1.4), сравниваются с экспериментальными данными, полученными для 8% профилей (рис. 3). Здесь видно, что уже при $M > 1,5$ совпадение получается удовлетворительным. Как данные эксперимента, так и теоретические расчеты показывают существенное влияние значения относительного радиуса притупления носовой части профиля на величину лобового сопротивления. При $\bar{\rho} > 0,02$ значительная часть сопротивления обусловлена притуплением.

Следует отметить, что данная модификация носовой части ромбовидного профиля является более выгодной по сравнению с непосред-

ственным притуплением. Если притупление ромбовидного профиля образовывать скруглением носка, то при этом будет уменьшаться хорда, и величина сопротивления такого профиля, отнесенная к хорде исходного профиля, определится как:

$$c_x = \frac{4}{3} \bar{p}_{\max} \bar{\rho} + \frac{4\bar{c}(\bar{c} - \bar{\rho})}{\sqrt{M^2 - 1}}, \quad (1.5)$$

где $\bar{\rho}$ и \bar{c} — отнесены к хорде исходного ромбовидного профиля.

235802

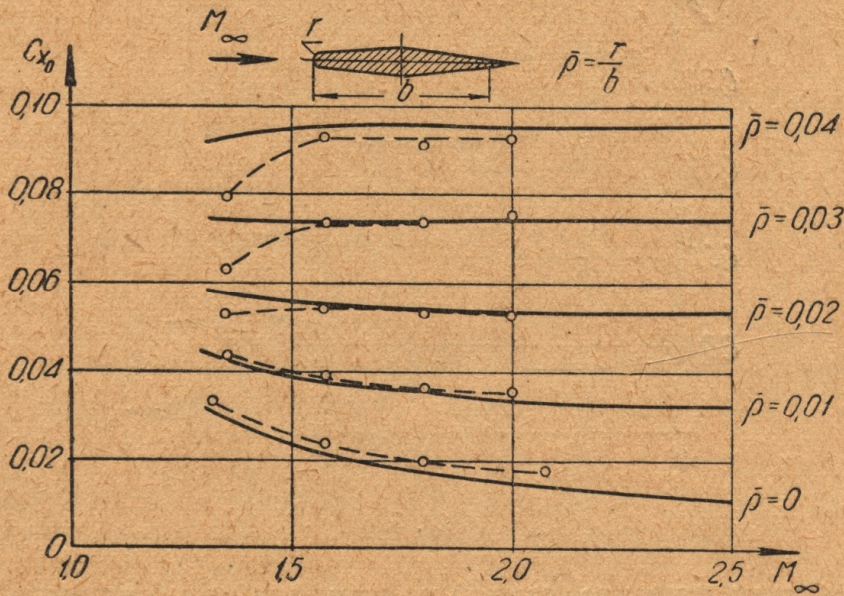


Рис. 3.

Сравнение двух различных форм притупления ромбовидного профиля представлено на рис. 4, где величина c_{x_1} определялась по формуле (1.5), а c_{x_2} — по (1.4) и $\Delta c_x = c_{x_1} - c_{x_2}$. Как видим, притупление

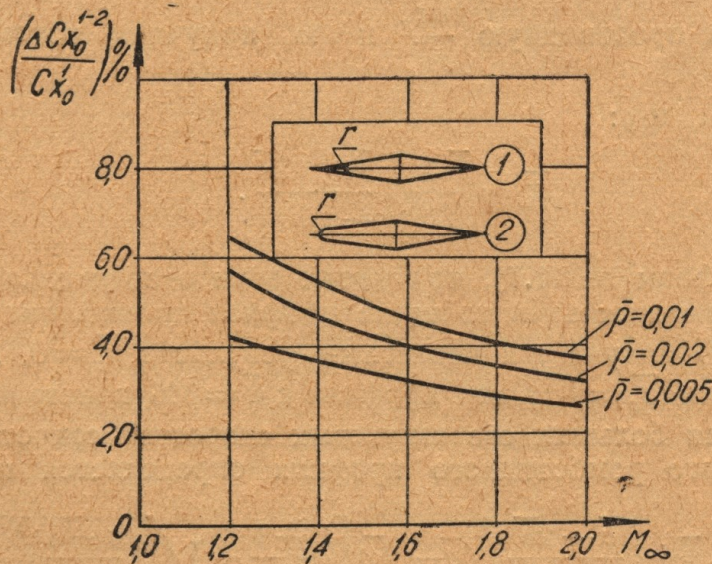
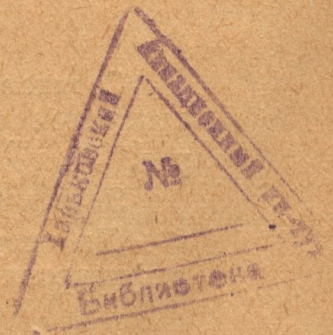


Рис. 4.

профиля с одновременным изменением наклона образующих дает меньшее, примерно 6÷8%, приращение сопротивления по сравнению с собственно притуплением.



Изложенный приближенный метод расчета величины лобового сопротивления затупленных тонких профилей позволяет довольно просто решить еще одну важную задачу.

Речь идет об установлении зависимости между относительным радиусом притупления носовой части профиля и положением максимальной толщины, обеспечивающей при заданных $\bar{\rho}$ и \bar{c} минимальную величину лобового сопротивления.

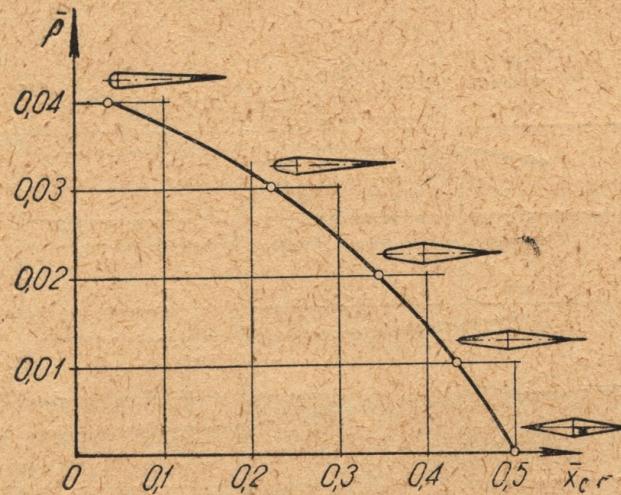


Рис. 5.

Рассмотрим решение данной задачи для ромбовидного профиля. Если положение максимальной толщины профиля обозначить через x_c , то формула (1.4) может быть представлена в следующем виде:

$$c_x = \frac{4}{3} \bar{\rho}_{\max} \bar{\rho} + \frac{1}{\sqrt{M^2 - 1}} \left[\frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^2}{x_c - \bar{\rho}} + \frac{\bar{c}^2}{1 - x_c} \right]. \quad (1.6)$$

Приравняв производную $\frac{\partial c_x}{\partial x_c}$ нулю, получаем искомую зависимость между \bar{x}_c и $\bar{\rho}$:

$$\bar{x}_c = \frac{\bar{c}(1 + \bar{\rho}) - 2\bar{\rho}}{2(\bar{c} - \bar{\rho})}. \quad (1.7)$$

Согласно формуле (1.7), при увеличении относительного радиуса притупления максимальная толщина профиля должна смещаться вперед. При $\bar{\rho} = 0$ получается известный результат $\bar{x}_c = 0,5$.

Зависимость $\bar{x}_c = f(\bar{\rho})$ для профиля с $\bar{c} = 8\%$ показана на рис. 5.

Для случая больших сверхзвуковых скоростей сопротивление модифицированного ромбовидного профиля определяется по формуле:

$$c_x = \frac{4}{3} \bar{\rho}_{\max} \bar{\rho} + \left(\frac{\bar{c} - 2\bar{\rho}}{1 - 2\bar{\rho}} \right)^2 (\bar{c} - 2\bar{\rho}) \left[\frac{k+1}{2} + \sqrt{\left(\frac{k+1}{2} \right)^2 + \frac{4}{K_1^2}} \right] + \frac{2\bar{c}^3}{kK_2^2} \left[\left(1 - \frac{k-1}{2} K_2 \right)^{\frac{2k}{k-1}} - 1 \right]. \quad (1.8)$$

Эта формула получена нами по данным, взятым из работы [1]. Здесь K_1 и K_2 параметры больших сверхзвуковых скоростей. Определяются они зависимостью:

$$K_1 = M \frac{\bar{c} - 2\bar{\rho}}{1 - 2\bar{\rho}}, \quad K_2 = M\bar{c}.$$

В предельном случае при $M = \infty$ формула может быть упрощена и принимает вид:

$$c_x = \frac{4}{3} \bar{\rho}_{\max} \bar{\rho} + (k + 1) \frac{(c - 2\rho)^3}{(1 - 2\rho)^2}. \quad (1.9)$$

Приведенные расчеты показывают, что при больших сверхзвуковых скоростях основным сопротивлением является сопротивление затупления.

Для сравнения приведем величину сопротивления ромбовидного профиля при $M = \infty$, полученную по формуле (1.9) при $\bar{\rho} = 0$:

$$c_{x \text{ ромб}} = (k + 1) \bar{c}^3. \quad (1.10)$$

II. Влияние притупления профиля и угла стреловидности на аэродинамические характеристики крыла

Ранее было показано, что у тонкого профиля основной частью лобового сопротивления является сопротивление затупления. Это, по-видимому, будет иметь место и для прямоугольного крыла.

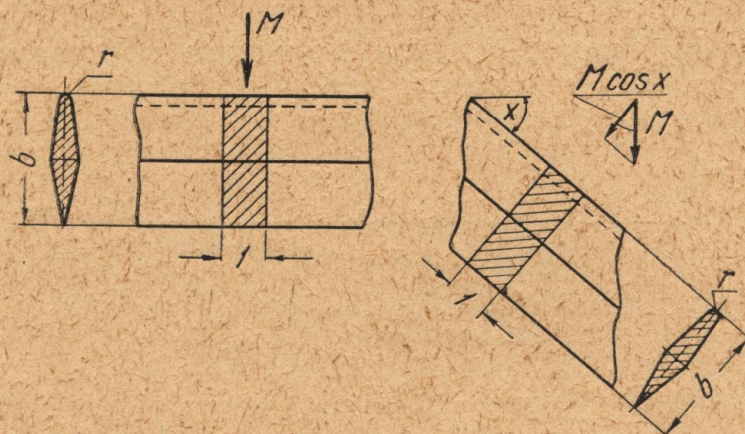


Рис. 6.

В значительной степени возрастание лобового сопротивления, связанное с использованием тупых передних кромок, может быть ослаблено приданием крылу стреловидной формы. При этом оказывается возможным найти такую зависимость между углом стреловидности и относительным радиусом притупления, при которой сопротивление стреловидного крыла с затупленным профилем равно, например, сопротивлению прямоугольного крыла с исходным заостренным профилем.

Рассмотрим прямоугольное и скользящее крыло (рис. 6). В качестве примера возьмем ромбовидный профиль и его модификации.

Если кромки крыльев сверхзвуковые $M \cos \chi > 1$, то без учета влияния концов сопротивление элемента скользящего крыла определяется по формуле:

$$c_x = \left\{ \frac{4}{3} \bar{\rho}_{\max} \bar{\rho} + \frac{2}{\sqrt{M^2 \cos^2 \chi - 1}} \left[\frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^2}{1 - 2\bar{\rho}} + \bar{c}^2 \right] \right\} \cos^3 \chi, \quad (2.1)$$

где коэффициент лобового сопротивления отнесен к скоростному напору набегающего потока и к хорде профиля, расположенного по нормали к передней кромке.

Величина \bar{p}'_{\max} определяется числом $M \cos \chi$ и может браться для этих чисел из приведенной таблицы.

Лобовое сопротивление прямого крыла с исходным ромбовидным профилем без учета конечности размаха определится как

$$c_{x \text{ ромб}} = \frac{4\bar{c}^2}{\sqrt{M^2 - 1}}. \quad (2.2)$$

Условие равенства волновых сопротивлений (2.1) и (2.2) приводит к следующей зависимости $\chi = f(\bar{\rho})$:

$$\left\{ \frac{1}{3} \bar{p}'_{\max} \frac{\bar{\rho}}{c^2} \sqrt{M^2 - 1} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M^2 - 1}{M^2 \cos^2 \chi - 1}} \left[\frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^2}{c^2(1 - 2\bar{\rho})} + 1 \right] \right\} \cos^3 \chi = 1. \quad (2.3)$$

Приближенное решение уравнения (2.3) получим, допустив, что второе слагаемое значительно меньше первого. Такое допущение оправдано, так как основная часть лобового сопротивления профиля приходится на сопротивление притупления, определяемое первым слагаемым. При этом из (2.3) имеем:

$$\frac{1}{3} \bar{p}'_{\max} \frac{\bar{\rho}}{c^2} \sqrt{M^2 - 1} \cdot \cos^3 \chi \approx 1. \quad (2.3)$$

Согласно формуле (2.3), даже небольшое притупление передней кромки требует, для сохранения величины лобового сопротивления, применения больших углов стреловидности крыла (рис. 7).

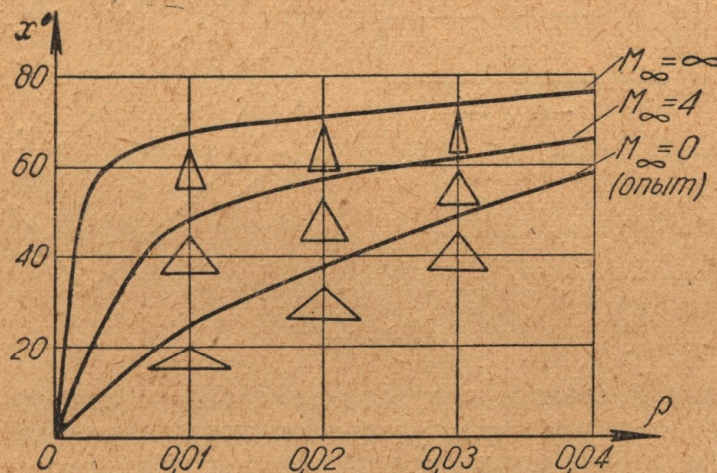


Рис. 7.

В случае больших сверхзвуковых скоростей расчеты проводятся по формуле (1.8), где вместо числа M , необходимо принимать $M \cos \chi$, а коэффициент лобового сопротивления разделить на $\cos^3 \chi$.

В предельном случае при $M = \infty$ из формулы (1.9) получаем:

$$c_x = \left[\frac{4}{3} \bar{p}'_{\max} \frac{\bar{\rho}}{c^2} + (k + 1) \frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^2}{(1 - 2\bar{\rho})^2} \right] \cos^3 \chi. \quad (2.4)$$

Сравнивая (2.4) с величиной лобового сопротивления ромбовидного профиля на прямом крыле (1.10), получаем зависимость $\chi = f(\bar{\rho})$

для предельного случая больших сверхзвуковых скоростей:

$$\left[\frac{4}{3} \frac{\bar{p}_{\max}}{k+1} \frac{\bar{\rho}}{c^3} + \frac{(\bar{c} - 2\bar{\rho})^3}{c^3 (1 - 2\bar{\rho})^2} \right] \cos^3 \alpha = 1; \quad (2.5)$$

или приближенно без учета второго слагаемого:

$$\cos \alpha \approx \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{k+1}{\bar{p}_{\max}} \frac{\bar{c}}{\sqrt[3]{\bar{\rho}}}}. \quad (2.5)$$

Зависимость (2.5) при $k=1,4$ и $\bar{p}_{\max}=1,84$ представлена на рис. 7. На этой же фигуре для сравнения нанесена экспериментальная кривая при $M=0$.

Необходимо отметить, что сравнение по формулам (2.3) и (2.4) проводится для крыльев с одинаковыми по длине передними кромками. Если же проводить сравнение для крыльев с одинаковыми размахами, то сопротивление будет пропорционально $\cos^2 \alpha$.

Дальность полета крыльевых летательных аппаратов зависит от величины максимального аэродинамического качества K_{\max} .

Определим влияние притупления передней кромки и угла стреловидности на величину аэродинамического качества. В качестве примера рассмотрим треугольные крылья, как наиболее приемлемые для больших сверхзвуковых скоростей. Ограничимся большими сверхзвуковыми скоростями и для простоты примем, что основное сопротивление крыла создается за счет притупления.

При таких допущениях лобовое сопротивление элемента треугольного крыла, взятого по размаху, согласно формуле (1.9), определится выражением:

$$c_x \approx \frac{4}{3} \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}_{\max}} \cos^3 \alpha;$$

к этой величине лобового сопротивления необходимо добавить величину индуктивного сопротивления, которую можно принять равной:

$$c_{x_i} = c_y \alpha.$$

Если не учитывать влияние притупления передней кромки на коэффициент подъемной силы, то в случае больших сверхзвуковых скоростей, он будет равен [1]:

$$c_y = (k+1) \alpha^2.$$

После этого величина аэродинамического качества определится выражением:

$$K = \frac{c_y}{c_x} = \frac{(k+1) \alpha^2}{\frac{4}{3} \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}_{\max}} \cos^3 \alpha + (k+1) \alpha^3}. \quad (2.6)$$

Из этой формулы получаем максимальное аэродинамическое качество

$$K_{\max} = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{3} \right)^{2/3} (k+1)^{1/3} \left(\frac{1}{\bar{\rho} \cos^2 \alpha} \right)^{1/3} \quad (2.7)$$

и угол атаки α_k , при котором достигается K_{\max}

$$\alpha_k = \sqrt[3]{\frac{16}{3(k+1)} \frac{\bar{\rho}}{\bar{p}_{\max}} \cos^2 \alpha}. \quad (2.8)$$

Из формул (2.6) ÷ (2.8) следует, что основным параметром, влияющим на величину K_{\max} , является величина $\bar{\rho} \cos^2 \chi$.

Значения величин аэродинамического качества для различных $\bar{\rho} \cos^2 \chi$ приведены на рис. 8.

Расчеты по формулам (2.6) ÷ (2.8) показывают, что максимальное аэродинамическое качество у крыла с тупой передней кромкой, даже при больших углах стреловидности, получается небольшим.

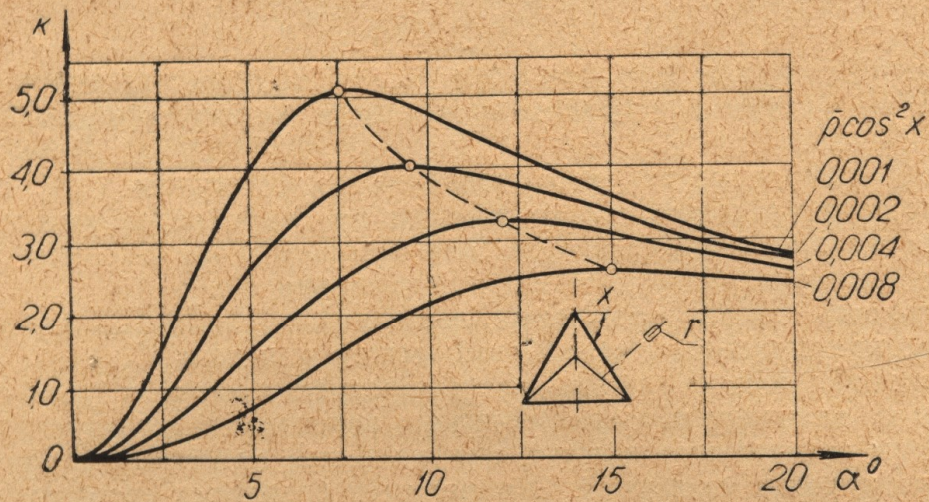


Рис. 8.

При этом, чем меньше K_{\max} , тем при больших углах атаки оно достигается.

Интересно отметить, что произведение $K_{\max} \cdot \alpha_k$ является постоянной величиной, не зависящей от притупления передней кромки и угла стреловидности. Согласно (2.7) и (2.8), это произведение равно $\frac{2}{3}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью, Физматгиз, М., 1959.
2. Оливер. Экспериментальное исследование обтекания простых тупоносых тел при больших числах M , ж. «Механика», Изд-во иностр. лит-ры, № 6, 1956.
3. Холдер и Чинек. Обтекание тел вращения и пластин с эллиптической носовой частью сверхзвуковым потоком, ж. «Механика», Изд-во иностр. лит-ры, № 2, 1952.