

УДК 629.782.015.3.025.1

## ЗАМЕЧАНИЯ К ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМУ КОНСТРУИРОВАНИЮ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Г. И. Майкапар

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н. Е. Жуковского, 140180 Жуковский

Показано, что при одинаковой подъемной силе аэродинамическое качество тонкого треугольного крыла значительно меньше, чем качество бесконечно длинной косоугольной пластины. Эффектом схода на конечном крыле можно воспользоваться, исключая возмущения от переднего конца крыла введением “отвердевшей” поверхности тока (клина) и увеличением длины крыла. Для выбора оптимальных параметров предлагается волнолет с тремя скачками уплотнения. Острого клина можно избежать, заменяя плоские скачки уплотнения цилиндрической ударной волной перед затупленным клином. В случае непараллельных передней кромки клина и ребра, от которого идет волна разрежения, за ним можно получить создающую подъемную силу пластину с нулевым волновым сопротивлением. Система регулярно пересекающихся скачков уплотнения может быть применена для конструирования крыла обратной стреловидности.

Выбор формы сверхзвуковых летательных аппаратов является предметом многих исследований (особенно в США). Параметрически задается форма аппарата или присоединенная к кромкам ударная волна и численно, с использованием точных или приближенных уравнений движения газа, решается вариационная задача. Получил распространение также метод газодинамического конструирования — составление поверхности аппарата из кусков поверхностей тока известных течений за ударными волнами и волнами разрежения [1–3]. Преимуществом этого метода являются целенаправленный выбор течений газа, для которых имеются точные решения уравнений движения, простота расчета и меньшее число параметров, достаточное для удовлетворения ограничениям, накладываемым на объем, размеры, момент и т. д. при оптимизации. Исключаются нежелательные явления (отрыв); отклонения (на практике) от оптимальной формы (затупление кромок) не приводят к принципиальным изменениям аэродинамических характеристик; структура обтекания сохраняется при небольших отклонениях от расчетного режима.

Рассмотрим задачу уменьшения волнового (индуктивного) сопротивления при заданной подъемной силе для тонкого плоского крыла с присоединенной к передней кромке ударной волной. Будем рассматривать только основную часть подъемной силы, создаваемую наветренной стороной крыла, т. е. предполагается, что подветренная сторона образована поверхностью тока невозмущенного течения, проходящей через переднюю кромку. Для сравнения возьмем бесконечно длинную пластину конечной ширины, нормальную к плоскости  $xy$  (ось  $x$  направлена по направлению скорости невозмущенного потока  $V$ , ось  $y$  — противоположно подъемной силе), кромка которой составляет угол  $\Lambda$  с плоскостью  $xy$ . Аэродинамическое качество пластины равно

$$K = \left\{ \frac{7M^2/25}{(p_2/p_1 - 1)^2} \left[ 6 \frac{p_2}{p_1} + 1 + \frac{(6 + p_2/p_1)^2}{7M_1^2 - (6p_2/p_1 + 1)} \right] - 1 \right\}^{1/2}$$

(отношение теплоемкостей принято равным 7/5). Здесь  $M_1$  — число Маха для нормальной к передней кромке составляющей скорости перед скачком;  $M$  — число Маха невозмущенного потока;  $p_2/p_1$  — отношение давлений перед и за скачком (для треугольного

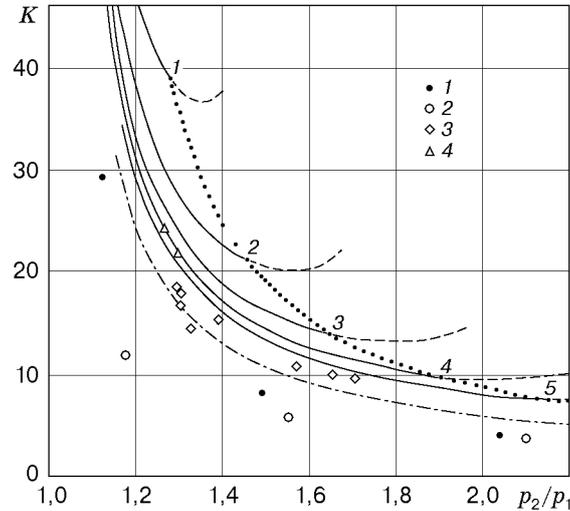


Рис. 1. Зависимость аэродинамического качества крыльев от подъемной силы:

сплошные линии — бесконечно длинная пластина ( $M_2 > 1$ ); штриховые линии — бесконечно длинная пластина ( $M_2 < 1$ ); 1 —  $M_1 = 1,2$ ,  $\Lambda = 23,8^\circ$ ; 2 —  $M_1 = 1,3$ ,  $\Lambda = 25,5^\circ$ ; 3 —  $M_1 = 1,4$ ,  $\Lambda = 27,5^\circ$ ; 4 —  $M_1 = 1,5$ ,  $\Lambda = 29,5^\circ$ ; 5 —  $M_1 = 1,6$ ,  $\Lambda = 31,4^\circ$ ; пунктирная линия — “предельная” пластина; штрихпунктирная линия — треугольная пластина, крыло Нонвейлера, прямой клин ( $\Lambda = \pi/2$ ); точки 1 — конический волнолет ( $\beta_k = 5, 10, 15^\circ$ ); 2 — образующая конуса ( $\beta_k = 5, 10, 15^\circ$ ); 3 — нормальное к плоскости  $xy$  крыло обратной стреловидности; 4 — крыло с нулевым сопротивлением

крыла и конического волнолета  $p_2$  — среднее (по площади) давление). Углы атаки  $\alpha$ , отклонения потока за скачком  $\delta$  и значение  $\Lambda$  связаны соотношениями  $\sin \alpha = M_1 \sin \delta / M$ ,  $\sin \Lambda = \text{tg } \alpha / \text{tg } \delta$ .

Зависимость качества пластины  $K$  от отношения давлений  $p_2/p_1$ , что равносильно зависимости  $K$  от подъемной силы, если задана проекция площади крыла на ось  $y$ , представлена на рис. 1 для  $M = 3$  ( $M_2$  — число Маха для нормальной составляющей скорости за скачком). Для больших чисел Маха результаты расчета качественно совпадают.

Из приведенной выше формулы следует положительное влияние эффекта скольжения: увеличение  $K$  с уменьшением угла  $\Lambda$  при заданной подъемной силе  $p_2/p_1$ . Так же как для конуса и клина конечной длины, реальным пределом для бесконечной косоугольной пластины является значение  $M_2 = 1$ , так как при  $M_2 < 1$  возмущения от задней кромки доходят до скачка, что несовместимо с граничными условиями на нем. Качество треугольной пластины, рассчитанное по линейной теории, зависит только от числа  $M$  и коэффициента подъемной силы  $C_y$  и не зависит от угла  $\Lambda$  [4].

По результатам систематических расчетов (численное решение уравнений Эйлера [5]) получена аппроксимационная формула для среднего давления на нижней поверхности треугольного крыла

$$\frac{\langle p \rangle_{\text{H}}}{p_\infty} = 1 + \frac{1,4 M^2 \alpha}{\sqrt{M^2 - 1}} [1 + 0,01 M (57,3\alpha)^{1 + 0,015M}],$$

из которой также следует, что и качество треугольной пластины ( $K = \text{ctg } \alpha$ ), рассчитанное по нелинейной теории, зависит только от числа Маха и подъемной силы. Давление, рассчитанное по этой формуле, равно давлению за скачком  $\Lambda = \pi/2$ . Это позволяет рассчитать волновое сопротивление пирамид с гранями, представляющими собой равнобедренные треугольники, которое может быть значительно меньше сопротивления конусов того же объема. Качество треугольной пластины значительно меньше качества “предельной”

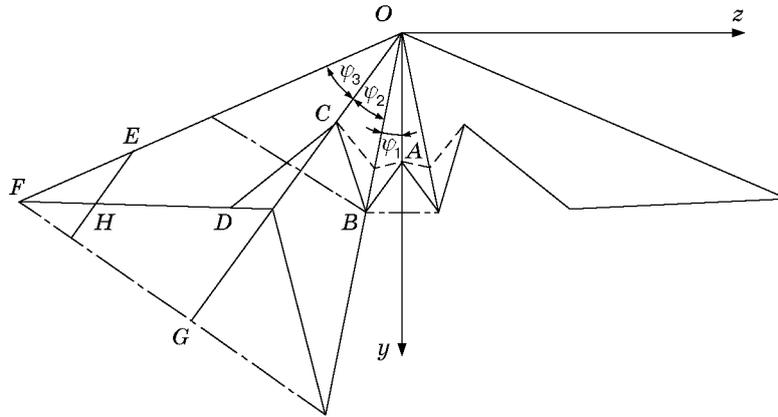


Рис. 2. Проекция волнолета с тремя плоскими скачками на плоскость  $yz$ : штриховые линии — задние кромки клина; штрихпунктирные — линии пересечения скачков с плоскостью  $yz$

пластины ( $M_2 = 1$ ), такое же качество имеют крыло Нонвейлера (волнолет) [6] и прямой клин с боковыми шайбами ( $\Lambda = \pi/2$ ) [7] (рис. 1).

Эффект косоугольного крыла [8] на треугольном крыле компенсируется уменьшением давления в его центральной части. Повышение давления, с которым этот эффект связан, соответствует областям за скачками между кромками и характеристиками, идущими из вершины крыла. При  $M_2 = 1$  эти области исчезают. Для сохранения этого эффекта необходимо не допустить распространения возмущений от начала крыла (плоскости симметрии или стыка с корпусом) в область течения за скачком, что можно сделать, добавив “отвердевшую” поверхность тока, начинающуюся на скачке и доходящую до поверхности крыла. Такой поверхностью может быть плоскость. В результате получим волнолет с двумя плоскими скачками, присоединенными к кромкам крыла и центрального тела (клина).

Больше возможностей для выбора оптимальных параметров имеется при рассмотрении волнолета с тремя плоскими скачками уплотнения (рис. 2), имеющего крыло  $OFDC$  (угол отклонения потока в скачке  $\delta_2$ ) и корпус  $OABC$  (угол отклонения потока в центральном скачке  $\delta_1$ ) (ось  $x$  направлена по направлению скорости невозмущенного потока). Отметим интересную особенность течения за боковыми скачками: “отвердевшие” плоскости тока, проходящие через векторы скорости невозмущенного потока и течения за скачком, могут создавать подъемную силу при нулевом сопротивлении. Такой плоскостью является нормальное к скачку крыло  $OCG$  ( $\varphi_3 = 0$ ). Нулевым будет и сопротивление конца крыла с подъемной силой, не равной нулю, отогнутого по линии тока за скачком  $EH$ , плоскость которого нормальна к скачку (рис. 2). Качество пластины постоянной ширины и конечной длины с такими отогнутыми концами (косоугольного клина с шайбами) такое же, как и качество пластины бесконечной длины, но суммарная подъемная сила концов равна нулю при одинаковых задних кромках шайб. При одинаковой длине крыла и корпуса качество волнолета равно

$$K = \left\{ 1 + \frac{\cos(\varphi_1 + \varphi_2)}{\sin \varphi_1} [\sin \varphi_2 + \cos \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3 (1 - a^2)] \right\} \times \\ \times \left\{ \operatorname{tg} \delta_1 + \frac{\operatorname{tg} \delta_2}{\sin \varphi_1} [\sin \varphi_2 + \cos \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3 (1 - a^2)] \right\}^{-1},$$

где  $a$  — длина хорды отогнутого конца  $EH$ . Если давление за скачками одинаково ( $\delta_1 = \delta_2$ ), то качество максимально при  $\varphi_1 + \varphi_2 = 0$ , т. е. в случае крыла Нонвейлера.

Следовательно, из-за наличия клина эффект косо́го крыла на рассматриваемом волнолете также не проявляется.

Для волнолета, к кромкам крыла которого присоединен осесимметричный конический скачок, крылья нулевого сопротивления представляют собой меридиональные плоскости, дополнительная поверхность — корпус (сектор конуса) [9], качество максимально в случае полуконуса. Однако его качество меньше, чем качество треугольного крыла, и приближается к этому значению только при малом полуугле раствора конуса  $\beta_k$ , когда площадь крыла намного больше проекции площади конуса на ось  $y$  (см. рис. 1). Местное качество на нижней образующей конуса ( $\text{ctg } \beta_k$ ) еще меньше качества рассмотренного выше волнолета, и, хотя значение  $K$  увеличивается (одновременно с уменьшением давления) при движении по линии тока от конуса к скачку, оно равно качеству за плоским скачком только на самом скачке. Поэтому нельзя считать, что волнолет, сконструированный с помощью конического скачка, обладает лучшим качеством, чем волнолет, построенный с использованием плоского скачка. Объем полуконуса значительно меньше объема крыла Нонвейлера или треугольного крыла с подветренной стороной, образованной плоскостями тока невозмущенного течения. Добавим также, что в решениях вариационных задач получены вогнутые поперечные контуры крыльев, а ударная волна ближе к плоской, чем к конической [10, 11].

Очевидно, что эффект косо́го крыла можно реализовать только с помощью крыльев большей длины, чем длина корпуса. Если корпус заканчивается дном, то необходимо, чтобы боковая кромка крыла  $CD$  (рис. 2) находилась вне области распространения возмущений от кромки дна или совпадала с границей этой области. Когда кромка дна клина  $BC$  прямая, область слабых возмущений, идущих от нее, ограничена характеристическими конусами с вершинами в точках  $B$ ,  $C$  и плоскостями, огибающими конусы с вершинами в точках прямой  $BC$  [12]. В системе координат с началом в точке  $C$ , осью  $x$ , направленной вдоль линии тока, осью  $y$ , направленной противоположно подъемной силе, и осью  $z$ , направленной в сторону скачка, тангенс угла наклона линии пересечения огибающей с плоскостью крыла  $\lambda$  к оси  $x$  равен

$$\frac{\text{tg } \lambda}{m} = \frac{k\sqrt{k^2 + l^2 - m^2} - ml}{k^2 - m^2}.$$

Здесь  $k = dy/dx$ ,  $l = dz/dx$  — тангенсы углов наклона задней кромки клина;  $m = \sqrt{(M^2 + 5)/[1 + M_1^2(1 - v_2^2)/5]} - 6$  — тангенс угла наклона характеристики к линии тока;  $v_2 = \cos \theta_2 / \cos(\theta_2 - \delta_2)$  — отношение нормальных составляющих скоростей за и перед скачком;  $\theta_2$  — угол наклона скачка. При  $x > 0$ ,  $k > 0$ ,  $l \leq m$  и  $x < 0$ ,  $k < 0$ ,  $l \leq -m$  область распространения возмущений ограничена характеристикой  $\text{tg } \alpha = m$ , в остальных случаях — огибающей. Если кромка расположена в плоскости  $yz$  и  $dz/dy > 0$ , то  $\text{tg } \delta/m = \sqrt{1 + (dz/dy)^2}$ . Область сохранения течения за скачком расширяется при удалении от начала координат, если  $\gamma - \lambda > 0$ ; передняя и боковая кромки параллельны при  $\gamma = \lambda$ . В обоих случаях эта область бесконечна. Область сужается, имеет конечную длину, когда  $\gamma - \lambda < 0$  ( $\gamma$  — угол между передней кромкой и линией тока за скачком,  $\text{tg } \gamma = v_2/\sqrt{(M/M_1)^2 - 1}$ ). Следует отметить, что длина крыльев волнолета с коническим скачком ограничена, так как характеристика пересекает скачок. При наличии клина случай  $M_2 < 1$  реалистичен [13], но более вероятен оптимум по качеству при  $M_2 > 1$ , так как при этом крыло не сужается и клин меньше. Увеличение длины крыла, уменьшение площади клина за счет добавления третьего скачка и наклона задних кромок (штриховые линии на рис. 2) позволяет приблизиться к качеству “предельной” пластины. Задача должна решаться с учетом технических условий для аппарата и силы трения.

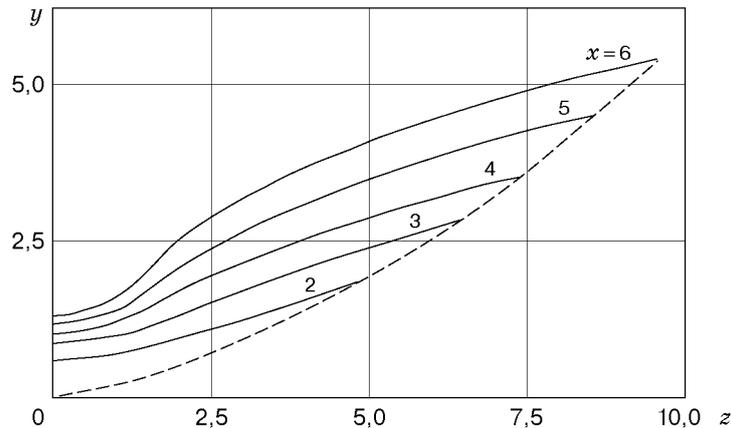


Рис. 3. Контур поперечных сечений волнолета с присоединенным к передней кромке цилиндрическим скачком уплотнения (штриховая линия — линия пересечения волны горизонтальной плоскостью)

При ограниченной длине возможно использование нескольких взаимодействующих крыльев.

Острого клина можно избежать, используя течение газа за цилиндрической ударной волной перед бесконечным косым клином с круговым затуплением; для плоского течения результаты приведены в [14]. На рис. 3 представлены контуры поперечных сечений наветренной стороны волнолета, образованного линиями тока за головной ударной волной затупленного клина с углом раствора  $20^\circ$ , проходящими через плоскую переднюю кромку — линию пересечения волны горизонтальной плоскостью (штриховая линия). Размеры на рис. 3 отнесены к радиусу затупления клина. Ось  $x$  — критическая линия волны — наклонена к направлению скорости невозмущенного потока под углом  $\Lambda = 41,8^\circ$ , ось  $y$  расположена в плоскости симметрии клина, число Маха  $M = 3$ . С увеличением  $x$  появляется корпус, плавно переходящий в плоское крыло, аналогично волнолету с двумя плоскими скачками. Подъемная сила и сопротивление волнолета легко вычисляются через составляющие силы, действующей на наветренную сторону:

$$X = \iint (p - p_1) dy dz, \quad Y = p_1 V \cos \Lambda \iint (\sin \Lambda - v) dy dz,$$

где  $v$  — проекция скорости на ось  $y$ ; пределы интегрирования — задняя кромка и ее проекция на головную ударную волну.

Для конфигурации клин — пластина с присоединенным к передней кромке клина скачком и волной разрежения, идущей от линии сопряжения клина с пластиной (излома), при нулевом угле атаки пластины давление на ней  $p_3$  при  $M > 3$  и углах клина, меньших  $10^\circ$ , незначительно отличается от давления перед скачком  $p_1$  (“недорасширение” [15]); режимы “перерасширения” здесь не рассматриваются. Это условие имеет место и в случае косоугольного крыла, если линия излома параллельна передней кромке, в соответствии с принципом независимости [16]. Однако, если линия излома нормальна к линии тока за скачком и угол поворота  $\Delta$  таков, что угол атаки повернутой плоскости равен нулю, т. е.  $\operatorname{tg} \Delta = \operatorname{tg} \alpha / \cos(\Lambda - \gamma)$ ,  $\operatorname{tg} \gamma = v_2 / \sqrt{(M/M_1)^2 - 1}$ , число Маха перед волной разрежения  $M_3 = M_1 v_2 / \sin \gamma$ , то  $p_3 > p_1$ . Избыточное давление за линией излома  $p_3/p_1 - 1$  достаточно большое по сравнению с давлением за скачком  $p_2/p_1 - 1$  (рис. 4), что может быть использовано для создания подъемной силы при нулевом сопротивлении. Область давления  $p_3$  ограничена характеристикой, идущей от точки пересечения передней кромки и линии излома.

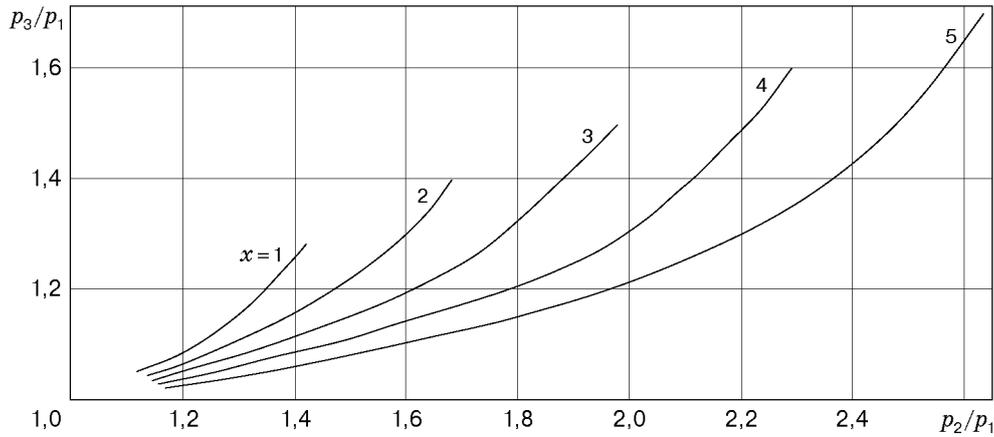


Рис. 4. Давление за волной разрежения на плоскости с нулевым углом атаки (кривые для сечений  $x = 1, 2, 3, 4, 5$  соответствуют значениям параметров  $M_1, \Lambda$  для кривых 1–5 на рис. 1)

Рассмотрим систему регулярно пересекающихся слабых плоских скачков для конструирования крыла обратной стреловидности (качество крыла прямой стреловидности с такой системой значительно меньше качества треугольного крыла [7]). Крыло обратной стреловидности интересно, в частности, тем, что для расчета его обтекания можно применить точное решение для течения разрежения с двумя волнами и тянущим килем [17]. Ось  $x$  направим вдоль линии пересечения скачков (рис. 5). Передняя кромка крыла (пластины) расположена на первом скачке  $OA$ , и ее положение задано углом  $\varepsilon$  так, что для нее  $y/x = \text{tg } \varepsilon, z/x = -\text{tg } \varepsilon \text{tg } \theta_1$ . От конца кромки  $A$  идет линия тока течения за первым скачком, образующая боковую кромку  $AB$ . Вторая граница крыла — линия пересечения его со вторым скачком  $OB$ . Линия  $OB$  и линия тока за вторым скачком  $OD$  образуют

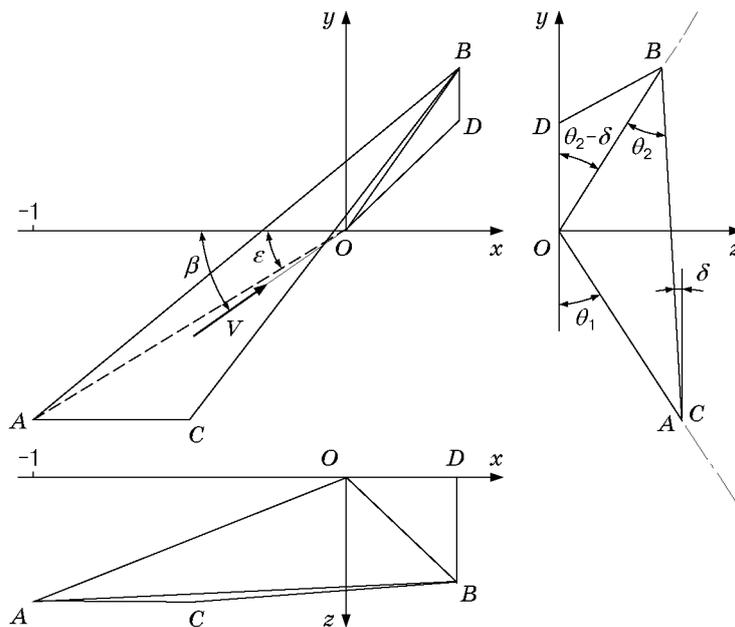


Рис. 5. Проекция крыла обратной стреловидности малого удлинения с присоединенной к передним кромкам системой пересекающихся скачков уплотнения

плоскость центрального клина. Для сохранения течения за первым скачком необходима дополнительная твердая поверхность (киль), плоскость которой проходит через боковую кромку крыла и линию пересечения скачка с вертикальной плоскостью  $AC$ . Задняя кромка киля  $CB$  принята косою для уменьшения его сопротивления (сопротивление внешней стороны равно нулю, донное давление не учитывается). Скорость потока направлена под углом  $\beta$  к оси  $x$ ; величины с индексами 1, 2, 3, соответствующие составляющим скорости перед первым скачком, за ним и за вторым скачком, равны:

$$\begin{aligned} V_{x1} = V_{x2} = V_{x3} = V \cos \beta, \quad V_{y1} = V \sin \beta, \quad V_{z1} = 0, \\ V_{y2} = V v_2 \sin \beta \cos \delta, \quad V_{z2} = -V v_2 \sin \beta \sin \delta, \quad v_2 = \cos \theta_1 / \cos(\theta_1 - \delta), \\ V_{y3} = V v_2 v_3 \sin \beta, \quad V_{z3} = 0, \quad v_3 = \cos \theta_2 / \cos(\theta_2 - \delta). \end{aligned}$$

Уравнение плоскости крыла

$$\frac{\sin(\theta_1 - \delta)}{\cos \theta_1} x - \left( \frac{\operatorname{tg} \theta_1}{v_2 \operatorname{tg} \beta} - \frac{\sin \delta}{\operatorname{tg} \varepsilon} \right) y + \left( \frac{\cos \delta}{\operatorname{tg} \varepsilon} - \frac{1}{v_2 \operatorname{tg} \beta} \right) z = 0,$$

тангенс линии пересечения ее с плоскостью  $xy$

$$\left( \frac{y}{x} \right)_0 = \frac{\sin(\theta_1 - \delta)}{\sin \theta_1 / (v_2 \operatorname{tg} \beta) - \sin \delta \cos \theta_1 / \operatorname{tg} \varepsilon},$$

угол атаки  $\alpha = \beta - \arctg(y/x)_0$ .

Рассмотрим два варианта геометрии крыла: 1) крыло нормально к плоскости  $xy$ , когда  $\operatorname{tg} \varepsilon = (y/x)_0 = v_2 \operatorname{tg} \beta \cos \delta$ , линии  $AO$  и  $AB$  в проекции на плоскость  $xy$  сливаются; 2) крыло нормально к первому скачку, и его сопротивление равно нулю, когда крыло проходит через линию тока невозмущенного течения ( $(y/x)_0 = \operatorname{tg} \beta$ ,  $\operatorname{tg} \varepsilon = \operatorname{tg} \beta \cos^2 \theta_1$ ). Возможен также случай совпадения плоскостей крыла и клина  $(y/x)_0 = v_2 v_3 \operatorname{tg} \beta$ , но здесь он не рассматривается, так как качество крыла равно меньшему качеству клина. В первом случае точка  $B$  имеет координаты

$$x_B = \frac{\sin(\theta_1 - \delta) \cos(\theta_2 - \delta)}{\sin \theta_2 \cos \theta_1}, \quad y_B = \frac{\operatorname{tg} \beta \operatorname{tg}(\theta_1 - \delta) \cos(\theta_2 - \delta)}{\sin \theta_2},$$

во втором —

$$x_B = \frac{\sin(\theta_1 - \delta) \cos(\theta_1 + \theta_2 - \delta)}{\sin \theta_2}, \quad y_B = \frac{\operatorname{tg} \beta \cos \theta_1 \sin(\theta_1 - \delta) \cos(\theta_2 - \delta)}{\sin \theta_2}.$$

В обоих случаях  $z_B = y_B \operatorname{tg}(\theta_2 - \delta)$ . Задняя кромка киля предполагается звуковой, длина его передней кромки  $AC$  равна

$$a = \frac{l \sin \mu_2}{\sin(\gamma + \mu_2)}, \quad \cos \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 + v_2^2 \operatorname{tg}^2 \beta}}.$$

Здесь  $\mu_2$  — характеристический угол за первым скачком;  $l$  — длина линии  $AB$ .

Для того чтобы исключить возмущения от линии пересечения характеристического конуса с вершиной в точке  $C$  со вторым скачком, заднюю кромку клина  $BD$  расположим в плоскости, нормальной к плоскости  $xy$ , координата точки  $D$   $y_D = x_B v_2 v_3 \operatorname{tg} \beta$ . Подъемная сила и сопротивление крыла с клином и килем вычисляются по площадям проекций плоскости  $xz$  и  $yz$  с использованием координат точек  $A, B, C, D$ . Результаты расчета при  $M = 3$ ,  $\beta = 27 \div 42^\circ$ ,  $\delta = 4 \div 8^\circ$  приведены на рис. 1. Только для второго варианта геометрии крыла аэродинамическое качество указанного крыла малого удлинения существенно больше качества треугольного крыла, поэтому, учитывая большую поверхность киля, его следует рассматривать, скорее, как входную часть воздухозаборника. При увеличении удлинения (уменьшении  $l$ ) качество будет приближаться к качеству бесконечной пластины.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Щепановский В. А.** Газодинамическое конструирование. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1991.
2. **Щепановский В. А., Гуттов Б. И.** Газодинамическое конструирование сверхзвуковых воздухозаборников. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 1993.
3. **Ведерников Ю. А., Щепановский В. А.** Оптимизация газодинамических систем. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 1995.
4. **Ферри А.** Аэродинамика сверхзвуковых скоростей. М.: Гостехтеоретиздат, 1952.
5. **Воскресенский Г. П., Ильина А. С., Татаренчик В. С.** Сверхзвуковое обтекание крыльев с присоединенной ударной волной. М., 1974. (Тр. ЦАГИ; Вып. 1590).
6. **Кюхеман Д.** Аэродинамическое проектирование самолетов. М.: Машиностроение, 1983.
7. **Майкапар Г. И.** Волнолеты сложной формы // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 4. С. 158–165.
8. **Буземан А.** Подъемная сила при сверхзвуковых скоростях. Газовая динамика. М.: ГОНТИ, 1939. С. 143–177.
9. **Келдыш В. В.** Аэродинамическое качество конического сектора с крылом на режимах, соответствующих вырезкам из течения в окрестности круглого конуса при нулевом угле атаки // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 6. С. 118–121.
10. **Голубкин В. Н., Емелин Д. С., Постнов Д. С.** Задачи оптимизации крыла в условиях, характерных для сверхзвукового полета. М., 1988. С. 38–41. (Тр. ЦАГИ; Вып. 2636).
11. **Таковицкий С. А.** Оптимизация треугольного крыла в плане, имеющего поперечную и продольную кривизну при большом числе варьируемых параметров. М., 1988. С. 98–105. (Тр. ЦАГИ; Вып. 2636).
12. **Келдыш В. В.** Полезная интерференция крыла и тела при сверхзвуковых скоростях // Учен. зап. ЦАГИ. 1971. Т. 2, № 1. С. 17–23.
13. **Зайцев Ю. И., Келдыш В. В.** Особые случаи течения вблизи сверхзвуковой кромки и линии пересечения скачков уплотнения // Учен. зап. ЦАГИ. 1970. Т. 1, № 1. С. 43–89.
14. **Лебедев М. Г., Пчелкина Л. В., Сандомирская И. Д.** Сверхзвуковое обтекание плоских затупленных тел. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1974.
15. **Григоренко В. Л., Крайко А. Н.** О внутренних скачках уплотнения при сверхзвуковом обтекании идеальным газом конфигураций клин — пластина и конус — цилиндр // Прикл. математика и механика. 1986. Т. 50, вып. 1. С. 91–103.
16. **Джонс Р. Т.** Теория крыла. М.: Мир, 1995.
17. **Майкапар Г. И.** О форме подветренной стороны волнолета // Учен. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16, № 2. С. 9–16.

*Поступила в редакцию 1/II 2000 г.,  
в окончательном варианте — 8/VI 2000 г.*