

УДК 533.6.011.5

РАСЧЕТ НЕСТАЦИОНАРНЫХ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТРАНСТВЕННЫХ НЕСУЩИХ СИСТЕМ

С. А. ПОПЫТАЛОВ

(Москва)

В настоящее время развиты эффективные численные методы решения как стационарных, так и нестационарных линейных задач по определению аэродинамических характеристик крыльев сложной формы в плане [1-3].

Переход к пространственным системам требует разработки новых подходов. Известен ряд исследований в этом направлении для простых пространственных конфигураций [4-7].

Предлагается метод решения сверхзвуковых задач по определению стационарных и нестационарных аэродинамических характеристик сложных пространственных несущих систем. Он является развитием известных методов расчета крыльев сложных форм в плане. Наиболее эффективен путь, основанный на решении задач для ступенчатых зависимостей от времени. После этого переход к любым другим законам осуществляется при помощи интеграла «свертки».

1. Постановка задачи. Рассматривается обтекание системы тонких слабоизогнутых поверхностей потоком идеального газа (фиг. 1).

Используем известное решение Кирхгоффа для волнового уравнения в неподвижной системе координат $x_1 y_1 z_1$ (Φ — потенциал скорости)

$$(1.1) \quad \Phi(x_1 y_1 z_1 t_1) =$$

$$= -\frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n_1} \right)_{x_2 y_2 z_2 t_1} - \frac{\partial}{\partial n_1} \left(\frac{\Phi(x_2 y_2 z_2 t)}{r} \right) \right] dS$$

Здесь $t_1 = t - \Delta t_1$, $r = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$, $\Delta t_1 = r/a_\infty$, a_∞ — скорость распространения возмущений в среде, n_1 — внутренняя нормаль к выбранному объему газа, S — граница объема.

Можно показать, что переход в подвижную систему координат xyz осуществляется заменой r на R_1 и $\partial f / \partial n_1$ на $\partial f / \partial n$

$$\Phi(x y z t_0) = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \left[\frac{1}{R_1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{\xi' \eta' \zeta' t} - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\Phi(\xi' \eta' \zeta' t)}{R_1} \right) \right] dS$$

$$(1.2) \quad R_1 = \sqrt{(x - \xi')^2 - K^2(z - \zeta')^2 - K^2(y - \eta')^2}, \quad K^2 = M^2 - 1$$

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

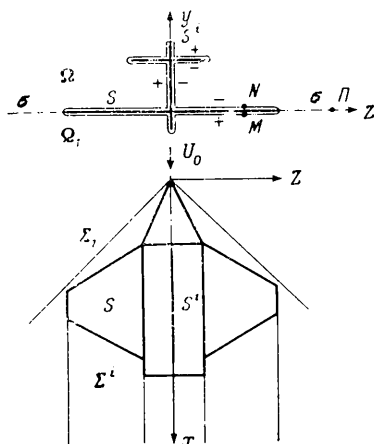
$$t_0 = t + \Delta t_{1,2}, \quad \Delta t_{1,2} = \frac{1}{K^2} \left[\frac{U_0(x - \xi')}{a_\infty^2} \pm \frac{R_1}{a_\infty} \right]$$

Знак минус относится к переднему фронту волны возмущения.

Непосредственной проверкой можно установить, что выражение (1.2) удовлетворяет волновому уравнению и согласуется с теми видами решений, которыми пользуются авторы в работах [1-7].

Перейдем к безразмерным величинам (b — характерный линейный размер).

С линейной точностью интеграл Копи — Лагранжа, связывающий возмущенное давление p' с безразмерным потенциалом скорости ϕ , записывается (ρ_∞ — плотность



Фиг. 1

невозмущенной среды)

$$(1.3) \quad p = 2 \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} - \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right), \quad \tau = u_0 t / b, \quad p = p' / q_\infty, \quad q_\infty = \rho_\infty U_0^2 / 2$$

Потенциал φ представляется в виде линейной комбинации из ряда функций, соответствующих частным задачам [3]

$$(1.4) \quad \varphi = \sum_j \varepsilon_j^* \varphi_{\varepsilon_j}, \quad \varepsilon_j(\tau) \in \{\alpha(\tau), \beta(\tau), \omega_{xyz}(\tau), \Delta_{yz}(\tau), \delta^i(\tau), \dot{\delta}^i(\tau)\}$$

Здесь ε_j^* — амплитудные значения кинематических параметров $\varepsilon_j(\tau)$; α, β — углы атаки и скольжения; $\omega_{xyz} = \Omega_{xyz} \cdot b / U_0$; $\Delta_{yz} = w_{yz} / U_0$; w_{yz} — безразмерные составляющие скорости порыва ветра; δ и $\dot{\delta} = d\delta/d\tau$ — параметры деформации; i — номер поверхности.

Условия плавного обтекания на Σ^i

$$(1.5) \quad \frac{\partial \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial n^i} = \frac{\varepsilon_j(\tau)}{\varepsilon_j^*} F_{\varepsilon_j^i}(\xi \eta \zeta), \quad \varepsilon_1 = \alpha, \quad F_{\alpha^i} = \cos(n, y)^i$$

$$\varepsilon_2 = \beta, \quad F_{\beta^i} = \cos(n, z)^i, \dots$$

Условие на вихревой пелене (на Σ^i) [2, 3] (ξ^* — координата задней кромки)

$$(1.6) \quad \varphi_{\varepsilon_j}(\xi \eta \zeta \tau) = \varphi_{\varepsilon_j}(\xi^* \eta \zeta \tau^*), \quad \tau^* = \tau - (\xi^* - \xi)$$

Условие Чаплыгина — Жуковского для дозвуковых задних кромок [2, 3]

$$(1.7) \quad \varphi_{\varepsilon_j}(\xi \eta \zeta \tau) = \varphi_{\varepsilon_j}(\xi^* \eta \zeta \tau)$$

Вне области возмущения

$$(1.8) \quad \varphi_{\varepsilon_j}(\xi \eta \zeta \tau) = 0$$

Кроме того, для расчета переходных функций имеем

$$(1.9) \quad \frac{\varepsilon_j(\tau)}{\varepsilon_j^*} = \begin{cases} 0 & \text{при } \tau < 0 \\ 1 & \text{при } \tau \geq 0 \end{cases}$$

2. Метод решения задачи. Можно показать [8], что интеграл по обратному конусу Маха в (1.2) обращается в нуль. Поэтому из рассматриваемого пространства, в котором находится система несущих поверхностей и сходящая с них вихревая пелена, достаточно выделить эти поверхности разрыва для функции φ .

Поставим задачу о нахождении разности коэффициентов давления в точках M и N (фиг. 1; $\Delta p = p_+ - p_-$). Возмущенное пространство делим на объемы Ω и Ω_1 , границей между которыми является система поверхностей и поверхность σ .

Записывая выражение (1.2) для точек N и M соответственно объемов Ω и Ω_1 и вычитая первое выражение из второго, получим

$$(2.1) \quad \Delta \varphi_{\varepsilon_j}(\xi_0 \zeta \tau_0) = - \frac{1}{\pi} \iint_{S+\sigma+\Sigma^i} \frac{1}{R} \left(\frac{\partial \varphi_{\varepsilon_j}}{\partial \eta} \right)_{\xi_0 \eta_1 \tau} dS +$$

$$+ \frac{1}{\pi} \iint_{S+\Sigma^i} \frac{\partial}{\partial n^i} \left[\frac{\Delta \varphi_{\varepsilon_j}(\xi_1 \eta_1 \zeta_1 \tau)}{R} \right] dS$$

$$\tau_0 = \tau + \Delta \tau_{1,2}, \quad \Delta \tau_{1,2} = \frac{M}{K^2} [M(\xi - \xi_1) \pm R]$$

$$R = \sqrt{(\xi - \xi_1)^2 - K^2(\eta - \eta_1)^2 - K^2(\zeta - \zeta_1)^2}$$

где Σ_1 — вихревая поверхность, лежащая в плоскости $\eta=0$, $\Delta \varphi_{\varepsilon_j} = \varphi_{\varepsilon_{j+}} - \varphi_{\varepsilon_{j-}}$.

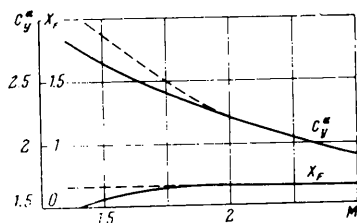
Записывая выражение (1.2) для точки П, находящейся в объеме $\Omega + \Omega_1$, получим

$$\varphi_{e_j}(\xi\eta\zeta\tau_0) = \frac{1}{\pi} \iint_{S+S'+\Sigma'} \frac{\partial}{\partial n^i} \left[\frac{\Delta\varphi_{e_j}(\xi_1\eta_1\zeta_1\tau)}{R} \right] dS$$

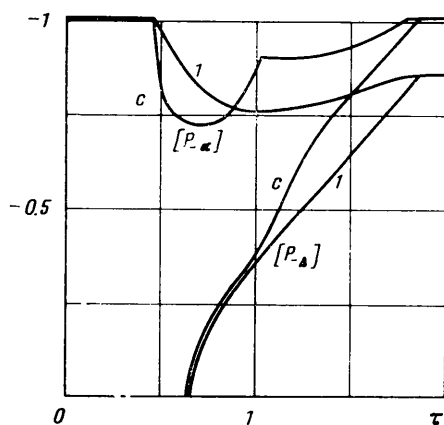
или

$$(2.2) \quad \left(\frac{\partial \varphi_{e_j}}{\partial n^i} \right)_{\xi\eta\zeta\tau} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial}{\partial n^i} \iint_{S+S'+\Sigma'} \frac{\partial}{\partial n^i} \left[\frac{\Delta\varphi_{e_j}(\xi_1\eta_1\zeta_1\tau)}{R} \right] dS$$

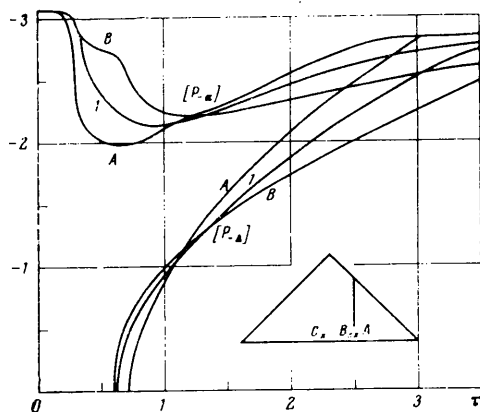
Выражения (1.3), (2.1) и (2.2) совместно с условиями (1.5)–(1.9) позволяют решить задачу о нахождении нагрузки Δp на поверхности $S(S')$. Заданными, со-



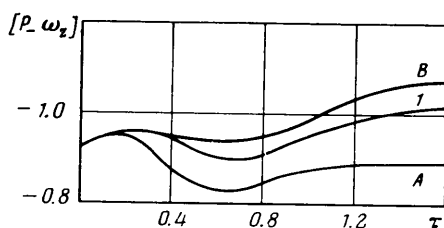
Фиг. 2



Фиг. 4



Фиг. 3



Фиг. 5

гласно условию (1.5), являются значения $\partial\varphi_{e_j}/\partial n^i$ на S и S_1 . Остальные функции, входящие в (2.1) и (2.2), находятся в процессе расчета.

Для решения задачи применяется численный метод, в котором система поверхностей S и S_1 и области влияния Σ и σ разбиваются на ячейки, в пределах каждой из которых значения $\partial\varphi_{e_j}/\partial n^i$ и $\Delta\varphi_{e_j}$ считаются постоянными $[1-3]$.

Используется метод последовательного интегрирования. При $\tau_k=0$ $\Delta\varphi_{e_j}^t=0$ (τ_k – расчетный момент времени).

При $\tau_k=\Delta\tau$ ($\Delta\tau$ – временной шаг при численном счете) определяются значения $\Delta\varphi_{e_j}^i$ на S , S_1 и Σ_1 по формуле (2.1). (На Σ_1 с учетом условия (1.7).) Значения $\partial\varphi_{e_j}/\partial n^i$ на σ и Σ' не определяются, так как в предшествующий момент времени (τ_{k-1}) $\Delta\varphi_{e_j}$ были равны нулю и выражение (2.2) даст нуль. При $\tau_k=2\Delta\tau$ определяются $\partial\varphi_{e_j}/\partial n^i$ на Σ' и σ по формуле (2.2) и $\Delta\varphi_{e_j}$ (с учетом запаздывания прихода сигналов) на S , S_1 и Σ_1 и т. д. Величина $\Delta\tau$ не должна быть меньше безразмерной длины ячейки вдоль оси ξ .

Для получения только стационарных характеристик первым шагом по формуле (2.1) определяются значения $\Delta\varphi_{ej}$ только от известных на S значений $\partial\varphi_{ej}/\partial n^i$. Вторым шагом определяются значения $\partial\varphi_{ej}/\partial n^i$ на σ и Σ' и т. д.

3. Примеры расчета. На фиг. 2 представлены результаты расчета (пунктир) производной коэффициента подъемной силы C_y^α и безразмерной координаты фокуса $X_F = m_z^\alpha/C_y^\alpha$ (m_z^α — коэффициент продольного момента) двух, расположенных друг над другом треугольных планов (биплан), расстояние между которыми составляло $0.6b$ (b — корневая хорда). Характеристики отнесены к $2S$ (S — площадь одного плана), удлинение $\lambda = l^2/S$ (l — размах) равнялось четырем. Момент рассчитывался относительно носка крыла. Здесь же сплошной линией даны решения без учета влияния планов друг на друга.

На фиг. 3–5 приводятся результаты расчетов переходных функций коэффициентов давления на верхней поверхности треугольного крыла в присутствии перегородки в α -, Δ - и ω -задачах. На графиках цифрой 1 обозначены переходные функции при отсутствии перегородки, буквами A , B и C — переходные функции для соответствующих точек крыла, показанных на фиг. 3.

Поступила 29 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоцерковский С. М., Кудрявцева И. А., Федотов Б. Н. Метод расчета аэродинамических характеристик крыльев сложной формы в плане с дозвуковыми передними и задними кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
2. Белоцерковский С. М., Попыталов С. А. Расчет воздействия порыва на крыло с дозвуковыми передними и задними кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
3. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., «Наука», 1971.
4. Фридляндер Б. И. Крестообразное крыло конечного размаха в сжимаемом потоке. Докл. АН СССР, 1963, т. 151, № 6.
5. Воробьев Н. Ф. К задаче обтекания сверхзвуковым потоком пересекающихся крыльев. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
6. Morino Luirgi. Unsteady compressible potential flow around lifting bodies: general theory. AIAA Paper, 1973, No. 196.
7. Woodward F. A. An improved method for the aerodynamic analysis of wing — body — tail. Configurations in subsonic and supersonic flow, pt 1. Theory and Applic. NASA Contract Rept, May 1973, No. 2228.
8. Курат Р., Гильберт Д. Методы математической физики, т. 2. М.—Л., Гостехиздат, 1951.

УДК 533.6.011.55:536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ВДУВА НА ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ СФЕРЫ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

Б. В. БОШЕНИЯТОВ, И. Г. ДРУКЕР, Л. Я. ТРЕЕР, М. И. ЯРОСЛАВЦЕВ

(Новосибирск)

Интерес к активным методам теплозащиты при гиперзвуковых скоростях связан, в частности, с проблемой создания устройств многократного применения, когда желательным является сохранение формы тела.

Наиболее близкая к натурной область определяющих параметров может быть обеспечена в установках кратковременного действия, таких, как ударные или импульсные аэродинамические трубы.

Однако экспериментов по изучению активных методов теплозащиты, например теплозащиты вдувом охлажденного газа в пограничный слой в установках кратковременного действия, практически не проводилось. Это объясняется существующим мнением, что продолжительность рабочего режима в таких установках может оказаться недостаточной для установления стационарной картины обтекания модели со вдувом. Эксперименты в ударной аэродинамической трубе, описанные в обзорной работе [1], отнюдь не рассеивают указанных сомнений.