

## К РАСЧЕТУ НА ЭВМ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

С. А. ПОПЫТАЛОВ, В. В. САМСОНОВ

(Москва)

В [1] указан ряд работ, посвященных расчетам аэродинамических характеристик летательных аппаратов сложных пространственных компоновок при сверхзвуковых скоростях и изложен метод расчета обтекания системы тонких несущих поверхностей. Метод сводился к нахождению потенциала скорости  $\Phi$  с последующим дифференцированием для определения давления.

В данной работе приводится метод расчета стационарных аэродинамических характеристик летательных аппаратов пространственных компоновок при сверхзвуковых скоростях, в котором основной искомой функцией является возмущенное давление  $p'$ . Исключение из расчета численного дифференцирования позволяет повысить точность получаемых результатов. Задача решается для летательного аппарата в целом с учетом его толщины.

**1. Постановка задачи.** В линейном приближении рассматривается стационарное обтекание летательного аппарата сверхзвуковым потоком идеального газа. Используется схематизация, предложенная в [2]. Перепад давления ищется на плоских базовых элементах  $S^i$ , которые выбираются таким образом, чтобы соответствующая часть поверхности аппарата была близка к ним (фиг. 1). Граничные условия сносятся с поверхностей аппарата на соответствующие базовые элементы. В плоскости каждого элемента расположены диафрагма  $\sigma^i$  и вихревая пелена  $\Sigma^i$ ,  $\sigma'$  — невозмущенная область перед головной волной.

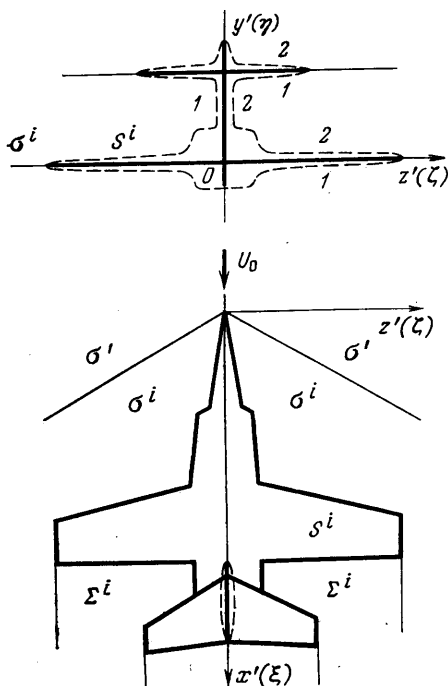
Введем безразмерные величины

$$(1.1) \quad \begin{aligned} x &= x' / b, \quad y = y' / b, \\ z &= z' / b, \quad p = p' / q, \quad \varphi = \Phi / bU_0 \end{aligned}$$

Здесь  $x', y', z'$  — декартова система координат (фиг. 1),  $b$  — характерный линейный размер,  $q$  — скоростной напор,  $U_0$  — скорость невозмущенного потока.

Пусть индексы 1 и 2 соответствуют разным сторонам  $S^i$ , а функции  $f_{1,2}^i(x, y, z)$  описывают деформации соответствующих сторон  $i$ -го элемента. Введем функции кривизны и толщины

$$\Delta n^i(x, y, z) = \delta [f_2^i(x, y, z) + f_1^i(x, y, z)]$$



Фиг. 1

$$(1.2) \quad \Delta n^{*i}(x, y, z) = \delta^* [f_2^i(x, y, z) - f_1^i(x, y, z)]$$

Функции  $\varphi$  и  $p$  представим в виде [2]

$$(1.3) \quad \varphi = \sum_j \varepsilon_j \varphi_{\varepsilon_j}, \quad p = \sum_j \varepsilon_j p_{\varepsilon_j}, \quad \varepsilon_j = \{\alpha, \beta, \omega_{x,y,z}, \delta, \delta^*\}$$

$$(j=1, 2, \dots), \quad \omega_{x,y,z} = \Omega_{x,y,z} b / U_0$$

Здесь  $\varepsilon_j$  — кинематические параметры,  $\alpha$  и  $\beta$  — углы атаки и скольжения,  $\Omega_{x,y,z}$  — проекции угловых скоростей,  $\delta$  и  $\delta^*$  — параметры деформации при решении задач, связанных соответственно с кривизной и толщиной.

Возмущенное давление и потенциал связаны интегралом Коши — Лагранжа

$$(1.4) \quad p_{\varepsilon_j} = 2\partial\varphi_{\varepsilon_j} / \partial x$$

При этом функции  $\varphi_{\varepsilon_j}$  и  $p_{\varepsilon_j}$  удовлетворяют волновому уравнению ( $M$  — число Маха)

$$(1.5) \quad (1 - M^2) \frac{\partial^2 \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial z^2} = 0$$

Граничные условия на  $i$ -м базовом элементе можно представить в виде (положительная нормаль  $n^i$  направлена от стороны 1 к стороне 2)

$$(1.6) \quad \left( \frac{\partial \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{1,2} = F_{\varepsilon_j 1,2}^i(x, y, z)$$

$$F_{\alpha,1}^i = F_{\alpha,2}^i = -\cos(n^i, y), \quad F_{\beta,1}^i = F_{\beta,2}^i = \cos(n^i, z)$$

$$F_{\delta^i,1}^i = F_{\delta^i,2}^i = \frac{\partial \Delta n^i}{\partial x}, \quad F_{\delta^i,2}^i = -F_{\delta^i,1}^i = \frac{\partial \Delta n^{*i}}{\partial x}$$

Условия на поверхностях  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$  имеют вид

$$(1.7) \quad \Delta p_{\varepsilon_j} = p_{\varepsilon_j,1}^i - p_{\varepsilon_j,2}^i = 0$$

Условие Чаплыгина — Жуковского на дозвуковых задних кромках ( $x^*$  — координата кромки)

$$(1.8) \quad \left( \frac{\partial \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{x,y,z} = \left( \frac{\partial \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{x^*,y,z}$$

В области  $\sigma^i$  имеют место равенства

$$(1.9) \quad p_{\varepsilon_j} = \varphi_{\varepsilon_j} = 0$$

На волнах сжатия (разрежения) выполняются условия равенства касательных составляющих скоростей.

**2. Основное выражение для функции  $p_{\varepsilon_j}$ .** Пусть  $S$  — кусочно-гладкая замкнутая поверхность, ограничивающая объем  $V$ ;  $\Gamma$  — обратный конус Маха с вершиной в точке  $(x, y, z)$ . Если внутри  $V$  и на  $S$  функция  $p_{\varepsilon_j}$  непрерывна вместе со своими производными вплоть до второго порядка, то решение волнового уравнения (1.5) для  $p_{\varepsilon_j}$  можно представить в виде [3, 4]

$$(2.1) \quad \begin{aligned} E p_{e_j}(x, y, z) = & -\frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{H}{R} \left( \frac{\partial p_{e_j}}{\partial n^*} \right)_{\xi, \eta, \zeta} dS + \\ & + \frac{1}{2\pi} \iint_S H p_{e_j}(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial(1/R)}{\partial n^*} dS \\ R = & \sqrt{(x-\xi)^2 - K^2(y-\eta)^2 - K^2(z-\zeta)^2}, \quad K^2 = M^2 - 1 \end{aligned}$$

$$E = \begin{cases} 1, & (x, y, z) \text{ лежит внутри } S \\ 1/2, & (x, y, z) \text{ лежит на } S \text{ и } \cos(n, x) = 0 \\ 0, & (x, y, z) \text{ лежит вне } S \end{cases}$$

$$H = \begin{cases} 1, & (\xi, \eta, \zeta) \text{ лежит внутри } \Gamma \\ 0, & (\xi, \eta, \zeta) \text{ лежит вне } \Gamma \end{cases}$$

$$\frac{\partial}{\partial n^*} = -K^2 \cos(n, \xi) \frac{\partial}{\partial \xi} + \cos(n, \eta) \frac{\partial}{\partial \eta} + \cos(n, \zeta) \frac{\partial}{\partial \zeta}$$

Здесь  $n$  — внутренняя нормаль к  $S$ ,  $\int$  — конечная часть интеграла [3], которая определяется соотношением

$$\int_a^b \frac{f(x) dx}{(x-a)^{1/2}} = \int_a^b \frac{f(x) - f(a)}{(x-a)^{1/2}} dx - \frac{2f(a)}{(b-a)^{1/2}}$$

где  $f(x)$  — непрерывно-дифференцируемая функция.

**3. Система интегральных уравнений.** В линейных задачах аэродинамики функция  $p_{e_j}$  может терпеть разрыв на базовых элементах и на волнах уплотнения (разрежения). Кроме того, вблизи дозвуковой передней кромки  $p_{e_j}$  обращается в бесконечность. Поэтому для применения формулы (2.1) к произвольной точке течения необходимо из рассматриваемого объема исключить эти области. Выделение волн сжатия (разрежения) осуществляется следующим образом. Для объемов  $\Omega_+$  и  $\Omega_-$ , расположенных соответственно вверх и вниз по потоку от поверхности волны, записывается соотношение (2.1). Полученное для  $\Omega_+$  выражение вычитается из аналогичного выражения для  $\Omega_-$ . С учетом непрерывности касательных составляющих скоростей на поверхности волны интегралы по этой поверхности сводятся к интегралу по линии пересечения волны с базовым элементом.

При выделении дозвуковой передней кромки  $l$  последняя окружается цилиндром  $D_\varepsilon$  малого радиуса  $\varepsilon$  с образующими, параллельными кромке. Пусть  $\sigma_\varepsilon^i$  и  $S_\varepsilon^i$  — области  $\sigma^i$  и  $S^i$ , из которых исключены полосы шириной  $\varepsilon$  вдоль кромки. Применяя (2.1) к объему  $\Omega_\varepsilon$ , границами которого являются поверхности  $\sigma_\varepsilon^i$ ,  $D_\varepsilon^i$  и  $S_\varepsilon^i$ , можно показать, что при  $\varepsilon \rightarrow 0$  первый интеграл в (2.1) равен

$$(3.1) \quad \begin{aligned} & \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[ -\frac{1}{\pi} \int_l \frac{H}{R} \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n} \right)_{\xi_l - \varepsilon, \eta, \zeta} d\xi_l - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma_\varepsilon^i} \frac{H}{R} \left( \frac{\partial p_{e_j}}{\partial n} \right)_{\xi, \eta, \zeta} dS \right] + \\ & + \frac{1}{\pi} \int_l \frac{H}{R} \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n} \right)_{\xi_l + 0, \eta, \zeta} d\xi_l - \frac{1}{2\pi} \iint_{S^i} \frac{H}{R} \left( \frac{\partial p_{e_j}}{\partial n} \right)_{\xi, \eta, \zeta} dS \end{aligned}$$

где  $\xi_l$  — координата кромки.

Рассмотрим вначале задачу без учета толщины ( $\epsilon_j \neq \delta^*$ ). Разобьем поле течения на объемы  $\Omega^k$ , границами которых являются поверхности  $S^i$ ,  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$ . Пусть  $V_1^i$  и  $V_2^i$  — полупространства, прилегающие к разным сторонам базовой плоскости  $S^i$ . К объемам  $\Omega^k$  применим формулу (2.1). Точку  $(x, y, z)$  выберем сначала на стороне 2 базового элемента  $S^i$ , а затем на противоположной ей стороне 1. Вычитая из соотношений, полученных для объемов  $\Omega^k \in V_1^i$ , соотношения для объемов  $\Omega^k \in V_2^i$ , получим выражение для нагрузки  $\Delta p_{\epsilon_j}^i$  в точке  $(x, y, z) \in S^i$

$$(3.2) \quad \Delta p_{\epsilon_j}^i = \frac{4}{\pi} \iint_{S_0^i} \frac{\partial}{\partial \xi} \bar{F}_{\epsilon_j}^i(\xi, \eta, \zeta) \frac{H}{R} S + d + \frac{4}{\pi} \iint_{l^i} \left[ \left( \frac{\partial \varphi_{\epsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_l+0, \eta, \zeta} - \left( \frac{\partial \varphi_{\epsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_l-0, \eta, \zeta} \right] \frac{H}{R} d\xi_1 - \frac{2}{\pi} \iint_{\sigma^i + \Sigma^i} \frac{H}{R} \left( \frac{\partial p_{\epsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi, \eta, \zeta} dS + \frac{1}{\pi} \sum_{k \neq i} \iint_{S^k} H \kappa^i \Delta p_{\epsilon_j}^k(\xi, \eta, \zeta) \times \times \frac{\partial(1/R)}{\partial n^k} dS$$

где

$$\kappa^i = \begin{cases} 1, & (\xi, \eta, \zeta) \in V_1^i \\ -1, & (\xi, \eta, \zeta) \in V_2^i \end{cases} \\ \zeta_i = -\eta \sin(n^i, \eta) + \zeta \cos(n^i, \eta)$$

В (3.2) через  $l^i$  обозначена совокупность всех передних и задних кромок элемента  $S^i$ , а также линии на  $S^i$ , на которых величины  $\partial \varphi_{\epsilon_j} / \partial n$  терпят разрыв. Под  $S_0^i$  в (3.2) понимается вся поверхность  $i$ -го элемента, за исключением линий разрыва  $\partial \varphi_{\epsilon_j} / \partial n$ . Если часть передней кромки дозвуковая, то интеграл по этой части  $l^i$  и по соответствующей ей области  $\sigma^i$  надо понимать как предел (3.1).

Кроме того, если задняя кромка частично дозвуковая, то согласно гипотезе Чаплыгина — Жуковского (1.8) интеграл по этой части  $l^i$  кромки обращается в нуль.

В формулу (3.2) входят значения функций  $\partial p_{\epsilon_j} / \partial n^i$  и  $\partial \varphi_{\epsilon_j} / \partial n^i$  на поверхностях  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$ . Значения  $\partial p_{\epsilon_j} / \partial n^i$  можно определить, применяя (2.1) к объемам  $\Omega^k$ , а точку  $(x, y, z)$  располагая на  $\sigma^i$  или  $\Sigma^i$ . Складывая отношения, полученные для объемов  $\Omega^k \in V_1^i$  и  $\Omega^k \in V_2^i$ , и дифференцируя по направлению  $n^i$ , получим

$$(3.3) \quad \left( \frac{\partial p_{\epsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{x, y, z} = - \frac{1}{\pi} \sum_k \iint_{S^k} H \Delta p_{\epsilon_j}^k(\xi, \eta, \zeta) \cdot \frac{\partial}{\partial n^i} \frac{\partial(1/R)}{\partial n^k} dS$$

Скос потока  $\partial \varphi_{\epsilon_j} / \partial n^i$ , индуцируемый на поверхностях  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$ , можно определить, пользуясь соотношением [3]

$$\left( \frac{\partial \varphi_{\epsilon_j}}{\partial n^i} \right)_{x, y, z} = \frac{1}{4\pi} \oint_{S^i} d\xi_1 \int_{S^i} d\xi \frac{H(x - \xi) \Delta p_{\epsilon_j}^i(\xi, \eta, \zeta)}{(z_1 - \xi_1)^2 R} +$$

$$+ \frac{1}{4\pi} \sum_{k \neq i} \iint_{S^k} H \Delta p_{e_j}^k(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial n^i} \frac{\partial}{\partial n^k}$$

$$(3.4) \quad \operatorname{arcth} \cdot \frac{x - \xi}{[(y - \zeta)^2 + (z - \zeta)^2]^{1/2} K} dS$$

Здесь  $\oint$  — обобщенное главное значение интеграла [3], которое определяется следующим образом. Если

$$\int \frac{f(\zeta)}{(z - \zeta)^2} d\zeta = G(z, \zeta)$$

то при  $a < z < b$

$$\oint_a^b \frac{f(\zeta) d\zeta}{(z - \zeta)^2} = G(z, b) - G(z, a)$$

Таким образом, для определения нагрузки  $\Delta p_{e_j}^i$  необходимо решить систему интегральных уравнений (3.2) — (3.4). Эта система решается методом последовательных приближений.

В первом приближении в (3.2) интегрируются только известные из граничных условий (1.6) подынтегральные функции, т. е.

$$\Delta p_{e_j}^i(x, y, z) = \frac{4}{\pi} \iint_{S_0^i} \frac{\partial}{\partial \xi} F_{e_j}^i(\xi, \eta, \zeta) \frac{H}{R} dS +$$

$$+ \frac{4}{\pi} \int_{l_+^i} \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{l_+^i}, \eta, \zeta} \frac{H}{R} d\zeta_1 - \frac{4}{\pi} \int_{l_-^i} \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{l_-^i}, \eta, \zeta} \frac{H}{R} d\zeta_1 +$$

$$\frac{4}{\pi} \int_{l_S^i} \left[ \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{l_S^i+0}, \eta, \zeta} - \left( \frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{l_S^i-0}, \eta, \zeta} \right] \frac{H}{R} d\zeta_1$$

Здесь  $l_+^i, l_-^i$  — линии передних и задних кромок,  $l_S^i$  — линии разрыва функций  $F_{e_j}^i$  внутри  $S^i$ .

Второе приближение начинается с расчета значений  $\partial \varphi_{e_j} / \partial n^i$  и  $\partial p_{e_j} / \partial n^i$  на  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$  по формулам (3.3), (3.4) с учетом найденных при первом приближении функций  $\Delta p_{e_j}^i$ . Затем по формуле (3.2) находятся значения  $\Delta p_{e_j}^i$  второго приближения и т. д.

При расчетах численными методами на ЦВМ поверхности  $S^i, \sigma^i$  и  $\Sigma^i$  разбивались на прямоугольные ячейки, внутри которых значения величин  $\Delta p_{e_j}^i, \partial \varphi_{e_j} / \partial n^i$  и  $\partial p_{e_j} / \partial n^i$  считались постоянными.

Расчеты показывают, что практическая сходимость решений достигается уже при 2–3-х приближениях. Это объясняется тем, что основной вклад в решение дает интегрирование по базовым элементам. Сходимость улучшается с увеличением числа  $M$  вследствие сужения областей  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$  и при числе  $M$ , когда все кромки аппарата становятся сверхзвуковыми, первое приближение является точным решением задачи.

**4. Система интегральных уравнений с учетом влияния толщины.** Рассматривается задача о влиянии толщины элементов на аэродинамические характеристики летательного аппарата. Элементы считаются набранными из симметричных относительно базовой плоскости профилей, которые могут быть произвольными вдоль размаха.

Учитывая, что на  $S^i$   $(\partial \varphi_{e_j} / \partial n)_1 = -(\partial \varphi_{e_j} / \partial n)_2$ , и проводя те же рассуждения, что и в п. 3, получим

$$\begin{aligned}
 (4.1) \quad \Delta p_{\delta^i}(x, y, z) &= \frac{1}{\pi} \sum_{h \neq i} \iint_{S^k} H \kappa^i F_{\delta^k} \frac{\partial(1/R)}{\partial \xi} dS + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \sum_{h \neq i} \iint_{S^k} H \kappa^i \Delta p_{\delta^k} \frac{\partial(1/R)}{\partial n^k} dS - \frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma^i + \Sigma^i} \frac{H}{R} \frac{\partial p_{\delta^i}}{\partial n^i} dS + \\
 &+ \frac{1}{\pi} \int_{l_{i,t}} \frac{H}{R} \left( \frac{\partial \Phi_{\delta^i}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{i,+0}, \eta, \zeta} d\xi_{i,t} - \frac{1}{\pi} \int_{l_{i,-t}} \frac{H}{R} \left( \frac{\partial \Phi_{\delta^i}}{\partial n^i} \right)_{\xi_{i,-0}, \eta, \zeta} d\xi_{i,t}
 \end{aligned}$$

Аналогично для скосов

$$\begin{aligned}
 (4.2) \quad \left( \frac{\partial \Phi_{\delta^i}}{\partial n^i} \right)_{x, y, z} &= \frac{1}{4\pi} \oint_{S^i} d\xi_1 \int d\xi \frac{H(x-\xi) \Delta p_{\delta^i}(\xi, \eta, \zeta)}{(z_1 - \xi_1)^2 R} - \\
 &- \frac{1}{\pi} \sum_{k \neq i} \iint_{S^k} H F_{\delta^k} \frac{\partial(1/R)}{\partial n^k} dS + \\
 &+ \frac{1}{4\pi} \sum_{k \neq i} \iint_{S^k} H \Delta p_{\delta^k}(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial n^i} \frac{\partial}{\partial n^k} \operatorname{arcth} \frac{x-\xi}{K \sqrt{(y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}} dS,
 \end{aligned}$$

а для значений  $\partial p_{\delta^i} / \partial n^i$  имеем

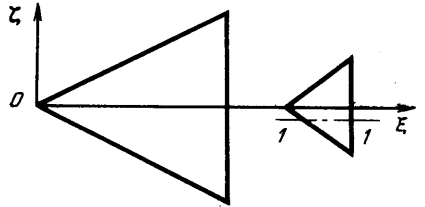
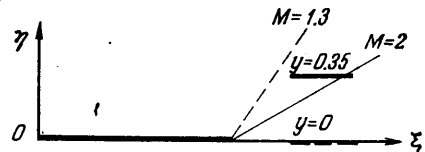
$$\begin{aligned}
 (4.3) \quad \left( \frac{\partial p_{\delta^i}}{\partial n^i} \right)_{x, y, z} &= -\frac{1}{\pi} \sum_h \iint_{S^k} H \Delta p_{\delta^k}(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial n^i} \frac{\partial(1/R)}{\partial n^k} dS + \\
 &+ \sum_{h \neq i} \frac{2}{\pi} \iint_{S^k} H F_{\delta^k} \frac{\partial}{\partial n^i} \frac{\partial(1/R)}{\partial \xi} dS
 \end{aligned}$$

Метод решения системы (4.1) – (4.3) аналогичен изложенному в п. 3. Первым приближением будет

$$\begin{aligned}
 (4.4) \quad \Delta p_{\delta^i}(x, y, z) &= \\
 &= \frac{1}{\pi} \sum_{h \neq i} \iint_{S^k} H \kappa^i F_{\delta^k} \frac{\partial(1/R)}{\partial \xi} dS
 \end{aligned}$$

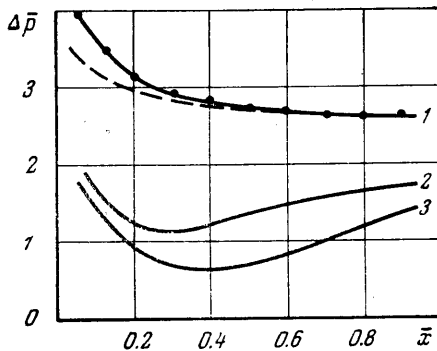
При втором приближении определяются значения  $\partial \Phi_{\delta^i} / \partial n^i$  и  $\partial p_{\delta^i} / \partial n^i$  на поверхности  $\sigma^i$  и  $\Sigma^i$  по формулам (4.2) и (4.3), затем  $\Delta p_{\delta^i}$  по формуле (4.1) и т. д.

**5. Примеры расчета.** Были рассчитаны аэродинамические характеристики летательного аппарата, смоделированного двумя треугольными планами (фиг. 2)  $\lambda=2$  (передний план) и  $\lambda=2.86$ , при числах  $M=1.3$  и  $2.0$ . В одном расчете задний план находился в плоскости переднего плана, в другом был вынесен вверх на величину  $y=y'/b$  ( $b$  – корневая хорда переднего плана). На фиг. 2 показаны волны Маха, исходящие от задней кромки переднего плана при  $M=1.3$  (пунктир) и  $M=2.0$  (сплошная линия). Рассчитываемые характеристики относились к корневой хорде и к площади переднего плана. Полученные в результате расчета

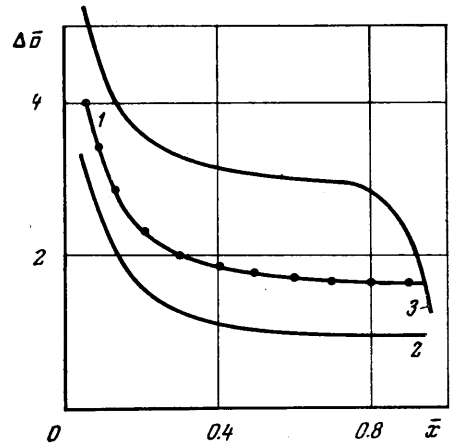


Фиг. 2

аэродинамические характеристики приведены в таблице ( $c_{y\Sigma}^\alpha$  — суммарная производная коэффициента подъемной силы по углу атаки,  $c_{y1}^\alpha$  и  $c_{y2}^\alpha$  обозначают указанную производную соответственно для переднего и заднего изолированных планов,  $c_{y12}^\alpha$  — прирост производной на заднем плане от влияния переднего плана,  $x_F = x/b$  — безразмерная координата фокуса для летательного аппарата).



Фиг. 3



Фиг. 4

На фиг. 3 и 4 соответственно для  $M=1.3$  и  $2.0$  приводятся результаты расчета распределенных нагрузок вдоль хорды в сечении 1-1 (фиг. 2) заднего плана. Линия 1 относится к изолированному крылу, 2 — к летательному аппарату  $y=0$  и 3 — к летательному аппарату  $y=0.35$ . Первое

$c_{y'}^\alpha, x_F$	$M=1.3$		$M=2$	
	$\eta=0$	$\eta=0.35$	$\eta=0$	$\eta=0.35$
$c_{y1}^\alpha$	2.53		1.87	
$c_{y2}^\alpha$	0.543		0.403	
$c_{y12}^\alpha$	-0.251	-0.315	-0.124	0.165
$c_{y\Sigma}^\alpha$	2.822	2.758	2.149	2.438
$x_F$	0.765	0.748	0.785	0.874

приближение для изолированного плана показано пунктирной линией, второе — сплошной, третье — точками.

Ниже приведены результаты расчета коэффициента волнового сопротивления  $c_{x_{b0P}}$  прямоугольного крыла  $\lambda=2.0$ , набранного из симметричных ромбовидных профилей с относительной толщиной, равной 0.2. Результаты сравниваются с точным решением ( $c_{x_{b0T}}$ ).

$M$	1.41	1.6	1.8	2.0
$c_{x_{b0P}}$	0.148	0.116	0.098	0.086
$c_{x_{b0T}}$	0.150	0.117	0.098	0.088

Поступила 5 IV 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Попыталов С. А. Расчет нестационарных аэродинамических характеристик пространственных несущих систем. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 1.
2. Белоцерковский С. М. Математическая модель летательного аппарата для исследования нестационарных аэродинамических характеристик. ПММ, 1975, т. 39, № 5.
3. Общая теория аэродинамики больших скоростей. М., Воениздат, 1962.
4. Курант Р., Гильберт Д. Методы математической физики, т. 2. М.—Л., Гостехтеориздат, 1951.