

ОБ ОПТИМАЛЬНОМ СВЕРХЗВУКОВОМ ПРОФИЛЕ ЗАДАННОГО УТОЛЩЕНИЯ

В. И. ЗУБОВ

(Москва)

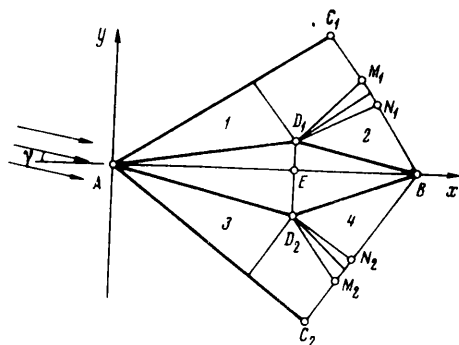
Рассматривается задача об определении профиля, обладающего минимальным волновым сопротивлением в равномерном сверхзвуковом набегающем потоке газа. Считаются заданными длина, толщина и угол атаки тела. Рассмотрение ограничивается классом тел, при обтекании которых возникают присоединенные ударные волны. Предполагается, что в областях влияния составляющих искомого контура течение сверхзвуковое, внутренних ударных волн нет. Задача изучается в рамках модельной и точной постановок. Приведены результаты численных расчетов.

1. Вначале рассмотрим задачу об определении замкнутого профиля, обладающего минимальным волновым сопротивлением, предположив, что искомый контур составлен из прямолинейных образующих и что волна разрежения, вызванная изломом контура, после отражения от ударной волны не приходит на контур (модельная постановка). При выполнении этих условий течение в областях влияния составляющих искомого контура оказывается равномерным (области 1, 2, 3 и 4 на фиг. 1).

На фиг. 1 AC_1 — ударная волна; AC_2 — либо ударная волна, либо характеристика второго семейства; C_2B , D_1M_1 и D_1N_1 — характеристики первого семейства; C_1B , D_2N_2 , D_2M_2 — характеристики второго семейства.

Дальнейшие рассуждения можно упростить, если нижнюю часть течения, изображенного на фиг. 1, зеркально отразить относительно оси x . Все газодинамические величины в i -й области равномерного течения будут отмечаться индексом i . Волновое сопротивление искомого профиля определяется выражением

$$(1.1) \quad X = \cos \gamma [P_1 x_0 (\xi_1 + \operatorname{tg} \gamma) + P_2 (l - x_0) (\xi_2 + \operatorname{tg} \gamma) + P_3 x_0 (\xi_3 - \operatorname{tg} \gamma) + P_4 (l - x_0) (\xi_4 - \operatorname{tg} \gamma)]$$



Фиг. 1

Задание ординаты точки B и максимальной толщины тела T приводит к условиям

$$(1.2) \quad \begin{aligned} s_1 &= \xi_1 x_0 - T_1 = 0, & s_2 &= \xi_2 (l - x_0) + T_1 = 0, & s_3 &= \xi_3 x_0 - T_2 = 0 \\ s_4 &= \xi_4 (l - x_0) + T_2 = 0, & s_5 &= T_1 + T_2 - T = 0 \end{aligned}$$

Параметры равномерного течения в областях i и $i+1$ ($i=1, 3$) связаны между собой соотношениями

$$(1.3) \quad F_i = f_i - f_{i+1} = 0, \quad \varphi_{i, i+1} = 0$$

$$f_i = f(\beta_i, \xi_i) = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \beta_i \right) - \operatorname{arctg} \beta_i + \operatorname{arctg} \xi_i$$

$$\varphi_{i,j} = \varphi(P_i, \beta_i, P_j, \beta_j) = P_i \left[1 + \frac{(\kappa-1)}{(\kappa+1)} \beta_j^2 \right]^{\kappa/(1-\kappa)} - P_j \left[1 + \frac{(\kappa-1)}{(\kappa+1)} \beta_i^2 \right]^{\kappa/(1-\kappa)}$$

$$\xi = \operatorname{tg} \theta = v / u, \quad \beta = \operatorname{ctg} \alpha$$

Здесь u и v — проекции вектора скорости на оси x и y , отнесенные к критической скорости течения a_* ; ρ — плотность газа, отнесенная к плотности в набегающем потоке ρ_0 ; P — давление, отнесенное к $\rho_0 a_*^2$; α — угол Маха; γ — угол атаки; κ — показатель адиабаты; T, T_1, T_2, l и x_0 — соответственно длины отрезков $D_1 D_2, D_1 E, D_2 E, AB$ и AE .

Первое из соотношений (1.3) — соотношение в центрированной волне разрежения [1], а второе — условие равенства энтропии в областях i и $i+1$ ($i=1, 3$). Все параметры потока в области i будем считать известными функциями от ξ_i ($i=1, 3$).

Задача формулируется следующим образом: найти числа $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4, \beta_2, \beta_4, P_2, P_4$ и x_0 , реализующие экстремум функции χ при наложенных на искомые величины связях (1.2) и (1.3). Запишем функцию Лагранжа

$$(1.4) \quad X_* = X + \sum_{i=1}^4 \mu_i s_i + \lambda_1 F_1 + \lambda_2 F_3 + v_1 \varphi_{12} + v_2 \varphi_{34}$$

Здесь μ_i, λ_j, v_k — постоянные множители. Выписывая дифференциал функции (1.4) и определяя множители Лагранжа из условия обращения в нуль коэффициентов при $d\xi_1, d\xi_2, d\xi_3, d\xi_4, d\beta_2, d\beta_4, dP_2$ и dP_4 , придем к выражению

$$(1.5) \quad dX_* = K_T dT_1 + K_x dx_0$$

$$K_T = (P_1 - P_2) + \frac{dP_1}{d\xi_1} (\xi_1 + \operatorname{tg} \gamma) + (\xi_2 + \operatorname{tg} \gamma) [A_{12} - B_{12}] -$$

$$- (P_3 - P_4) - \frac{dP_3}{d\xi_3} (\xi_3 - \operatorname{tg} \gamma) - (\xi_4 - \operatorname{tg} \gamma) [A_{34} - B_{34}]$$

$$K_x = - \frac{dP_1}{d\xi_1} \xi_1 (\xi_1 + \operatorname{tg} \gamma) + (\xi_2 + \operatorname{tg} \gamma) [\xi_2 B_{12} - \xi_1 A_{12}] +$$

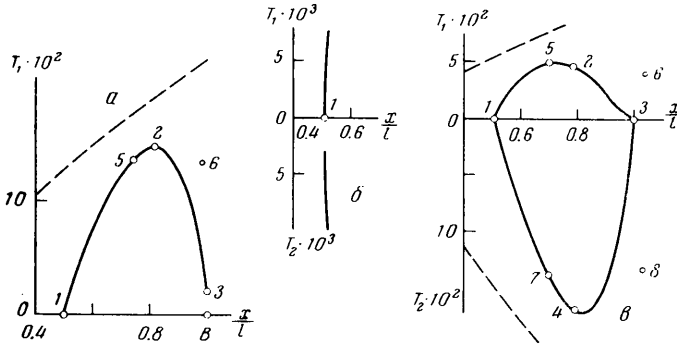
$$+ \operatorname{tg} \gamma [P_1 - P_2 - P_3 + P_4] - \frac{dP_3}{d\xi_3} \xi_3 (\xi_3 - \operatorname{tg} \gamma) + (\xi_4 - \operatorname{tg} \gamma) [\xi_4 B_{34} - \xi_3 A_{34}]$$

$$A_{ij} = \frac{x_0 - l}{x_0} \left[\frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \beta_j} \frac{df_i}{d\xi_i} + \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \xi_i} \frac{\partial f_j}{\partial \beta_j} \right] \left[\frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial P_j} \frac{\partial f_j}{\partial \beta_j} \right]^{-1}$$

$$B_{ij} = \frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial \beta_j} \frac{\partial f_j}{\partial \xi_j} \left[\frac{\partial \varphi_{ij}}{\partial P_j} \frac{\partial f_j}{\partial \beta_j} \right]^{-1}, \quad \varphi_{ij} = \varphi[P_i(\xi_i), \beta_i(\xi_i), P_j, \beta_j]$$

Были проведены численные расчеты с использованием полученных необходимых условий для различных значений скорости набегающего потока w_0 и угла атаки γ . Результаты расчетов для $w_0 = 1.4$ представлены в виде экстремальных кривых на фиг. 2, а ($\operatorname{tg} \gamma = 0$) и б, в ($\operatorname{tg} \gamma = 0.1$). При этом на фиг. 2, а изображена лишь верхняя часть экстремальной кривой, так как вся кривая оказывается симметричной относительно оси x . По известным экстремальным кривым решение поставленной задачи можно получить

следующим образом. Выберем точку D_1 на части кривой, расположенной выше оси x , а точку D_2 — на части, расположенной ниже нее, так, чтобы отрезок D_1D_2 был перпендикулярен оси x и длина его равнялась бы заданной толщине. Соединяя точки A, D_1, B, D_2 и A отрезками прямых, получим экстремальный профиль AD_1BD_2A . Область, расположенная правее пунк-



Фиг. 2

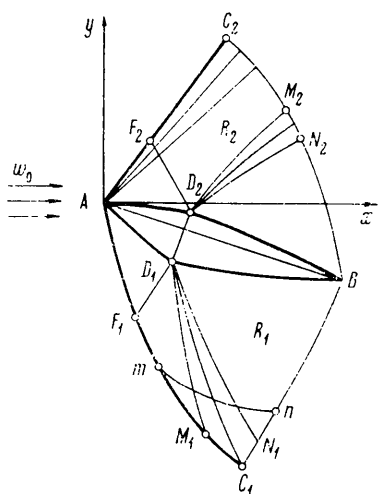
тирной линии, соответствует профилям, удовлетворяющим всем сделанным предположениям.

В случае нулевого угла атаки симметричность экстремальной кривой приводит к симметричности экстремальных профилей относительно оси x . Экстремальная кривая не имеет точек в области $x < l/2$, но проходит через точку $(l/2, 0)$. Это значит, что по мере уменьшения толщины тела точка E (фиг. 1) стремится к середине отрезка AB . Последнее утверждение совпадает с результатами решения поставленной задачи в рамках линейной теории [2]. Экстремальная кривая на фиг. 2, a состоит из двух монотонных участков 1–2 и 2–3. Проведенные расчеты показывают, что использование линии 1–2 приводит к профилям, обладающим минимальным волновым сопротивлением, а линии 2–3 — к профилям, обладающим максимальным волновым сопротивлением. Подобное поведение полей величин K_x и K_T должно приводить к крайнему минимуму волнового сопротивления при $x = l$, что и было подтверждено расчетами. Профиль, у которого точка D_1 совпадает с точкой 5 (фиг. 2, a), обладает тем же волновым сопротивлением, что и профиль с точкой D_1 , расположенной в точке 6. Оптимальный профиль с толщиной T , меньшей удвоенного расстояния между точками 6 и B , получается с привлечением линии 1–5. У более толстых оптимальных профилей точка D_1 расположена при $x = l$ (краевой минимум).

Если угол атаки не равен нулю (фиг. 2, $b, в$), то экстремальная кривая определена только для $x \geq l/2$. Кривая 2–1–4 соответствует профилю с минимальным, а 2–3–4 — профилю с максимальным волновым сопротивлением. Профиль с точками D_1 и D_2 , расположенными в точках 5 и 7, является критическим в том смысле, что для получения более толстых оптимальных профилей необходимо использовать крайний минимум при $x = l$.

Заметим, что при ненулевом угле атаки части экстремальной кривой, расположенные выше оси x и ниже нее, не имеют общих точек (фиг. 2, $б$). Это значит, что существует критическая толщина T_* , такая, что для профиля с $T < T_*$ двусторонний экстремум отсутствует. Объяснение этому факту можно найти в том, что для каждого x найдется число $A(x)$, обладающее свойством: $K_T > 0$ ($T_1 + T_2 = T$, $0 \leq T_1 \leq T$) для всех $T \leq A(x)$. Для нахождения двустороннего экстремума при $T < T_*$ необходимо вводить положительный излом у части профиля AD_1B (т. е. $T_1 < 0$, $T_2 > T$).

Экстремальные кривые, соответствующие другим значениям скорости набегающего потока w_0 и угла атаки γ , могут существенно отличаться от кривых, рассмотренных выше. Например, при $w_0=1.1$ и $\text{tg } \gamma=0.02$ экстремальная кривая ведет себя таким образом, что приводит (при $T < T_*$) к краевому минимуму волнового сопротивления на границе области допустимых профилей (пунктирная линия).



Фиг. 3

В заключение отметим, что решение задачи в рамках сделанных выше предположений оказывает существенную помощь при выборе правильной схемы решения задачи в рамках точной постановки.

2. Откажемся теперь от предположения о прямолинейности составляющих искомого контура и от предположения, что волна разрежения, отразившись от ударной волны, не попадет на контур. Постановка задачи, предложенная выше, оказывается здесь непригодной. Будет использоваться метод множителей Лагранжа в применении к дифференциальным уравнениям в частных производных. Эта идея в применении к уравнениям газовой динамики впервые нашла свое отражение в [3, 4].

Здесь, как и в выше, предполагается, что точки A, B и максимальная толщина профиля, отсчитываемая в направлении, перпендикулярном хорде AB , заданы. Будет рассматриваться схема, изображенная на фиг. 3. Характерные особенности этой схемы: в точке A с подветренной стороны реализуется волна разрежения и имеются только два излома профиля в точках D_1 и D_2 . В области R_2 течение изэнтропическое. На фиг. 3 AC_1 — присоединенная ударная волна; $AC_2, C_1B, D_2M_2, D_2N_2, D_1F_1$ — характеристики первого семейства; $D_2F_2, C_2B, D_1M_1, D_1N_1$ — характеристики второго семейства; набегающий поток параллелен оси x .

Введем функцию тока ψ соотношением

$$d\psi = \rho u dy - \rho v dx$$

Значение ψ на теле принимается равным нулю. Анализ задачи проводится в переменных $x\psi$. Стационарное течение газа внутри областей R_1 и R_2 описывается уравнениями

$$(2.1) \quad L_1 = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\rho u} \right) - \frac{\partial}{\partial \psi} \left(\frac{v}{u} \right) = 0, \quad L_2 = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial \psi} = 0$$

$$(2.2) \quad \frac{u^2 + v^2}{2} + \frac{\kappa P}{(\kappa - 1)\rho} = \frac{(\kappa + 1)}{2(\kappa - 1)}, \quad P = \rho^* \varphi^{(\kappa - 1)}(\psi)$$

где φ — энтропийная функция. Уравнения (2.1) суть уравнения неразрывности и сохранения импульса в проекции на ось y соответственно.

Заметим, что в системе уравнений (2.1), (2.2) уравнение $L_2 = 0$ нельзя заменить уравнением сохранения импульса в проекции на ось x . Действительно, в областях R_1 и R_2 могут встретиться точки, в которых вектор скорости параллелен оси x . В этих точках уравнение сохранения импульса в проекции на ось x совпадает с дифференциальным уравнением Бернулли

Волновое сопротивление искомого профиля выражается функционалом

$$(2.3) \quad X = \int_{x_A}^{x_B} \{P[x, \eta_2(x)] \eta_2'(x) - P[x, \eta_1(x)] \eta_1'(x)\} dx$$

где $\eta_1(x)$ и $\eta_2(x)$ — функции, описывающие составляющие AD_1B и AD_2B контура в системе координат x, y .

Так как ордината y_B фиксирована, то составляющие AD_1B и AD_2B искомого контура должны удовлетворять изопериметрическим условиям

$$(2.4) \quad r_1 = \int_{x(A)}^{x(B)} \eta_1'(x) dx - y_B = 0, \quad r_2 = \int_{x(A)}^{x(B)} \eta_2'(x) dx - y_B = 0$$

Задание длины отрезка D_1D_2 (максимальной толщины профиля) приводит к изопериметрическому условию и конечной связи

$$(2.5) \quad r_3 = \int_{x(A)}^{x(D_2)} \eta_2'(x) dx - \int_{x(A)}^{x(D_1)} \eta_2'(x) dx - T \cos \gamma = 0$$

$$(2.6) \quad x(D_2) - x(D_1) = T \sin \gamma$$

где T — длина отрезка D_1D_2 и γ — угол атаки. Вдоль составляющих AD_1B и AD_2B контура выполняются условия непротекания

$$(2.7) \quad v[x, \eta_i(x)] - u[x, \eta_i(x)] \eta_i'(x) = 0 \quad (i=1, 2)$$

а вдоль кривых AC_1 и AC_2 — соотношения между параметрами течения перед ударной волной и за ней

$$(2.8) \quad K_1 = \frac{v}{u} x_i' + \frac{1}{\rho u} - \frac{1}{w_0} = 0, \quad K_2 = \frac{P - P_0}{w_0} + u - w_0 = 0, \\ K_3 = (P_0 - P) x_i' + v = 0$$

Последние соотношения записаны в переменных x, ψ . Первое из них соответствует уравнению неразрывности, второе и третье — уравнению сохранения импульса в проекциях на оси x и y ($x_i' = dx_i/d\psi$ — уравнение линии AC_i ; w_0 и P_0 — модуль скорости и давление набегающего потока).

Параметры течения на линии AC_2 считаются заданными и совпадающими с соответствующими величинами в набегающем потоке. Соотношения (2.8) являются в этом случае тождествами.

Задача формулируется следующим образом: найти функции $\eta_1(x)$, $\eta_2(x)$, $x_1(\psi)$, $x_2(\psi)$, $P(x, \psi)$, $\rho(x, \psi)$, $u(x, \psi)$, $v(x, \psi)$ и числа $x(D_1)$ и $x(D_2)$, реализующие экстремум функционала (2.3), удовлетворяющие изопериметрическим условиям (2.4), (2.5) при выполнении связей между $x(D_1)$ и $x(D_2)$ (2.6), в областях R_1 и R_2 (2.1), (2.2), условий на контуре (2.7), условий на линиях AC_1 и AC_2 (2.8). С помощью условий непротекания (2.7) в функционале (2.3) и изопериметрических условиях (2.4), (2.5) исключим $\eta_1'(x)$ и $\eta_2'(x)$. С учетом этого функционал Лагранжа может быть записан в виде

$$(2.9) \quad I = X + \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \lambda r_3 - \int_{\psi(A)}^{\psi(C_1)} \sum_{l=1}^3 \sigma_{1l}(\psi) K_l d\psi + \\ + \int_{\psi(A)}^{\psi(C_2)} \sum_{m=1}^3 \sigma_{2m}(\psi) K_m d\psi + \iint_{R_1 \cup R_2} [h_1(x, \psi) L_1 + h_2(x, \psi) L_2] dx d\psi$$

Здесь λ , μ_1 , μ_2 — постоянные, σ_{11} , σ_{22} , h_1 , h_2 — переменные множители Лагранжа. Вдоль характеристик F_2D_2 , F_1D_1 и D_1C_1 допускается разрыв множителей h_1 и h_2 .

Опираясь на результаты работ [3-6], получим первую вариацию функционала I , обращение в нуль которой приводит к необходимым условиям экстремума.

Получены следующие необходимые условия экстремума. В областях влияния R_1 и R_2 переменные множители Лагранжа h_1 и h_2 подчиняются системе дифференциальных уравнений в частных производных

$$\begin{aligned} \frac{a^2 - u^2}{\rho a^2 u^2} \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{v}{u^2} \frac{\partial h_1}{\partial \psi} + \rho u \frac{\partial h_2}{\partial \psi} &= 0 \\ \frac{v}{\rho u a^2} \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{1}{u} \frac{\partial h_1}{\partial \psi} + \frac{\partial h_2}{\partial x} - \rho v \frac{\partial h_2}{\partial \psi} &= 0 \end{aligned}$$

где a — скорость звука.

Эта система гиперболична при $w > a$ и имеет два семейства характеристик, направления которых совпадают с характеристическими направлениями системы (2.1), (2.2). Вдоль характеристик выполняются условия совместности

$$dh_1 \mp \rho u^2 \operatorname{tg} \alpha dh_2 = 0$$

Здесь и всюду дальше верхний знак относится к характеристике первого семейства. Множители Лагранжа h_1 и h_2 на контуре определяются формулами: на участке AD_1 $h_1 = -P + \mu_1 - \lambda$, на участке D_1B $h_1 = -P + \mu_1$, на участке AD_2 $h_1 = -P - \mu_2 - \lambda$, на участке D_2B $h_1 = -P - \mu_2$, $h_2 = v/u$ на всем контуре. Вдоль замыкающих характеристик выполняется условие

$$h_1 \pm \rho u^2 \operatorname{tg} \alpha h_2 = 0$$

Величины разрывов множителей Лагранжа вдоль характеристик D_2F_2 , D_1F_1 и D_1C_1 связаны соотношениями

$$\Delta h_1 \pm \rho u^2 \operatorname{tg} \alpha \Delta h_2 = 0$$

В области влияния R_1 (пензэнтропическое течение) вдоль каждой линии тока должно быть справедливо условие

$$\begin{aligned} (2.10) \quad E_*(\psi) &= \frac{K(\psi)}{\rho v(1-P_0/P)} + \int_{x_m}^{x_n} \left[\frac{\cos^2 \alpha - \kappa}{\kappa \rho u} \frac{dh_1}{dx} + \frac{v \sin^2 \alpha}{\kappa} \frac{dh_2}{dx} \right] dx + \\ &+ \left[\frac{h_1}{\rho u} + P h_2 \frac{\cos(\theta + \alpha)}{\rho a} \right] + \sum_{s_j} \left[\frac{\Delta h_1}{\rho u} + j \frac{\cos(\theta + j\alpha)}{\rho a} P \Delta h_2 \right] = 0 \end{aligned}$$

В этом условии первый член вычисляется в точке m на ударной волне; второй представляет собой интеграл вдоль линии тока; третий вычисляется в точке n на замыкающей характеристике; четвертый — в точках S_j — точках пересечения линии тока mn с линиями разрыва множителей. Если точка пересечения лежит на характеристике первого семейства, то следует положить $j=1$, иначе $j=-1$. В (2.10) функция $K(\psi)$ имеет вид

$$K(\psi) = K_*(\psi) \quad (\psi(C_1) \leq \psi < \psi(F_1)),$$

$$K(\psi) = K_*(\psi) + \left[(P - P_0) \Delta h_2 - \frac{v}{u} \Delta h_1 \right]_{F_1} \quad (\psi(F_1) < \psi \leq 0)$$

$$K_*(\psi) = \int_{\psi}^{\psi(C_1)} \left[\frac{v}{u} \frac{dh_1}{d\psi} - (P - P_0) \frac{dh_2}{d\psi} \right] d\psi - \left[h_1 \frac{v}{u} - (P - P_0) h_2 \right]_{C_1}$$

Замыкает систему необходимых условий условие Вейерштрасса — Эрдмана

$$L_*(D_1) = L_*(D_2)$$

$$L_*(D) = \int_{\omega_-}^{\omega_+} \left[h_1 \frac{d}{d\omega} \left(\frac{v}{u} \right) - h_2 \frac{dP}{d\omega} \right] d\omega - (h_1 h_2)_- + (h_1 h_2)_+,$$

$$\omega = \arctg \frac{\psi}{x - x(D)}$$

где знак минус указывает на предельное значение величины при подходе к точке D слева, а знак плюс — при подходе справа.

Обратим внимание на то, что система полученных необходимых условий не является суммой необходимых условий для оптимизации отдельно верхней и нижней частей. Связь между верхним и нижним контурами осуществляется здесь через условие Вейерштрасса — Эрдмана и через граничные условия для множителей h_1 и h_2 .

Как показано в [6], следует вводить бесконечно много точек излома линии AD_1B , сгущающихся к точке A . Однако там же показано, что с точностью проводимых расчетов достаточно ограничиться рассмотрением одного излома. Анализ необходимых условий экстремума показывает также, что линии AD_2 и D_2B — отрезки прямых.

В проведенных расчетах газ считался совершенным с показателем адиабаты $\kappa = 1.4$. Для решения системы (2.1), (2.2), описывающей течение около искомого контура, использовался численный метод характеристик [1]. Функция $E_*(\psi)$ в точках на ударной волне в рассчитанных примерах имеет порядок 10^{-4} , что соответствует точности численного метода характеристики при выбранном шаге. Некоторые результаты расчетов приведены ниже, причем θ обозначает абсолютную величину суммарного угла излома профиля в точке D_1 , π — подъемную силу, l — длину отрезка AB .

w_0	2.0	2.0	2.1	2.1	2.1	2.1	2.2	2.2
$\lg \gamma$	0.3924	0.3299	0.2299	0.3762	0.4950	0.5465	0.5341	0.2367
$z(D_1)$	0.7546	0.6714	0.5560	0.7464	0.8788	0.9401	0.9212	0.6115
$ y(D_1) $	0.3009	0.2260	0.1326	0.2903	0.4445	0.5210	0.5110	0.1516
$z(D_2)$	0.7583	0.6746	0.5605	0.7711	0.9675	1.0696	0.9259	0.6138
$ y(D_2) $	0.2916	0.2165	0.1132	0.2247	0.2652	0.2842	0.5021	0.1419
$x(B)$	2.4938	2.5099	2.5012	2.4698	2.4463	2.4427	2.4404	2.4880
$ y(B) $	0.9785	0.8280	0.5750	0.9293	1.2110	1.3348	1.3034	0.5888
θ	0.0093	0.0093	0.0112	0.0183	0.0170	0.0126	0.0336	0.0151
$T/l, \%$	0.37	0.38	0.79	2.65	7.31	9.83	0.36	0.39
X	1.1700	0.8085	0.3542	1.0256	1.8789	2.3453	2.1955	0.3472
π	2.9776	2.4367	1.5834	2.7430	3.7852	4.4112	4.2101	1.8031
w_0	2.2	2.2	2.2	2.3	2.3	2.3	2.3	2.3
$\lg \gamma$	0.4171	0.4174	0.5348	0.1539	0.3876	0.4532	0.5703	0.5140
$z(D_1)$	0.8122	0.8122	0.9212	0.5455	0.8240	0.8715	0.9484	0.9152
$ y(D_1) $	0.3346	0.3346	0.5109	0.0885	0.3395	0.4187	0.5748	0.4969
$z(D_2)$	0.8507	0.8777	1.0290	0.5469	0.8493	0.9994	1.1268	1.0981
$ y(D_2) $	0.1624	0.1978	0.3092	0.0786	0.2742	0.1364	0.2795	0.1412
$x(B)$	2.4475	2.4365	1.4622	2.4960	2.4096	2.4031	2.4399	2.4065
$ y(B) $	1.0208	1.0169	1.3169	0.3842	0.9338	1.0891	1.3915	1.2369
θ	0.0301	0.0295	0.0334	0.0108	0.0380	0.0437	0.0508	0.0476
$T/l, \%$	3.77	6.43	8.27	0.40	2.71	11.76	12.11	14.76
X	1.2370	1.2326	2.2152	0.1172	0.9746	1.4205	2.5153	1.9324
π	2.9714	2.9410	4.4623	0.7596	2.1613	3.1072	4.3811	3.7302

Все полученные профили незначительно отличаются от прямолинейных.

Автор благодарен А. В. Шипилину за постоянное внимание к работе.

Поступила 14 II 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Кацкова О. Н., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д., Шулишина Н. П. Опыт расчета плоских и осесимметричных сверхзвуковых течений газа методом характеристик. М., ВЦ АН СССР, 1961.
 2. Мисле А., Притчард Р. Плоские крылья минимального сопротивления. В кн. «Теория оптимальных аэродинамических форм». М., «Мир», 1969.
 3. Гудерлей К. Г., Армистейдж Д. В. Общий метод определения оптимальных сверхзвуковых ракетных сопл. Механика. Период. сб. перев. иностр. статей, 1963, № 6.
 4. Сираветдинов Т. К. Оптимальные задачи газодинамики. Изв. вузов. Сер. авиац. техника, 1963, № 2.
 5. Крайко А. Н. К решению вариационных задач сверхзвуковой газовой динамики. ИММ, 1966, т. 30, вып. 2.
 6. Шипилин А. В. Вариационные задачи газовой динамики с присоединенными ударными волнами. В кн. «Сборник теоретических работ по гидромеханике». М., ВЦ АН СССР, 1970.
-