

УДК 533.6.011.5

© 1993 г. Г. И. МАЙКАПАР

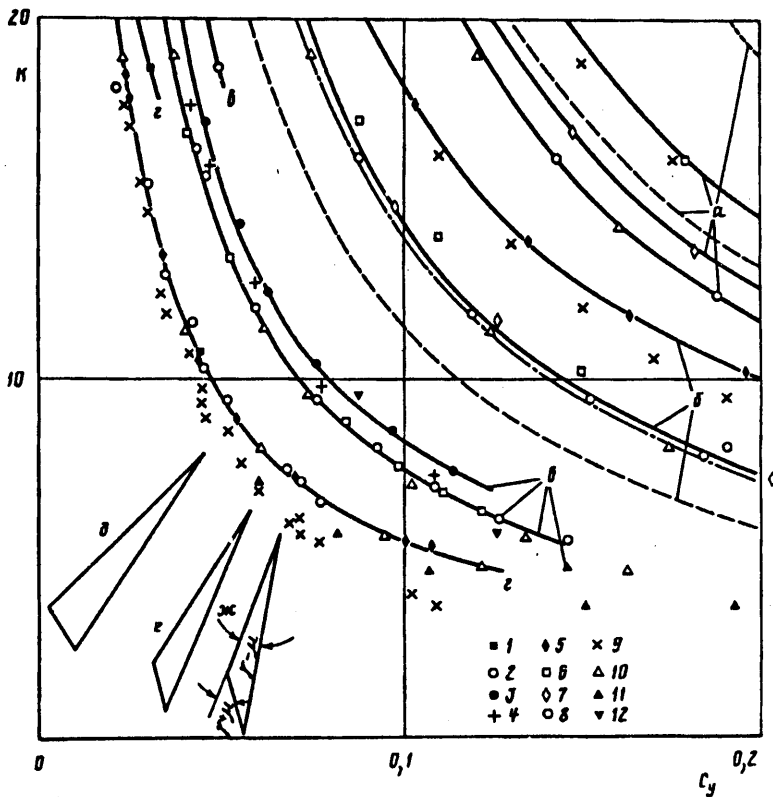
АЭРОДИНАМИЧЕСКОЕ КАЧЕСТВО ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Для анализа волнового аэродинамического качества (без учета сопротивления трения) применены течения за косым скачком уплотнения и волной разрежения. Показано, что качество бесконечной косой пластины может быть значительно больше, чем качество треугольных пластин с дозвуковыми, звуковыми и сверхзвуковыми кромками. Простейшим конечным косым крылом является крыло с характеристическими боковыми кромками, однако когда нормальная к кромке составляющая скорости за скачком становится равной скорости звука, крыло стягивается в кромку и для исключения влияния его конца необходимы другие средства. Указаны возможные варианты. Прямой клин с боковыми шайбами — оптимальная форма несущего корпуса с заданными объемом, подъемной силой, длиной и шириной. Форма поперечного сечения пирамидальных тел, образованных плоскостями тока за одним или двумя плоскими скачками, при тех же условиях на аэродинамическое качество влияет мало, а область высокого качества их значительно уже, чем клина. Если пирамида необходимого качества не дает, следует перейти к формам в плане, больше заполняющим заданную площадь. Распределение подъемной силы между корпусом и крылом дает выигрыш в качестве.

Для определения формы летательного аппарата, обеспечивающей необходимое аэродинамическое качество на расчетном участке траектории, полезно иметь представление о достижимых величинах и средствах увеличения аэродинамического качества. Выбор формы связан с многими дополнительными требованиями, ограничимся заданием объема V , подъемной силы Y , длины l и ширины b . Рассмотрим только качество, определяемое волновым сопротивлением, на которое форма влияет сильнее всего. Окончательный выбор требует, конечно, учета сопротивления трения, для этого можно просто добавить его к величине, обратной качеству. С учетом трения максимальное качество приблизительно в 2 раза меньше волнового.

Все возможные аэродинамические формы заключены между крылом и несущим корпусом. Для составления расчетных схем используем поверхности тока за плоскими скачками уплотнения и волнами разрежения Прандтля — Майера. Преимуществом такого подхода перед применением для той же цели поверхностей тока за косыми цилиндрическими и осесимметричными ударными волнами кроме простоты расчета является большая возможность вариаций формы сращиванием течений за различными скачками. Большее качество для поверхностей тока за выпуклыми криволинейными ударными волнами возможно, если задан большой объем. Используемые схемы (волнолеты) не следует рассматривать как практические рекомендации.

Основным средством уменьшения волнового сопротивления крыла является его косое обтекание [1]. Пусть крыло представляет собой бесконечный клин с углами наклона наветренной δ_1 и подветренной δ_2 сторон в нормальном к передней кромке сечении, а последняя расположена в горизонтальной плоскости x, z под углом Λ к скорости невозмущенного потока V_0 , направленной по оси x . Примем, что донное давление равно нулю, это идет в запас и ближе других



Фиг. 1

предположений к теории [2]. Линейная теория дает для качества K клина зависимость

$$K^{-1} = \frac{C_y}{2C} + \frac{(c \sin \Lambda)^2 C}{2C_y} + \frac{2c \sin \Lambda}{\kappa M_0^2 C_y} \quad (1)$$

$$c = \delta_1 - \delta_2, \quad C = \frac{2}{\sqrt{M_0^2 - \sin^2 \Lambda}}, \quad M_0 = \frac{v_0}{a_0}$$

где C_y — коэффициент подъемной силы, M_0 — число Маха.

Из (1) видно, что для пластины ($c = 0$, $\delta_1 = \delta_2 = \delta$) при неизменном угле Λ благоприятное влияние косизны на K уменьшается с увеличением числа M_0 [3].

Результаты расчета качества и коэффициента подъемной силы по нелинейным зависимостям давления от угла δ для плоского скачка и волны разрежения

$$K = \frac{\text{ctg } \delta}{\sin \Lambda}, \quad C_y = \frac{2 \cos \delta}{\kappa M_0^2} \frac{p_1 - p_2}{p_0} \quad (2)$$

где $\kappa = 1,4$ — отношение теплоемкостей, представлены на фиг. 1. Точки 1 соответствуют $\Lambda = 10^\circ$, 2 — 15, 3 — 20, 4 — 25, 5 — 30, 6 — 45, 7 — 60, 8 — 90, точки 9 — линейная теория, 10 — [4], 11 — [5], 12 — [6]. Кривые а — $M_0 = 2$, б — 3, в — 6, г — 10; крылья д — $M_0 = 2$, $\Lambda = 45^\circ$, е — 3, 30° , ж — 6, 20° , штриховые кривые — $M_0 = 2$; $\Lambda = 25^\circ$, $M_0 = 3$, $\Lambda = 15^\circ$; штрихпунктирная кривая

($\Lambda = \arcsin(M_0^{-1})$) — линейная теория [7]; пунктирная кривая — предельная величина.

Линейная теория заметно расходится с нелинейной при числах $M_0 \sim 10$, при меньших числах M_0 результаты расчета по этим теориям близки, что объясняется большим ростом давления за скачком и меньшим ростом разрежения за волной при увеличении δ по сравнению с линейной теорией.

На фиг. 1 приведено также качество для треугольных пластин со сверхзвуковыми передними кромками, полученное в численных расчетах [4, 5] и с помощью приближенной теории [6], а также для пластин с звуковым и дозвуковым (с учетом подсосывающей силы) кромками, рассчитанное по линейной теории [7]. По результатам численных расчетов [4] качество от угла Λ не зависит. При всех числах M_0 качество косоугольного крыла больше, чем треугольной пластины вследствие меньшей нагрузки $p_1 - p_2$ на ее центральную часть.

Обозначим составляющие скорости перед и за скачком или волной разрежения, нормальные к передней кромке, соответственно v_1 и v_2 ; для угла γ между вектором скорости за скачком или волной разрежения и кромкой имеем

$$\gamma = \arctg \left(\frac{v_2}{v_1} \operatorname{tg} \Lambda \right), \quad v_2 = v_1 \frac{\cos \theta}{\cos (\theta - \delta)}$$

Здесь θ — угол наклона скачка в нормальном к кромке сечении, скорость за волной разрежения определяется с помощью таблиц [8].

Угол между характеристикой и вектором скорости за скачком или волной разрежения μ определяется выражением

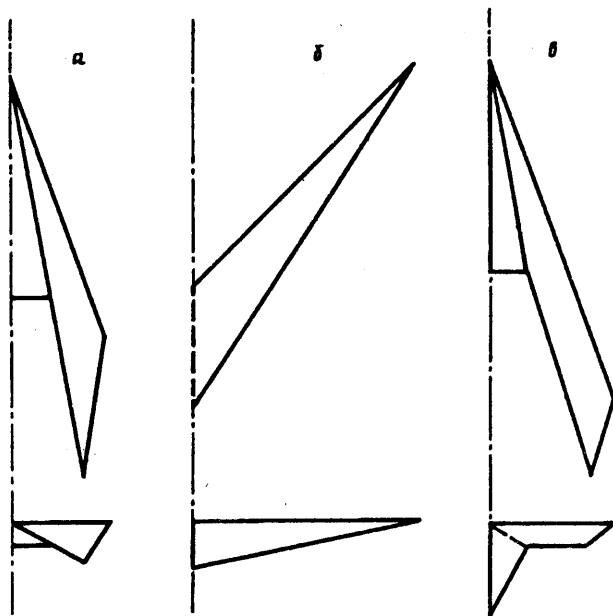
$$\sin \mu = \sqrt{\frac{M_0^{-2} + 1/2 (\kappa - 1) \sin^2 \Lambda [1 - (v_2/v_1)^2]}{\cos^2 \Lambda + \sin^2 \Lambda (v_2/v_1)^2}}$$

Простейшая форма косоугольной пластины конечной длины — пластина с характеристическими кромками (примеры показаны на фиг. 1), причем угол переднего конца равен меньшей из величин $\gamma - \mu$, а заднего — большей из величин $\gamma + \mu$ для наветренной и подветренной сторон, что исключает их влияние на течения за скачком и волной разрежения. Предельно малый угол Λ достигается при $\gamma - \mu = 0$, т. е. при достижении v_2 величины скорости звука; при этом вся конечная пластина стягивается в кромку (превращается в бесконечную пластину). Предельные величины $C_p M_0^2$, K/M_0 в зависимости от угла приведены ниже:¹

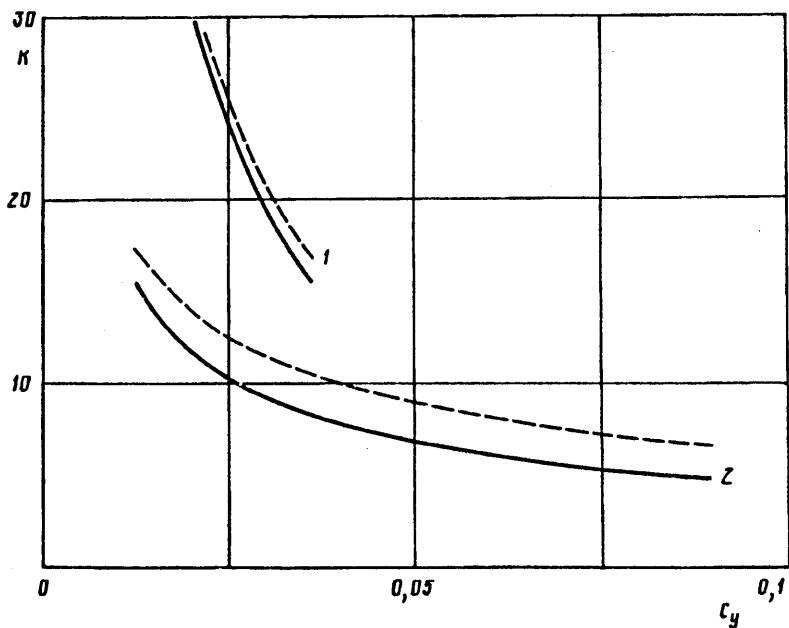
δ	2,49	3,69	4,97	6,3	7,65	8,98	10,33	11,64
$C_p M_0^2$	0,459	0,640	0,828	1,022	1,222	1,421	1,647	1,864
K/M_0	20,02	12,91	9,2	6,07	5,51	4,52	3,78	3,24
$M_0 \sin \Lambda$	1,15	1,2	1,25	1,3	1,35	1,4	1,45	1,5
δ	14,2	16,59	18,82	20,85	22,69	25,92	28,5	
$C_p M_0^2$	2,326	2,792	3,259	3,743	4,238	5,237	6,277	
K/M_0	2,47	1,97	1,63	1,389	1,196	0,936	0,768	
$M_0 \sin \Lambda$	1,6	1,7	1,8	1,9	2	2,2	2,4	

Преимущество косоугольного крыла по сравнению с треугольным можно использовать в симметричном крыле (фиг. 2, а), представляющем собой соединенные центральной частью два косоугольных крыла; оно будет тем больше, чем длиннее косые крылья. Другим вариантом может быть крыло обратной стреловидности (фиг. 2,

¹ По линейной теории, K/M_0 на $\sim 10\%$ меньше.



Фиг. 2



Фиг. 3

б). Скачки от косых крыльев в этом случае пересекаются и в плоскости, нормальной к линии пересечения скачков, угол между скачком и плоскостью симметрии

$$\theta' = \arccos(\sin \theta \cos \Lambda)$$

а число Маха, соответствующее нормальной к линии пересечения составляющей скорости

$$M' = \frac{M_0 \sin \Lambda \sin \theta}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \Lambda}}$$

Пересечение скачков будет регулярным при $\theta' \leq 40^\circ$, при больших углах θ' нерегулярным, но в отличие от треугольной пластины в обоих случаях давление на центральную часть наветренной стороны будет больше, чем на внешние части при том же угле δ , а значит, качество больше. Точное решение для такого крыла можно получить, построив центральную часть плоскостями тока за пересекающимися скачками, а к подветренной стороне добавив тянущий киль за волнами разрежения [9]. Возможным средством исключения влияния переднего конца крыла, применимым и в случае $\gamma = \mu$, является добавление твердой поверхности, представляющей собой поверхность тока течения за скачком, проходящую через вектор скорости этого течения на крыле и доходящую до скачка. Такой поверхностью может быть, например, боковая плоскость центрального клина (фиг. 2, в) или центроплан крыла с другим углом Λ .

Это частный случай благоприятной интерференции, рассмотренной в [10]; в случае $\gamma - \mu \geq 0$ крылья могут быть любой длины. Вместо характеристической кромки на внешнем конце крыла можно расположить крылышко, создающее подъемную силу, с нулевым волновым сопротивлением [11]. Плоскость такого крылышка должна проходить через вектор невозмущенного потока и вектор скорости за скачком. Если подъемную силу отнести к суммарной площади крыла и концевого крылышка, то выигрыша в качестве не будет, но он существен, если крылышко необходимо как орган управления. Для исключения влияния конца крыла возможно сращивание течения за скачком с течением за какой-либо системой скачков, единственным условием реализации течения является исключение влияния задней кромки.

В соответствии с формулой (1) линейной теории кривые $K = \text{const}$ представляют собой окружности

$$\left(\frac{2}{\kappa M_0^2 C} + c \sin \Lambda \right)^2 + \left(\frac{C_y}{C} - \frac{1}{K} \right)^2 = \frac{1}{K^2} + \left(\frac{2}{C \kappa M_0^2} \right)^2$$

Следовательно, при заданной толщине клина c максимальное качество достигается в случае нагруженной подветренной стороны ($\delta_2 \neq 0$).

Для клина ($\delta_1 = \delta$, $\delta_2 = 0$), плоскость передней кромки которого повернута относительно оси x на угол φ

$$C_y = \frac{2}{\kappa M_0^2} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} - 1 \right) \cos \varphi + \frac{p_1}{p_0} \text{tg } \delta \cos \Lambda \sin \varphi \right]$$

$$C_x = \frac{2}{\kappa M_0^2} \frac{p_1}{p_0} \text{tg } \delta \sin \Lambda$$

Максимальная величина C_y достигается при угле

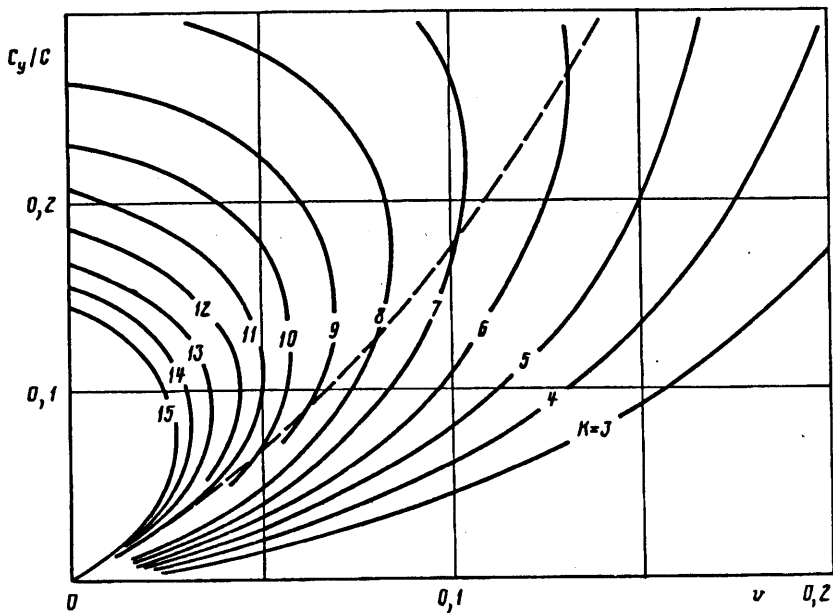
$$\varphi = \varphi_m = \text{arctg} \left(\frac{\text{tg } \delta \cos \Lambda}{1 - p_0/p_1} \right)$$

Соответствующие величины C_y и K равны

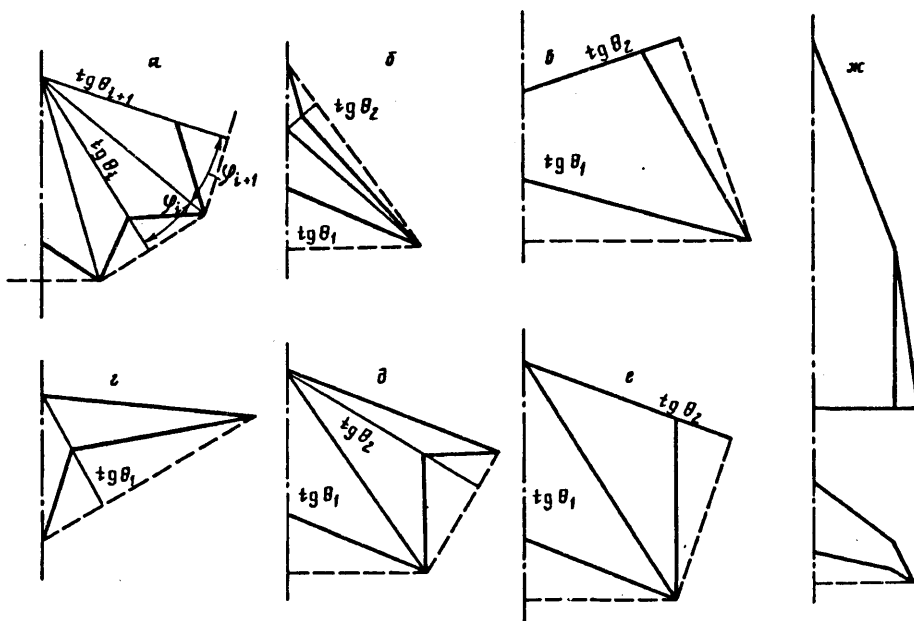
$$C_y = \frac{2}{\kappa M_0^2} \left(\frac{p_1}{p_0} - 1 \right) \cos^{-1} \varphi_m, \quad K = \frac{\text{ctg } \delta}{\sin \Lambda} \left(1 - \frac{p_0}{p_1} \right) \cos^{-1} \varphi_m$$

Для пластины с обеими нагруженными сторонами оптимальный угол φ_m и качество будут

$$\varphi_m = \text{arctg} (\text{tg } \delta \cos \Lambda), \quad K = \sqrt{\sin^{-2} \delta \sin^{-2} \Lambda - 1}$$



Фиг. 4



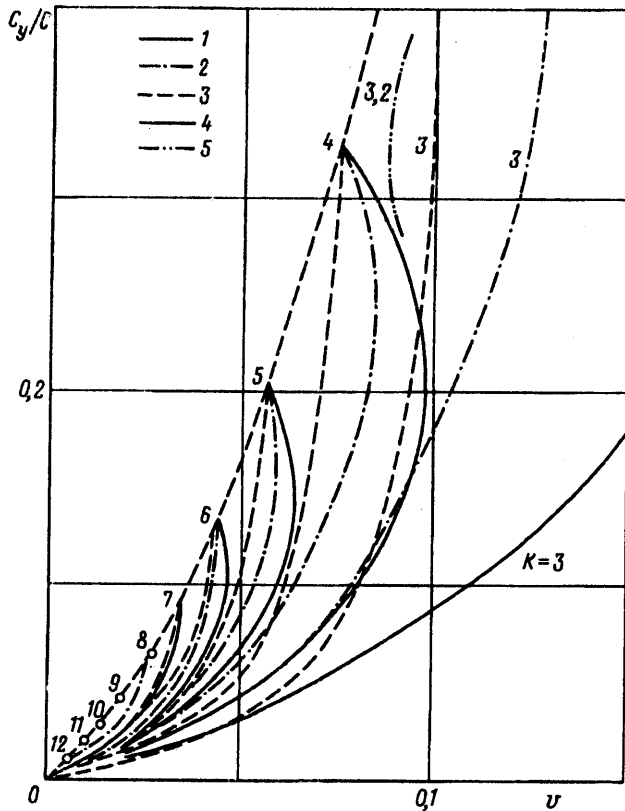
Фиг. 5

что соответствует пластине под углом атаки

$$\alpha = \arctg (\sin^{-2} \delta \sin^{-2} \Lambda - 1)^{-1}$$

Результаты расчета для критических углов наклона скачков при $M_0 = 10$ представлены на фиг. 3, штриховые кривые соответствуют оптимальному углу φ_m , сплошные — $\varphi = 0$; кривые 1 соответствуют пластине, 2 — клину.

Перейдем к несущему корпусу. Оптимальной формой его при заданном объеме



Фиг. 6

$V = vb^2$ и подъемной силе $Y = C_y 2blq_0$ (q_0 — скоростной напор) является прямой клин с боковыми шайбами, наиболее эффективно использующий заданные длину и ширину. Зависимость аэродинамического качества от C_y/C и v представлена на фиг. 4 кривыми $K = \text{const}$ (множитель $C = 2/\sqrt{M_0^2 - 1}$ в соответствии с линейной теорией позволяет ориентировочно пользоваться графиком для чисел M_0 , отличных от 10, штриховая линия — $\delta_1 = 0$). Предельная величина качества для клина при $\delta_2 = 0$, $\delta \rightarrow 0$ в отличие от пластины конечна и равна

$$K = \frac{\kappa M_0}{\sqrt{1 - M_0^{-2}}}$$

С помощью фиг. 4 по заданным V , Y можно найти относительную ширину $b' = b/l$ или длину, обеспечивающую необходимое качество. Одна из рассматриваемых форм волнолета — пирамида, составленная из треугольных пирамид, образуемых плоскостями тока за плоскими скачками уплотнения. Число пирамид может быть любым, необходимо только, чтобы выполнялось условие срачивания (фиг. 5, а, штриховыми линиями показаны скачки уплотнения)

$$\frac{\cos \varphi_{i+1}}{\cos \varphi_i} = \frac{\text{tg } \theta_{i+1}}{\text{tg } \theta_i}$$

На фиг. 6 сведены результаты расчетов для различных пирамид, образованных плоскостями тока течений за одним и двумя скачками. Поперечные сечения этих пирамид представлены на фиг. 5. На фиг. 6 кривые 1—5 соответствуют сечениям б—е фиг. 5, штриховая кривая соответствует треугольной пирамиде —

крыло Нонвейлера [12]. Для пирамиды g (фиг. 5) $b' = 0,176$, для остальных $b' = 0,268$.

Отметим, во-первых, что области одинаковых $K = \text{const}$ для пирамид значительно меньше, чем для прямого клина, и, во-вторых, несмотря на разнообразие формы поперечных сечений, области $K > 5$ различаются мало. Следовательно, в том случае, когда заданные параметры C_x/C , v в область необходимого качества не попадают, следует перейти к форме в плане, больше заполняющей заданную площадь $2b \times l$ (фиг. 2, ж) [13].

Результаты расчетов, проведенных для комбинации прямой клин — корпус и пластина — крыло, показали, что за счет перераспределения подъемной силы между ними возможен заметный выигрыш в аэродинамическом качестве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буземан А. Подъемная сила при сверхзвуковых скоростях//Газовая динамика. М.: Гостехиздат, 1939. С. 143—177.
2. Нейланд В. Я., Соколов Л. А. Донное давление за клином под углом атаки в сверхзвуковом потоке газа//Инж. журн. 1964. Т. 4. № 2. С. 247—250.
3. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М.; Л.: Гостехиздат, 1952. 467 с.
4. Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С. Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной//Тр. ЦАГИ. 1974. Вып. 1590. 138 с.
5. Минайлос А. Н. Подобие аэродинамических характеристик треугольных крыльев при сверхзвуковых скоростях//Уч. зап. ЦАГИ. 1979. Т. 10. № 3. С. 16—26.
6. Голубкин В. Н., Негода В. В. К расчету обтекания треугольных крыльев в приближении тонкого ударного слоя//Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1989. Т. 29. № 10. С. 1530—1537.
7. Франкль Ф. И., Карпович Е. А. Газодинамика тонких тел. М.; Л.: Гостехиздат, 1948. 175 с.
8. Equations, tables and charts for compressible flow//NASA. Rep. 1953. V. 1135. 69 p.
9. Майкапар Г. И. О форме подветренной стороны волнолета//Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 2. С. 9—16.
10. Келдыш В. В. Полезная интерференция крыла и тела при сверхзвуковых скоростях//Уч. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2. № 1. С. 17—24.
11. Майкапар Г. И. Возможности уменьшения волнового сопротивления гиперзвукового летательного аппарата (волнолета)//Уч. зап. ЦАГИ. 1991. Т. 22. № 1. С. 93—100.
12. Кюхеман Д. Аэродинамическое проектирование самолетов. М.: Машиностроение. 1983. 656 с.
13. Майкапар Г. И. О распределении объема волнолета//Уч. зап. ЦАГИ. 1989. Т. 20. № 2. С. 76—80.

Москва

Поступила в редакцию
6.V.1992