

УДК 533.6.011

© 1993 г. Н. А. ОСТАПЕНКО

АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ V-ОБРАЗНЫХ
КРЫЛЬЕВ С ОТОШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ
НА ПЕРЕДНИХ КРОМКАХ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ
СКОРОСТЯХ ПОЛЕТА

Приведено решение прямой задачи гиперзвукового обтекания V-образного крыла с отсоединенной ударной волной на передних кромках. Представлены расчеты приведенного коэффициента нормальной силы и аэродинамического качества компоновки с нижней поверхностью, имеющей форму V-образного крыла, и верхней, направленной по потоку.

1. Рассмотрим симметричное обтекание V-образного крыла с углом раскрытия γ и углом при вершине β (фиг. 1)

$$b = \operatorname{tg} \beta \cos \gamma_1, \quad h = \operatorname{tg} \beta \sin \gamma_1, \quad \gamma_1 = \frac{1}{2} (\pi - \gamma) \quad (1.1)$$

Пусть $y = y^\circ(x, z)$ — функция, описывающая форму ударной волны. С использованием условий сохранения можно получить следующие выражения для компонент скорости $u^\circ, v^\circ, w^\circ$ по осям x, y, z , давления p° и плотности ρ° за фронтом ударной волны, отнесенных соответственно к скорости, удвоенному скоростному напору и плотности невозмущенного потока,

$$u^\circ = \cos \alpha - f^\circ y_x^\circ, \quad v^\circ = -\sin \alpha + f^\circ, \quad w^\circ = -f^\circ y_z^\circ \quad (1.2)$$

$$f^\circ = (1 - \varepsilon) \frac{\sin \alpha + \cos \alpha y_x^\circ}{1 + y_x^{\circ 2} + y_z^{\circ 2}}$$

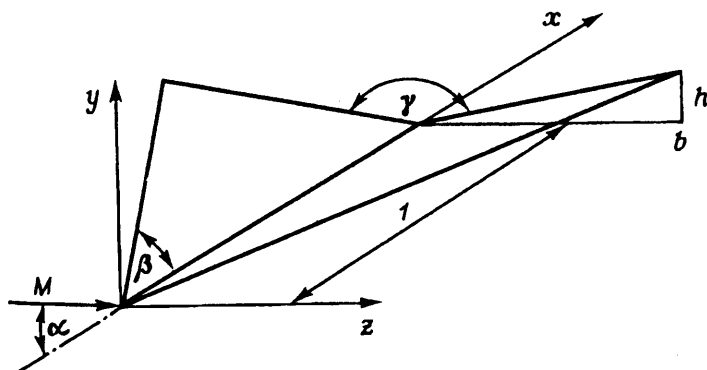
$$p^\circ = f^\circ (\sin \alpha + \cos \alpha y_x^\circ) + \frac{1}{\kappa M^2}, \quad \rho^\circ = \frac{1}{\varepsilon}$$

Здесь κ — отношение удельных теплоемкостей, M — число Маха невозмущенного потока. Малый параметр теории тонкого ударного слоя ε , равный отношению плотностей газа перед и за ударной волной [1], имеет вид

$$\varepsilon = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left[1 + \frac{2}{(\kappa - 1) M^2 \sin^2 \alpha} \right]$$

Будем считать, что $(\kappa - 1) M^2 \sin^2 \alpha \geq O(1)$ и $\cos \alpha = O(1)$. При этом, согласно (1.2), $u^\circ = O(1)$, $v^\circ = O(\varepsilon)$, $y_x^\circ = O(\varepsilon \operatorname{tg} \alpha)$, а характерный размер области завихренного конического течения в сжатом слое при наличии однородного потока за плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке, $z/x = O(\sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \alpha)$. Из последней оценки следует, что переход от режима обтекания с присоединенной ударной волной к передним кромкам крыла к режиму с отошедшей ударной волной будет осуществляться при (фиг. 1)

$$b = O(\sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \alpha) \quad (1.3)$$



Фиг. 1

Кроме того, теория тонкого ударного слоя устанавливает ограничение на пределы изменения величины h (фиг. 1)

$$h \leq O(\varepsilon \operatorname{tg} \alpha) \quad (1.4)$$

Тогда в соответствии с (1.1), (1.3) и (1.4) найдем оценку $\gamma_1 \leq O(\sqrt{\varepsilon})$. Предполагая, что ударная волна присоединена к передним кромкам, чему отвечает соотношение $y_x^\circ = h - by_z^\circ$, из условия непротекания на поверхности крыла $v^\circ/w^\circ = h/b$ с учетом (1.2) и сделанных оценок, сохраняя главные члены, получим

$$y_z^{\circ 2} + \left(b \operatorname{ctg} \alpha - \frac{h}{b}\right) y_z^\circ + \varepsilon - h \operatorname{ctg} \alpha = 0 \quad (1.5)$$

Из (1.5) следует, что обтекание крыла с отсоединенной ударной волной будет осуществляться при выполнении неравенства

$$-2 < \Omega + C < 2, \quad \Omega = \frac{b}{\sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \alpha}, \quad C = \frac{h}{\sqrt{\varepsilon} b} \quad (1.6)$$

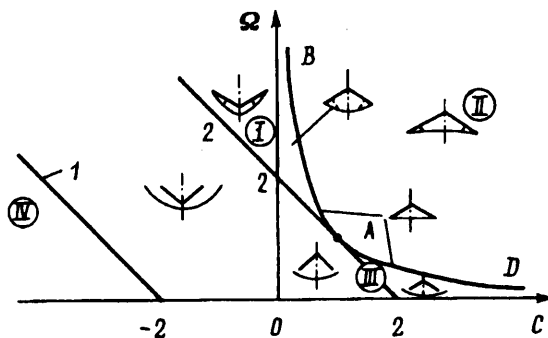
В (1.6) Ω и C — параметры подобия, определяющие возмущенное течение около крыльев малого удлинения (1.3), первый из которых был найден в [2] для случая плоского треугольного крыла, второй введен в [3] при $\gamma_1 < 0$ (1.1). Если неравенство (1.6) не выполняется, то для плоской ударной волны, присоединенной к передней кромке, будем иметь

$$y_z^\circ = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{2} [-(\Omega - C) \pm \sqrt{(\Omega + C)^2 - 4}] \quad (1.7)$$

В (1.7) знак плюс отвечает слабому скачку уплотнения на кромке, минус — сильному. При $\Omega C = 1$ $y_z^\circ = 0$ (см. (1.5)). В этом случае имеет место расчетный режим обтекания V-образного крыла с ударной волной, лежащей в плоскости передних кромок [4, 5].

На фиг. 2 в плоскости параметров C , Ω изображены области, соответствующие различным режимам обтекания V-образного крыла. Прямые 1 и 2 ограничивают область изменения параметров C и Ω , где, согласно (1.6), реализуется обтекание с отошедшей ударной волной от передних кромок. Гипербола BAD соответствует расчетным режимам обтекания. Причем ее ветвь AB — слабому семейству, а ветвь AD — сильному семейству ударных волн, присоединенных к передним кромкам. Между прямой 2 и кривой AD располагается область изменения C и Ω , в которой осуществляются режимы обтекания крыла с отсоединенной от передних кромок ударной волной [6].

Представление различных режимов обтекания V-образного крыла в плоскости переменных C и Ω (фиг. 2, $C > 0$, $\Omega > 0$) является гиперзвуковым аналогом изображения режимов обтекания крыла заданной геометрии в плоскости пере-



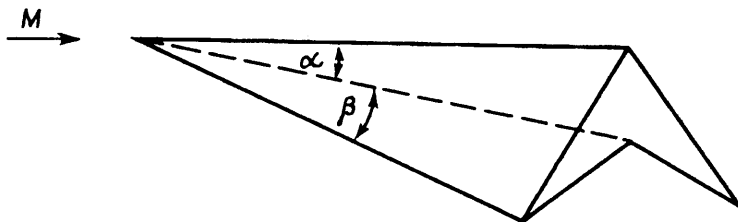
Фиг. 2

менных M , α [7]. Решение прямой задачи гиперзвукового обтекания плоского треугольного крыла малого удлинения с отошедшей ударной волной на передних кромках (фиг. 2, $C = 0$, $0 < \Omega < 2$) было построено в [2] и рассчитано для небольших значений Ω . В [8] был построен численный алгоритм расчета системы функциональных уравнений [2], позволивший получить решение задачи при всех $\Omega \in (0, 2)$. Теория [2] была распространена в [3] на крылья с углом раскрытия $\gamma > \pi$ ($C < 0$, крылья с ромбовидным поперечным сечением) и в [9] на крылья с углом $\gamma < \pi$. Однако метод расчета, использованный в [3, 9], справедлив лишь при очень малых значениях параметра Ω .

В последующем теория [2] применялась для построения решения задачи гиперзвукового обтекания крыла с присоединенной ударной волной к передним кромкам [10—12]. И если для обратных задач обтекания [10] удастся построить замкнутое решение, то в прямой задаче обтекания треугольной пластины [11, 12] возникают неустранимые особенности во внешнем решении, по терминологии [13].

Трудности, связанные со сращиванием однородного и завихренного потоков в ударном слое около треугольного крыла с ударной волной, присоединенной к передним кромкам, удалось преодолеть путем видоизменения традиционного метода тонкого сжатого слоя [14], получившим в дальнейшем название метода двух приближений. Решается система уравнений движения совместно с граничными условиями, в которых сохранены как главные, так и члены следующего порядка малости по параметру ϵ . Подтверждением асимптотической непротиворечивости такого подхода служит решение для энтропийного слоя [15], вносящее во внешнее решение [14] поправки более высокого порядка малости по параметру ϵ , устраняющее особенности на поверхности крыла в малой окрестности плоскости симметрии течения и удовлетворяющее схеме течения Ферри [16]. В [14] построено также решение задачи гиперзвукового обтекания V-образного крыла (фиг. 2, $C > 0$, область между прямой 2 и ветвью гиперболы AB), когда в ударном слое отсутствуют внутренние скачки уплотнения. В [17, 18] метод [14] был обобщен соответственно на случай гиперзвукового обтекания V-образного крыла с углом раскрытия $\gamma > \pi$ (фиг. 2, область I) и с маховской системой ударных волн (фиг. 2, область II). В [18] впервые теоретически было установлено 10—13%-ное превышение аэродинамического качества компоновки (фиг. 3) с нижней поверхностью в форме V-образного крыла по сравнению с эквивалентной по удельному объему и коэффициенту подъемной силы компоновкой, имеющей нижнюю поверхность в виде треугольной пластины и присоединенную к передним кромкам ударную волну.

В области IV (фиг. 2), где, согласно (1.6), должно иметь место обтекание крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках, теория в используемом приближении не дает результатов, отвечающих физическому смыслу (см. (1.7)). Здесь линии стекания в сжатом слое, обнаруженные в [17] (область I на фиг. 2), «выходят» на передние кромки крыла. При таких режимах обтекания в окрестности передней кромки нарушаются оценки, принятые в [17] для параметров течения в возмущенной области. Таким образом, обтекание V-образных крыльев с углом раскрытия $\gamma > \pi$ (фиг. 2, область IV) требует специального исследования.



Фиг. 3

2. Согласно оценкам и условиям на ударной волне (1.2), введем для режимов обтекания крыла (фиг. 1) с отошедшей от передних кромок ударной волной (фиг. 2, область III) новые переменные $x_1 = x$, $y_1 = y/(\varepsilon \operatorname{tg} \alpha)$, $z_1 = z/(\sqrt{\varepsilon} \operatorname{tg} \alpha)$, а искомые функции, описывающие состояние газа в ударном слое, представим в виде следующих асимптотических разложений:

$$u = \cos \alpha + \varepsilon \operatorname{tg} \alpha \sin \alpha u_1(x_1, y_1, z_1) + \dots$$

$$v = \varepsilon \sin \alpha v_1(x_1, y_1, z_1) + \dots, \quad w = \sqrt{\varepsilon} \sin \alpha w_1(x_1, y_1, z_1) + \dots$$

$$p = \sin^2 \alpha + (\kappa M^2)^{-1} + \varepsilon \sin^2 \alpha p_1(x_1, y_1, z_1) + \dots$$

$$\rho^{-1} = \varepsilon + \varepsilon^2 \sigma_1(x_1, y_1, z_1) + \dots$$

Уравнения неразрывности, движения и граничные условия на ударной волне для функций u_1 , v_1 , w_1 и p_1 запишутся в форме (индекс 1 далее опущен)

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial y}, \quad \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$$u^\circ = -y_x^\circ, \quad v^\circ = y_x^\circ - y_z^{\circ 2} - 1, \quad w^\circ = -y_z^\circ$$

$$p^\circ = 2y_x^\circ - y_z^{\circ 2} - 1$$

Вводя конические переменные $\eta = y/x$, $\zeta = z/x$ и новую независимую переменную $\psi = \psi(\eta, \zeta)$, удовлетворяющую уравнению $(v - \eta)\psi_\eta + (w - \zeta)\psi_\zeta = 0$, где $\psi = \text{const}$ — поверхность тока в коническом течении, получим

$$\frac{\partial v}{\partial \psi} + \eta_\psi \frac{\partial w}{\partial \zeta} - \eta_\zeta \frac{\partial w}{\partial \psi} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \zeta} = 0 \quad (2.1)$$

$$\eta_\psi (w - \zeta) \frac{\partial v}{\partial \zeta} = -\frac{\partial p}{\partial \psi}, \quad \frac{\partial w}{\partial \zeta} = 0$$

$$\eta_\zeta = \frac{v - \eta}{w - \zeta}$$

$$u^\circ = \zeta \eta_\zeta^\circ - \eta^\circ, \quad v^\circ = \eta^\circ - \zeta \eta_\zeta^\circ - \eta_\zeta^{\circ 2} - 1 \quad (2.2)$$

$$w^\circ = -\eta_\zeta^\circ, \quad p^\circ = 2\eta^\circ - 2\zeta \eta_\zeta^\circ - \eta_\zeta^{\circ 2} - 1$$

В (2.1) $\eta = \eta(\psi, \zeta)$ — функция, описывающая форму линий тока в ударном слое. Для определенности будем полагать $\psi = \zeta$ на ударной волне.

Условие непротекания на поверхности крыла $\eta = C\zeta$ имеет форму

$$\left(\frac{d\eta}{d\zeta} \right)_k = \frac{v - \eta}{w - \zeta} \quad (2.3)$$

Поскольку новые независимые переменные изменяются в пределах $C\zeta \leq \eta \leq \eta^0$, $0 \leq \zeta \leq \Omega$, где C и Ω определены соотношениями (1.6), то, согласно (2.1)–(2.3), искомые функции зависят только от параметров C и Ω .

Интегрируя систему уравнений (2.1) с учетом граничных условий на ударной волне (2.2), получим

$$u(\psi) = \psi \eta'(\psi) - \eta^0(\psi), \quad w(\psi) = -\eta'(\psi) \quad (2.4)$$

$$v(\psi, \zeta) = \eta(\psi, \zeta) + [w(\psi) - \zeta] \left\{ \int_{\psi}^{\zeta} \frac{d\psi}{[w(\psi) - \psi]^2} - w(\zeta) - \frac{1}{w(\zeta) - \zeta} \right\}$$

$$p(\psi, \zeta) = -1 - w^2(\zeta) + 2 \left[\eta_0^0 - \int_0^{\zeta} w(\psi) d\psi \right] + 2\zeta w(\zeta) +$$

$$+ \left\{ \frac{1}{[w(\zeta) - \zeta]^2} - 1 \right\} w'(\zeta) \int_{\psi}^{\zeta} \frac{[w(\psi) - \zeta]^3}{[w(\psi) - \psi]^2} d\psi$$

$$\eta(\psi, \zeta) = \eta_0^0 - \int_0^{\zeta} w(\psi) d\psi - \int_{\psi}^{\zeta} \frac{w(\psi) - \zeta}{[w(\psi) - \psi]^2} d\psi \quad (2.5)$$

Здесь η_0^0 — отход ударной волны в плоскости симметрии течения.

Соотношение (2.5) на поверхности крыла, где $\psi = \psi^0(\zeta)$, примет вид $C\zeta = \eta[\psi^0(\zeta), \zeta]$. Дифференцируя его по ζ с учетом (2.3), (2.4), получим систему уравнений для функций w и ψ^0

$$C = -w(\zeta) - \frac{1}{w(\zeta) - \zeta} + \int_{\psi^0(\zeta)}^{\zeta} \frac{d\psi}{[w(\psi) - \psi]^2} \quad (2.6)$$

$$w[\psi^0(\zeta)] = \zeta$$

Для функции w имеют место два краевых условия

$$w(0) = 0, \quad w(\Omega) = 1 + \Omega \quad (2.7)$$

первое из которых является естественным условием в плоскости симметрии течения, второе соответствует расположению особенности кривизны скачка уплотнения, а также звуковой скорости конического течения за ударной волной на передней кромке крыла [2]. Подобное условие использовалось и в [19] при решении задачи о гиперзвуковом обтекании плоского конического крыла с отшедшей от передних кромок ударной волной методом интегральных соотношений.

Для отыскания решения функциональной системы уравнений использовались различные приближенные методы, дающие результаты, близкие к численному решению для плоской треугольной пластины [8] лишь в небольшой окрестности $\Omega = 0$. Оригинальный прием был предложен в [20]. Путем двойного дифференцирования уравнения (2.5) задача сводится к решению функционально-дифференциального уравнения для функции $\zeta(w)$. Такой подход с учетом второго условия (2.7) позволил ввести нормировку для w и ζ , в результате которой появляется малый параметр $\Omega_1 = \Omega/(1 + \Omega)$, не превышающий $2/3$ в рассматриваемой области изменения параметров C и Ω (фиг. 2, область III).

Запишем уравнение (2.6) в виде

$$C = -\frac{w_1}{1 - \Omega_1} - \frac{1 - \Omega_1}{w_1 - f(w_1)} + (1 - \Omega_1) \int_{f(w_1)}^{w_1} \frac{f'(s) ds}{[s - f(s)]^2} \quad (2.8)$$

$$f(w_1) = \Omega_1 \zeta_1(w_1)$$

$$w_1 = \frac{w}{1 + \Omega}, \quad \zeta_1(w_1) = \frac{\zeta(w)}{\Omega} \quad (2.9)$$

$$\zeta_1(0) = 0, \quad \zeta_1(1) = 1$$

При малых значениях Ω_1 решение уравнения (2.8) можно искать в форме ряда

$$\zeta_i(w_1) = \zeta_{i0}(w_1) + \Omega_1 \zeta_{i1}(w_1) + \dots \quad (2.10)$$

$$\zeta_{i0}(0) = 0, \quad \zeta_{i0}(1) = 1, \quad \zeta_{i1}(0) = 0, \quad \zeta_{i1}(1) = 0 \quad (i = 1, 2, \dots)$$

Для отыскания функций $\zeta_{i0}(w_1)$, $\zeta_{i1}(w_1)$ и т. д. нет необходимости повторно дифференцировать уравнение (2.8), как это было сделано в [20] для построения соответствующей последовательности уравнений. Учитывая, что при $\Omega_1 \rightarrow 0$ главный член последнего слагаемого в (2.8) имеет вид $f'(0)/f(w_1)$, решение для функций $\zeta_{i0}(w_1)$ ($i = 0, 1, \dots$) может быть найдено непосредственно. Выпишем выражения для функций $\zeta_{i0}(w_1)$ и $\zeta_{i1}(w_1)$. Следующие функции в разложении (2.10) могут быть записаны в виде квадратур

$$\zeta_{i0}(w_1) = \frac{(C+2)w_1}{1+Cw_1+w_1^2} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \zeta_{i1}(w_1) = & \zeta_{i0} \left\{ 1 - C(1 - \zeta_{i0}) - \frac{\zeta_{i0}}{(C+2)w_1} [(C+w_1)\zeta_{i0} + w_1^2] + \right. \\ & + \left(1 - \frac{\zeta_{i0}}{w_1} \right) \left(C+2 + \frac{\zeta_{i0}}{w_1} \right) \frac{1}{(C+2)} + 2C \left[\zeta_{i0} \ln \left(\frac{\Omega_1 \zeta_{i0}}{w_1} \sqrt{1+Cw_1+w_1^2} \right) - \right. \\ & \left. \left. - \ln(\Omega_1 \sqrt{C+2}) \right] + \Phi \right\} \end{aligned}$$

$$\Phi = \begin{cases} \frac{2a}{b_1} \left[\arctg \frac{C+2}{b_1} - \zeta_{i0} \arctg \frac{C+2w_1}{b_1} - (1 - \zeta_{i0}) \arctg \frac{c}{b_1} \right], & C < 2 \\ \frac{a}{b_2} \left[\ln \frac{C+2-b_2}{C+2+b_2} - \zeta_{i0} \ln \frac{C+2w_1-b_2}{C+2w_1+b_2} - (1 - \zeta_{i0}) \ln \frac{C-b_2}{C+b_2} \right], & C > 2 \end{cases}$$

$$a = 2 - C^2, \quad b_1 = \sqrt{4 - C^2}, \quad b_2 = \sqrt{C^2 - 4}$$

Для отхода ударной волны в плоскости симметрии течения η_0° из (2.5) при $\zeta \rightarrow 0$ получим

$$\eta_0^\circ = -f'(0) [\ln f'(0) + 1 - f'(0)] / [1 - f'(0)]^2$$

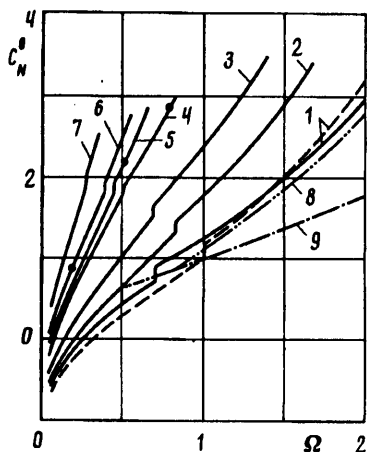
Введем приведенный коэффициент нормальной силы

$$C_N^\circ \equiv \frac{C_N - 2 [\sin^2 \alpha + (\kappa M^2)^{-1}]}{\varepsilon \sin^2 \alpha} = \frac{2}{\Omega} \int_0^\Omega p d\zeta \quad (2.12)$$

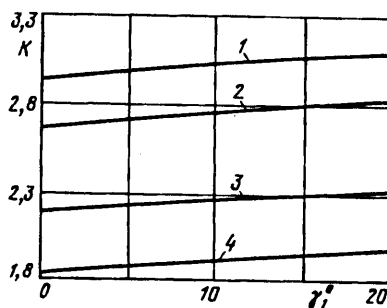
Здесь p определяется по формуле (2.4) при $\psi = \psi^\circ(\zeta)$. С учетом перехода к функции $\zeta(w)$ и преобразований (2.9) для C_N° получим выражение

$$\begin{aligned} C_N^\circ = & 2 \left\{ \int_0^1 [2 I_1 f'(w_1) + \left(\frac{1}{[w_1 - f(w_1)]^2} - \frac{1}{(1 - \Omega_1)^2} \right) I_2 + \right. \\ & \left. + \frac{f'(w_1)}{\Omega_1 (1 - \Omega_1)^2} [2(w_1 + C(1 - \Omega_1))f(w_1) - w_1^2] dw_1 - 1 \right\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$I_1 = \frac{1}{\Omega_1} \int_{f(w_1)}^{w_1} \frac{[s - f(w_1)] f'(s)}{[s - f(s)]^2} ds, \quad I_2 = \frac{1}{\Omega_1} \int_{f(w_1)}^{w_1} \frac{[s - f(w_1)]^2 f'(s)}{[s - f(s)]^2} ds$$



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 4 представлены расчеты C_N^0 в зависимости от параметра Ω . Кривые 1—7 отвечают значениям $C = 0; 0,3; 0,6; 1,2; 1,5; 1,8$ и $2,7$. Они ограничены справа значениями $\Omega + C < 2$ для $C < 1$ и $\Omega < C^{-1}$ для $C > 1$, так как нет формальных запретов на распространение решения в область между прямой 2 и ветвью AD гиперболы (фиг. 2). Точки на кривых 4—6 совместно с верхними концами кривых 1—3 являются образами соответствующих точек прямой $\Omega + C = 2$ (фиг. 2, прямая 2).

Штриховая кривая 1 на фиг. 4 рассчитана при $\zeta_1(w_1) = \zeta_{10}(w_1)$, сплошная — при $\zeta_1(w_1) = \zeta_{10}(w_1) + \Omega_1 \zeta_{11}(w_1)$. Точки разрыва на кривых C_N^0 отвечают появлению в ударном слое новых особых линий $w - \zeta(w) = 0$ — линий растекания (точка $\zeta = 0$ становится линией стекания), привносящих в подынтегральное выражение для C_N^0 дополнительную особую точку на отрезке $[0, 1]$, отличную от $w_1 = 0$. Кривая 8, лежащая несколько ниже сплошной кривой 1 справа от точки разрыва, — расчет C_N^0 для плоской треугольной пластины, проведенный в [20] в том же приближении для $\zeta_1(w_1)$. Различие кривых 1 и 8 обусловлено, по-видимому, ошибками в [20] при вычислении сингулярных интегралов.

Кривая 9 соответствует численному расчету C_N^0 при $C = 0$ [8]. Сопоставление кривых 1 и 9 свидетельствует, что формулы (2.11) могут быть использованы для расчета нормальной силы при $\Omega \leq 1$.

На расчетных режимах обтекания V-образного крыла с ударной волной, лежащей в плоскости передних кромок, $p = 2C\Omega - 1 \equiv 1$. При этом $C_N^0 = 2$ (2.12). Как видно (фиг. 4), верхние концы кривых 4—7 ($C > 1$) лежат выше указанного значения C_N^0 . Следовательно, в рамках данной теории, в сколь угодно малой окрестности расчетных режимов обтекания (фиг. 2, кривая AD) с сильной ударной волной в плоскости, перпендикулярной к передней кромке, нормальная сила, действующая на крыло на режимах с отошедшей от передних кромок ударной волной, превышает ее значение на расчетном режиме обтекания. Этот эффект можно было бы отнести к погрешности теории, учитывая, что отличие значений ординат концов кривых 4—7 от 2 входит в нормальную силу C_N с множителем ϵ (2.12). Однако могут быть приведены доводы, что он отражает характерное свойство нормальной силы в окрестности расчетных режимов обтекания с сильной ударной волной на передних кромках.

Действительно, в [21] при исследовании режимов обтекания, отвечающих движению точки в области II к кривой AD (фиг. 2), было установлено, что нормальная нагрузка на V-образное крыло в некоторой окрестности расчетного режима с сильной ударной волной на передней кромке превосходит ее значение на расчетном режиме. Это связано со специальной в этих случаях структурой

течения в ударном слое, содержащей всплывшую над наветренной поверхностью крыла особенность Ферри [22]. Указанное явление обусловило вывод [22] о том, что расчетный режим обтекания с сильной ударной волной на передней кромке является особым в том смысле, что не реализуется непрерывный переход от течения во внутренней части возмущенной области за мостообразным и внутренним скачками уплотнения к течению за ударной волной на расчетном режиме обтекания. К этому же выводу приводят и приведенные выше результаты расчета C_N° , но уже при выходе на расчетный режим (фиг. 2, кривая AD) из области III, т. е. от режимов с отошедшей от передней кромки ударной волной. Вопрос о том, является ли разрыв функции C_N на расчетном режиме обтекания с сильной ударной волной на кромке устранимым, требует дальнейшего исследования.

Формулы (2.11)—(2.13) позволяют рассчитать зависимость аэродинамического качества компоновки (фиг. 3) от угла раскрытия γ V-образного крыла, являющегося ее нижней поверхностью. В приведенных ниже примерах расчета полагалось $M = \infty$, $\kappa = 1,4$. Коэффициент локального трения C_f считался постоянным. Расчеты аэродинамического качества K компоновки проводились при фиксированных удельном объеме τ и площади крыла, а затем обрабатывались для различных величин коэффициента подъемной силы C_y .

На фиг. 5 представлены зависимости K от угла γ_1 (1.1) при $c_f = 10^{-3}$. Кривые 1—4 соответствуют $C_y = 0,2; 0,25; 0,34; 0,47$, а также $\tau = 0,3$ (1 и 2) и 0,4 (3 и 4). Из приведенных результатов расчета следует принципиальный вывод, что компоновка (фиг. 3) с нижней поверхностью в форме V-образного крыла имеет большее аэродинамическое качество, чем компоновка с плоской нижней поверхностью ($\gamma_1 = 0$). Соответствующее относительное превышение достигает 6—8% при угле раскрытия $\gamma \approx 140^\circ$, однако оно меньше, чем на режимах обтекания с маховской конфигурацией ударных волн [18], где отмечалась более сильная зависимость K от γ_1 .

Такое различие в поведении аэродинамического качества связано с тем, что на режимах обтекания с отошедшей от передних кромок ударной волной при уменьшении угла раскрытия не происходит резких изменений параметров в ударном слое, тогда как на режимах обтекания с присоединенной ударной волной к передним кромкам осуществляется переход от непрерывного течения в ударном слое к течению с внутренними скачками уплотнения.

Таким образом, в соответствии с теорией тонкого ударного слоя V-образное крыло будет наиболее эффективным по сравнению с плоским треугольным крылом на режимах полета с присоединенной к передним кромкам ударной волной.

Интерес к V-образному крылу как основному элементу перспективного гиперзвукового летательного аппарата с высоким качеством, восходящий к [23], не ослабевает (см., например, [24—26]). Это связано с существованием около V-образного крыла расчетного режима обтекания [4, 5], что позволяет легко рассчитать аэродинамические характеристики компоновки. Идея построения несущих форм на базе поверхностей тока в известных газодинамических решениях была затем расширена на другие типы конических течений [27—29]. Соответствующие формы, получившие название волнолетов, активно исследуются [30—32] с целью оптимизации аэродинамических характеристик возможных гиперзвуковых летательных аппаратов, в основном по аэродинамическому качеству.

Недостаток такого подхода при всей его относительной простоте состоит в том, что, с одной стороны, аэродинамические характеристики волнолетов могут быть найдены лишь на расчетном режиме обтекания. При этом фактически исключена возможность вариации формы несущей поверхности для достижения оптимума целевой функции при некотором наборе изопериметрических условий (τ , C_y и т. п. при известном числе M). Зачастую имеющее место превышение их числа над количеством свободных параметров компенсируется введением дополнительных произволов в конструируемую компоновку, например в форму

волнолета в плане [31]. С другой стороны, получение относительно больших значений аэродинамического качества на какой-либо последовательности волнолетов, построенных, например, на течении за ударной волной около кругового конуса [32], вовсе не означает, что в другом, более простом классе несущих форм на нерасчетном режиме обтекания эти значения не будут превзойдены.

Расчеты аэродинамического качества, проведенные выше и в [18], лишены указанного недостатка, так как не только не привязаны к расчетному режиму обтекания, но и далеки от него. Увеличение аэродинамического качества на 6—13% (последняя цифра взята из [18]) путем ухода от плоского треугольного к V-образному крылу на любом режиме обтекания при одновременном сохранении основных характеристик летательного аппарата — C_x и τ — свидетельствует о значительных резервах совершенствования несущих форм. Возможность улучшения несущих свойств треугольных в плане крыльев путем деформации поперечного контура была продемонстрирована в экспериментах [33].

В заключение заметим, что полученные в рамках гиперзвуковой теории идеального газа результаты нельзя считать окончательными. Они дают возможность определить направление дальнейших исследований. Анализ составляющих аэродинамического сопротивления пирамидальных тел со звездобразным поперечным сечением, проведенный в [34], позволяет заключить, что оптимизация пространственных несущих форм при больших сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях с целью получения максимального аэродинамического качества [32, 35] не может проводиться без учета реальных свойств газа в ударном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
2. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory // AIAA Journal. 1963. V. 1. № 4. P. 794—802.
3. Hida K. Thickness effect on the force of slender delta wings in hypersonic flow // AIAA Journal. 1965. V. 3. № 3. P. 427—433.
4. Майканар Г. И. О волновом сопротивлении неосесимметричных тел в сверхзвуковом потоке // ПММ. 1959. Т. 23. Вып. 2. С. 376—378.
5. Nonweiler T. R. F. Aerodynamic problems of manned space vehicles // J. Roy. Aeron. Soc. 1959. V. 63. № 585. P. 521—528.
6. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование некоторых особенностей сверхзвукового обтекания V-образных крыльев // Изв. АН СССР. МЖГ. 1975. № 4. С. 130—135.
7. Venn J., Flower J. W. Shock patterns for simple caret wings // Aeron. J. 1970. V. 74. № 712. P. 339—348.
8. Shanbhag V. V. Numerical studies on hypersonic delta wings with detached shock waves // ARC. C. P. 1974. № 1277. 20 p.
9. Остапенко Н. А. К задаче о гиперзвуковом обтекании V-образного крыла с отсоединенной ударной волной на передних кромках // Науч. тр. Ин-та мех. МГУ. 1976. № 44. С. 21—29.
10. Голубинский А. И. Обтекание гиперзвуковым потоком треугольных крыльев определенного класса, установленных под углом атаки с присоединенным скачком уплотнения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 5. С. 73—78.
11. Squire L. C. Calculation pressure distributions and shock shapes on conical wings with attached shock waves // Aeron. Quart. 1968. V. 19. № 1. P. 31—50.
12. Woods B. A. Hypersonic flow with attached shock waves over delta wings // Aeron. Quart. 1970. V. 21. № 4. P. 379—399.
13. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М.: Мир, 1967. 310 с.
14. Гонор А. Л. Обтекание треугольного крыла гиперзвуковым потоком // ПММ. 1970. Т. 34. Вып. 3. С. 481—490.
15. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Расчет энтропийного слоя на поверхности треугольного крыла // Науч. тр. Ин-та мех. МГУ. 1971. № 11. С. 4—11.
16. Ferri A. Supersonic flow around circular cones at angles of attack // NACA. Rep. 1951. № 1045. 11 p.
17. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Гиперзвуковое обтекание треугольного крыла конечной толщины // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. № 3. С. 46—55.

18. Гонор А. Л., Остапенко Н. А. Гиперзвуковое обтекание крыльев с маховской системой ударных волн // Изв. АН СССР. МЖГ. 1972. № 3. С. 104—116.
19. Черный Г. Г. Крылья в гиперзвуковом потоке // ПИММ. 1965. Т. 29. Вып. 4. С. 616—634.
20. Hemdan H. T., Hui W. H. Unsteady and steady aerodynamic forces of slender delta wings according to newtonian theory // 10 Congress ICAS. 1976. P. 222—230.
21. Зубин М. А., Остапенко Н. А. О структуре течения около наветренной стороны V-образных крыльев с присоединенной ударной волной на передних кромках // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 1. С. 122—131.
22. Остапенко Н. А. О всплывании точки Ферри на наветренной стороне V-образных крыльев // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 2. С. 295—298.
23. Kuchemann D. Hypersonic aircraft and their aerodynamics problems // Progr. Aeronaut. Sci. V. 6. Oxford: Pergamon Press, 1965. P. 271—353.
24. Кюхеман Д. Аэродинамическое проектирование самолетов М.: Машиностроение, 1983. 656 с.
25. Майкапар Г. И., Пятнова А. И. Выбор основных параметров крыла с V-образным поперечным сечением // Уч. зап. ЦАГИ. 1984. Т. 15. № 1. С. 104—109.
26. Швец А. И. Аэродинамика сверхзвуковых форм. М.: Изд-во МГУ, 1987. 208 с.
27. Jones J. G. A method for desinging lifting configurations for high supersonic speeds using the flow fields of non-lifting cones // ARC. 1963. № 24846.
28. Майкапар Г. И. Тела, образованные поверхностями тока конических течений // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 1. С. 126—127.
29. 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. МЖГ. 1968. № 6. С. 118—121.
30. Майкапар Г. И. Сравнение волнолетов различной формы // Уч. зап. ЦАГИ. 1985. Т. 16. № 4. С. 100—104.
31. Майкапар Г. И. О выборе оптимальной формы сверхзвукового летательного аппарата // Уч. зап. ЦАГИ. 1987. Т. 18. № 1. С. 18—27.
32. Bowcutt K. G., Anderson I. D., Capriotti D. Viscous optimized hypersonic waveriders // AIAA. 1987. № 0272. 18 p.
33. Townend L. H. Research and design for lifting reentry // Prog. Aerosp. Sci. 1979. V. 19. № 1. P. 1—80.
34. Остапенко Н. А. Аэродинамическое сопротивление пространственных тел со звездообразным поперечным сечением при сверхзвуковых скоростях и проблемы его расчета // Изв. АН. МЖГ. 1993. № 1. С. 57—69.
35. Голубкин В. Н., Негода В. В. Оптимизация пространственной формы несущих тел малого удлинения при гиперзвуковых скоростях // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1991. Т. 31. № 12. С. 1858—1870.

Москва

Поступила в редакцию
29.XII.1992