

- O₂, CO and CO₂ from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1970.— V. 53, N 4.
24. Healy R. N., Storvick T. S. Rotational collision number and Eucken factors from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1969.— V. 50, N 3.
 25. Malinauskas A. P. Thermal transpiration rotational relaxation numbers from nitrogen and carbon dioxide // J. Chem. Phys.— 1966.— V. 44, N 3.
 26. Mason E. A. Molecular relaxation times from thermal transpiration measurements // J. Chem. Phys.— 1963.— V. 39, N 3.
 27. Butherus T. F., Storvick T. S. Rotational collision numbers and the heat conductivity of nitrogen gas from thermal transpiration measurements to 1250 K // J. Chem. Phys.— 1974.— V. 60, N 1.
 28. Ray C. A., Jonkman R. M. Classical theory of rotational relaxation in diatomic gases // J. Chem. Phys.— 1970.— V. 52, N 2.
 29. Linzer M., Hornig D. F. Structure of shock fronts in argon and nitrogen // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 12.
 30. Robben F., Talbot L. Measurement of shock wave thickness by the electron beam fluorescence method // Phys. Fluids.— 1966.— V. 9, N 4.
 31. Kistemaker P. G., de Vries A. E. Rotational relaxation times in nitrogen-noble-gas mixture // Chem. Phys.— 1975.— V. 7, N 2.
 32. Герасимов Г. Я., Макаров В. Н. К теории вращательной релаксации в двухатомном газе // ПМТФ.— 1975.— № 1.
 33. Mason E. A., Monchick L. Heat conductivity of polyatomic and polar gases // J. Chem. Phys.— 1962.— V. 36, N 6.
 34. Паркер. Вращательная и колебательная релаксация в двухатомных газах // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций.— М., 1962.
 35. Lordi J. A., Mates R. E. Rotational relaxation in nonpolar diatomic gases // Phys. Fluids.— 1970.— V. 13, N 2.
 36. Nyeland C., Billing G. D. Rotational relaxation of homonuclear diatomic molecules by classical trajectory computation // Chem. Phys.— 1978.— V. 30, N 3.
 37. Nyeland C., Poulsen L. L., Billing G. D. Rotational relaxation and transport coefficients for diatomic gases: computation on nitrogen // J. Phys. Chem.— 1984.— V. 88.— P. 1216.
 38. Berns R. M., van der Avoird A. N₂—N₂ interaction potential from ab initio calculations, with application to the structure of (N₂)₂ // J. Chem. Phys.— 1980.— V. 72, N 11.
 39. Van Hemert M. C., Berns R. M. Comparison of electron gas and ab initio potentials for the N₂—N₂ interactions. Application in the second virial coefficient // J. Chem. Phys.— 1982.— V. 76, N 1.
 40. Turfa A. F., Кнаар Н. Ф. Р. et al. A classical dynamic study of rotational relaxation in nitrogen gas // Physica.— 1982.— V. 112A, N 1.
 41. Мухаметзянов Р. Э. Расчеты эффективности вращательного взаимодействия двухатомных молекул в низкотемпературной плазме // Физика плазмы: Материалы VI Всесоюз. конф.— Л., 1983.
 42. Жданов В. М. Кинетические явления при течении разреженных многоатомных газов в каналах // Динамика разреженных газов: Материалы VIII Всесоюз. конф.— М., 1985.— Т. 2.

Поступила 18/VI 1987 г.

УДК 533.6.013.2.011.5

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ОБТЕКАНИЕ ТРЕУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ ПОТОКОМ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

В. Н. Голубкин, В. В. Негода

(Москва)

Падение ударной волны (УВ) на движущееся крыло приводит к возникновению сложного пространственного нестационарного течения и к изменению его аэродинамических характеристик. Нестационарная задача о взаимодействии УВ с треугольным крылом при сверхзвуковых скоростях полета ранее решалась численно в рамках линеаризованной теории [1] и в полной нелинейной постановке [2]. Импульсы нестационарных сил и моментов за все время взаимодействия вычислены в [3].

Данная работа посвящена аналитическому определению нестационарных аэродинамических характеристик треугольных крыльев при падении УВ в линеаризованной постановке с помощью аналогии с задачей о входе в эквивалентный вертикальный

порыв. Полученные результаты могут использоваться для проведения быстрых и достаточно точных оценок (пересчетов) мгновенных значений аэродинамических сил и моментов при произвольном законе изменения давления за фронтом волны.

1. Рассмотрим задачу о падении слабой УВ на плоское треугольное крыло, летящее со сверхзвуковой скоростью V без скольжения под нулевым углом атаки. Сделанные допущения позволяют использовать линеаризованную теорию потенциальных течений. Введем связанную с крылом прямоугольную систему координат $Oxyz$, начало которой совместим с вершиной крыла, ось Ox направим противоположно вектору скорости полета, ось Oy — перпендикулярно плоскости крыла, ось Oz — вдоль размаха.

Найдем сначала решение для случая, когда избыточное давление за фронтом волны постоянно ($\Delta p = \text{const}$, $\Delta p/p \ll 1$) и вслед за ней движется равномерный спутный поток со скоростью $V_1 = (\Delta p/p)a/\kappa$ (p , a — давление и скорость звука в покоящемся газе, κ — показатель адиабаты). Влияние УВ состоит в том, что на охваченной ею части крыла за счет вертикальной составляющей v скорости спутного потока создается малый угол скоса $\alpha = v/V$. Назовем эквивалентным вертикальным такой порыв, который перемещается в пространстве и создает на крыле то же самое распределение скосов, что и падающая УВ. Тогда для решения рассматриваемой задачи можно использовать аналогию с задачей о входе крыла в эквивалентный вертикальный порыв.

Отметим, что при обтекании крыла бесконечного размаха (плоской пластины) имеется возможность сопоставить решение, полученное на основе аналогии с задачей о входе в эквивалентный вертикальный порыв, с точным решением, найденным другим методом, и тем самым подтвердить правомерность этой аналогии. Действительно, двумерная нестационарная задача обтекания слабой УВ пластины, движущейся с постоянной сверхзвуковой скоростью, в рамках линеаризованной теории, как известно [4, 5], сводится к трехмерной стационарной задаче обтекания под малым углом атаки плоского крыла с прямолинейными сверхзвуковыми передними и задней кромками равномерным потоком газа с числом Маха $M_\infty = \sqrt{2}$. Соответствующее распределение давления находится в аналитическом виде с помощью хорошо разработанного аппарата линейной теории крыла в сверхзвуковом потоке [6]. С другой стороны, в результате несложных вычислений точно такое же распределение давления получается, если считать справедливой аналогию между обтеканием пластины перемещающейся УВ и входом ее в эквивалентный вертикальный порыв и воспользоваться известным [7] решением задачи о входе пластины в порыв с произвольным распределением скосов. Таким образом, указанная аналогия дает точное решение задачи обтекания крыла бесконечного размаха, движущегося со сверхзвуковой скоростью, при падении на него слабой УВ.

В данной работе эта аналогия применяется в более общем случае крыла конечного размаха треугольной формы в плане, как это делалось и при численном подходе [1, 8]. Полученное аналитическое решение в отличие от приведенного в [9] достаточно просто и имеет вполне обзримую форму, что делает его доступным для практических оценок. Как показало сравнение, оно находится в соответствии с известными результатами теории нестационарного обтекания крыльев.

2. Пусть крыло имеет сверхзвуковые передние кромки (полуугол при вершине $\varphi_0 > \arcsin 1/M$). Тогда решение задачи о входе в порыв известно при любом распределении скосов [7], но наиболее просто оно выглядит, если скос потока не зависит от боковой координаты z : $v = v(x, t)$. В этом случае интеграл по размаху от потенциала φ возмущенной скорости на верхней поверхности крыла

$$(2.1) \quad \psi(x, t) = \frac{1}{Vc} \int_{-x \operatorname{tg} \varphi_0}^{x \operatorname{tg} \varphi_0} \varphi(x, y, z, t) |_{y=+0} dz$$

представляется квадратурой [7]

$$(2.2) \quad \psi(x, t) = \frac{2 \operatorname{tg} \varphi_0}{\pi \beta} \int_0^x \xi d\xi \int_0^\pi v[\xi, t - (x - \xi)g(\theta)] d\theta,$$

$$g(\theta) = \frac{M + \cos \theta}{\beta}, \quad \beta = \sqrt{M^2 - 1}, \quad M = V/a.$$

Такой порыв отвечает падению плоской УВ, нормаль к фронту которой параллельна вертикальной плоскости симметрии крыла. При этом возможно как встречное, так и догонное взаимодействие волны с крылом. Соответственно за начало времени t примем момент ее прихода в вершину или на заднюю кромку. Тогда в первом случае распределение скосов имеет вид

$$(2.3) \quad v(x, t) = \alpha H(t - k_1 x),$$

а во втором, реализуемом при $M \sin \gamma < 1$,

$$(2.4) \quad v(x, t) = \alpha H[t - k_2(1 - x)],$$

где $\alpha = (V_1/V) \cos \gamma \ll 1$; $k_{1,2} = \sin \gamma / (1 \pm M \sin \gamma)$; H — ступенчатая функция Хевисайда; γ — острый угол падения волны на крыло. Здесь и далее все линейные размеры отнесены к длине корневой хорды крыла c , время — к c/a .

Поскольку потенциал φ — нечетная функция координаты y (антисимметричная задача), то с помощью известной формулы линейной теории для коэффициента давления [7] коэффициент подъемной силы сечения $x = \text{const}$ выражается через производные функции ψ :

$$(2.5) \quad L(x, t) = \frac{4}{\operatorname{tg} \varphi_0} \left(\psi_x + \frac{1}{M} \psi_t \right).$$

Подставляя сюда (2.2), (2.3), находим в случае встречного взаимодействия

$$L(x, t) = \frac{8\alpha}{\pi\beta} \int_0^\pi \frac{d\theta}{k_1 - g(\theta)} \int_{\eta_1(\theta)}^{\eta_2} \left[H(\eta) - \frac{1}{M(1 + M \sin \gamma)} \frac{\eta - t + xg(\theta)}{k_1 - g(\theta)} \delta(\eta) \right] d\eta,$$

$$\eta = \eta_2 - [g(\theta) - k_1](x - \xi)$$

(δ — функция Дирака, $\eta_1(\theta) = t - xg(\theta)$, $\eta_2 = t - k_1 x$). Далее коэффициенты нестационарной подъемной силы и продольного момента относительно вершины крыла определяются по формулам

$$(2.6) \quad c_y(t) = \alpha C(t) = \int_0^1 L(x, t) dx, \quad m_z(t) = \alpha m(t) = - \int_0^1 xL(x, t) dx.$$

После вычисления квадратур получаем следующие формулы для аэродинамических коэффициентов (переходных функций) $C(t)$, $m(t)$ в пределах различных интервалов времени:

при $0 \leq t \leq k_1$

$$C(t) = \frac{4}{M} \left(\frac{t}{k_1} \right)^2, \quad m(t) = - \frac{8}{3M} \left(\frac{t}{k_1} \right)^3,$$

при $k_1 \leq t \leq t_B = 1/(M + 1)$

$$C(t) = \frac{4}{M} \left(\frac{t}{k_1} \right)^2 + 4F_C(t, M, \gamma), \quad m(t) = - \frac{8}{3M} \left(\frac{t}{k_1} \right)^3 - \frac{4}{3} F_m(t, M, \gamma),$$

при $t_B \leq t \leq t_C = 1/(M - 1)$

$$C(t) = \frac{4}{\pi} F_C(t, M, \gamma) \arccos \frac{t(M + \sin \gamma) - 1}{t(1 + M \sin \gamma) - \sin \gamma} + \frac{4}{\pi M} \left(\frac{t}{k_1} \right)^2 \arccos \frac{Mt - 1}{t} -$$

$$- \frac{4 \sin \gamma}{\pi M k_1 \cos^2 \gamma} \left(\frac{t}{k_1} - 1 \right) \sqrt{t^2 - (Mt - 1)^2} + \frac{4}{\pi \beta} \arccos(M - \beta^2 t),$$

$$m(t) = -\frac{4}{3\pi} F_m(t, M, \gamma) \arccos \frac{t(M + \sin \gamma) - 1}{t(1 + M \sin \gamma) - \sin \gamma} -$$

$$-\frac{8}{3\pi M} \left(\frac{t}{k_1}\right)^3 \arccos \frac{Mt - 1}{t} - \frac{4\sqrt{t^2 - (Mt - 1)^2}}{3\pi M k_1 \cos^2 \gamma} \times$$

$$\times \left\{ 2 \sin \gamma - \frac{t}{k_1} [t(1 + \sin \gamma)(2 - \sin \gamma) + \sin \gamma] \right\} - \frac{8}{3\pi \beta} \arccos(M - \beta^2 t),$$

где $F_C(t, M, \gamma) = \frac{1}{M \cos^2 \gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{t}{k_1}\right)^2 \right] (1 + M \sin^2 \gamma) - \frac{2t}{k_1} (\sin^2 \gamma + t \cos^2 \gamma) \right\};$

$$F_m(t, M, \gamma) = \frac{1}{M \cos^2 \gamma} \left\{ \left[2 + \left(\frac{t}{k_1}\right)^2 \right] (1 + M \sin^2 \gamma) - \frac{3t}{k_1} (\sin^2 \gamma + \frac{t^2}{k_1} \cos^2 \gamma) \right\}.$$

По истечении времени t_C с момента начала взаимодействия УВ с крылом фаза нестационарного обтекания заканчивается и устанавливается его стационарное обтекание под углом атаки α , при котором

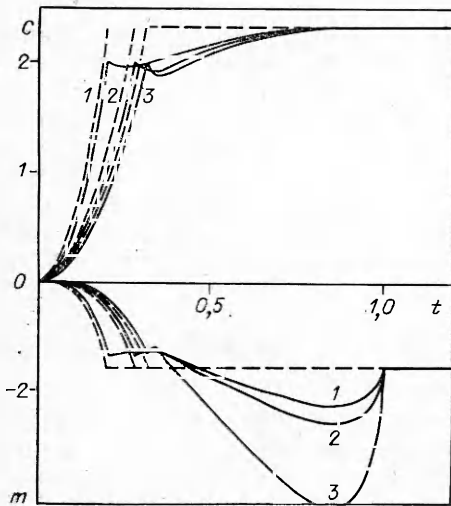
$$(2.7) \quad C = 4/\beta, \quad m = -8/3\beta.$$

Согласно полученным формулам, нестационарные аэродинамические коэффициенты C, m крыла со сверхзвуковыми кромками не зависят от угла стреловидности, как и в случае установившегося обтекания. Существенно немонотонные зависимости $C(t), m(t)$ при встречном взаимодействии показаны на рис. 1 ($M = 2, \gamma = 20, 40, 60^\circ$ для кривых 1-3), штриховые линии — результаты расчетов в квазистационарном приближении, дающие монотонное изменение этих величин с гораздо более ранним выходом на установившиеся значения.

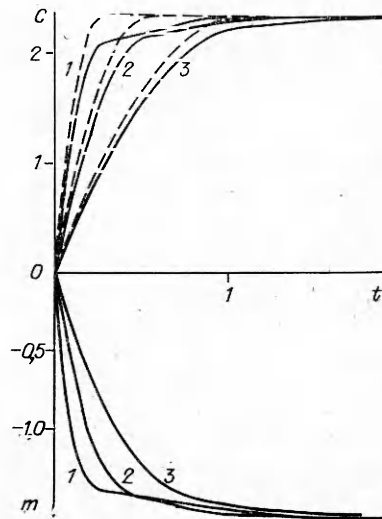
Располагая зависимостью $c_y(t)$, находим, что импульс нестационарной части коэффициента подъемной силы за все время взаимодействия волны с крылом $I = \int_0^{t_C} (c_y - 4\alpha/\beta) dt$ равен $I = -\frac{4\alpha}{3(M^2 - 1)^{3/2}} \left[1 + \frac{2M(M^2 - 1) \sin \gamma}{1 + M \sin \gamma} \right]$. Точно такое же выражение для I получено в [3] методом [10], не требующим знания мгновенных значений $c_y(t)$.

В случае, когда УВ догоняет крыло, из (2.2), (2.4) — (2.6) имеем: в интервале $0 \leq t \leq k_2$

$$C(t) = 4G_C(t, M, \gamma), \quad m(t) = -4G_m(t, M, \gamma),$$



Р и с. 1



Р и с. 2

при $k_2 \leq t \leq t'_B = t_B + k_2$

$$C(t) = 4G_C(t, M, \gamma) + \frac{4}{M} \left(\frac{t}{k_2} - 1 \right)^2, \quad m(t) = -4G_m(t, M, \gamma) + \frac{8}{3M} \left(\frac{t}{k_2} - 1 \right)^3,$$

при $t'_B \leq t \leq t'_C = t_C + k_2$

$$\begin{aligned} C(t) &= \frac{4}{\pi} G_C(t, M, \gamma) \arccos \frac{(M - \sin \gamma)(t - k_2) - 1}{(1 - M \sin \gamma)t} + \\ &+ \frac{4}{\pi M} \left(\frac{t}{k_2} - 1 \right)^2 \arccos \frac{M(t - k_2) - 1}{t - k_2} + \frac{4}{\pi \beta} \arccos [M - \beta^2(t - k_2)] + \\ &+ \frac{4t \sin \gamma}{\pi M k_2^2 \cos^2 \gamma} \sqrt{(t - k_2)^2 - [M(t - k_2) - 1]^2}, \\ m(t) &= -\frac{4}{\pi} G_m(t, M, \gamma) \arccos \frac{(M - \sin \gamma)(t - k_2) - 1}{(1 - M \sin \gamma)t} + \\ &+ \frac{8}{3\pi M} \left(\frac{t}{k_2} - 1 \right)^3 \arccos \frac{M(t - k_2) - 1}{t - k_2} - \frac{8}{3\pi \beta} \arccos [M - \beta^2(t - k_2)] - \\ &- \frac{4 \sqrt{(t - k_2)^2 - [M(t - k_2) - 1]^2}}{3\pi M k_2^2 \cos^2 \gamma} \left\{ 2 \sin \gamma - \left(\frac{t}{k_2} - 1 \right) \times \right. \\ &\left. \times \left[\left(\frac{t}{k_2} - 1 \right) (k_2 \cos^2 \gamma + \sin \gamma) - \sin \gamma \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{где } G_C(t, M, \gamma) &= \frac{1}{M \cos \gamma} \left(2 - \frac{t}{k_2} \right) \frac{t}{k_2} + \frac{t^2}{M k_2^3} \operatorname{tg}^3 \gamma; \quad G_m(t, M, \gamma) = \\ &= \frac{2}{M \cos \gamma} \left[1 - \frac{t}{k_2} \left(1 - \frac{t}{3k_2} \right) \right] \frac{t}{k_2} + \frac{t^2}{M k_2^3} \left(1 - \frac{t}{3k_2} \right) \operatorname{tg}^3 \gamma. \end{aligned}$$

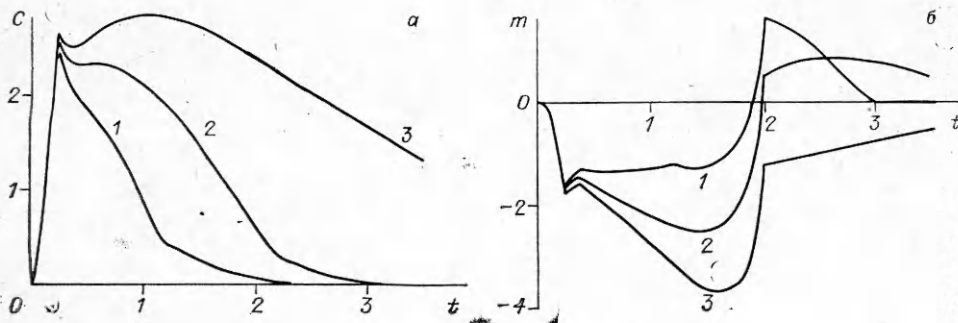
Догонное взаимодействие характеризуется более продолжительной стадией нестационарного обтекания крыла $t_C = t_C + k_2$, после которой аэродинамические коэффициенты достигают своих установившихся значений (2.7). Зависимости $C(t)$, $m(t)$ монотонные (рис. 2) и качественно схожи с их квазистационарным приближением (штриховые линии). Графики построены при $M = 2$ ($\gamma = 10, 15, 20^\circ$ для кривых 1-3).

При отвесном падении УВ ($\gamma = 0$) полученные выше формулы упрощаются и в пределе $\gamma \rightarrow 0$ после раскрытия неопределенностей дают, как и следовало ожидать, выражения для переходных функций коэффициентов подъемной силы и продольного момента треугольного крыла при ступенчатом изменении угла атаки (см., например, [8, 11]).

Приведенные выше зависимости $C(t)$, $m(t)$ соответствуют постоянному (или очень медленно меняющемуся) избыточному давлению за фронтом волны. Если же его изменения существенны, то в рамках используемой линеаризованной теории их можно учесть с помощью интеграла Дюамеля [1, 8, 11]. Например, если избыточное давление в течение безразмерного времени T линейно уменьшается от начального значения Δp до нуля и затем остается равным нулю, то приращения аэродинамических характе-

ристик имеют вид $C_i(t) = C(t) - \frac{1}{T} \int_{(t-T)}^t C(\tau) d\tau$, что аналогично и для $m_i(t)$.

Здесь в качестве нижнего предела интегрирования берется большая из указанных в скобках величин. Графики функций $C_i(t)$, $m_i(t)$ даны на рис. 3, а, б для встречного взаимодействия ($M = 1,5$, $\gamma = 20^\circ$) и разных значений длительности T импульса воздействующего давления ($T = 1, 2, 5$ для кривых 1-3).



Р и с. 3

3. Рассмотрим крыло большой стреловидности. При этом угол $\varphi_0 \ll \ll 1$ и применима теория нестационарного обтекания крыла предельно малого удлинения, приводящая к закону плоских сечений. Фронт УВ, движущийся навстречу крылу, приходит в сечение с координатой x в момент времени $t = k_1 x$. Поэтому, используя результаты [7], в задаче о входе крыла в эквивалентный порыв с распределением скосов (2.3) интеграл от потенциала по размаху (2.1) запишем в виде

$$(3.1) \quad \psi = \alpha (x \operatorname{tg} \varphi_0)^2 \chi \left(\frac{t - k_1 x}{x \operatorname{tg} \varphi_0} \right)$$

причем в диапазоне $0 \leq \tau \leq 2$ $\chi(\tau) = 2\tau - \tau^2/2$, а при $\tau \gg 1$ (фактически при $\tau > 2$) имеет место асимптотическая формула

$$\chi(\tau) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{A}{B} e^{B\tau} \right] + \frac{1}{4\tau^2} - \frac{3}{4\tau^4} \left[\ln 4\tau - \frac{29}{24} \right] \right\},$$

где $A = 0,76 e^{-0,723i}$; $B = 1,306 e^{2,12i}$ — комплексные числа. Подставляя (3.1) в (2.5), (2.6), получаем

$$L(x, t) = 4\alpha \operatorname{tg} \varphi_0 N(x, t) H(t - k_1 x), \quad c_y(t) = \int_0^{x_1} N(x, t) dx,$$

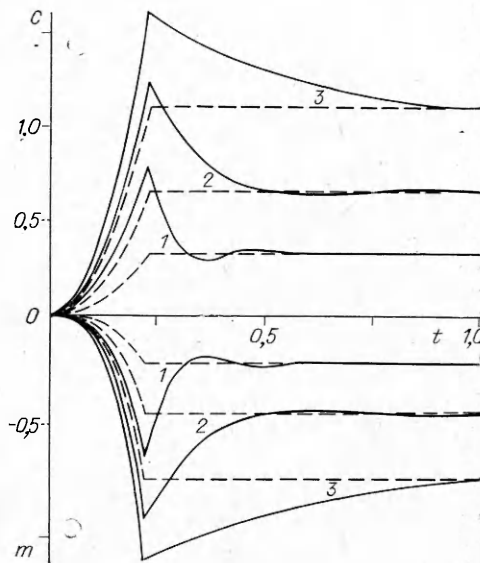
$$m_z(t) = - \int_0^{x_2} x N(x, t) dx,$$

$$N(x, t) = 2x\chi \left(\frac{t - k_1 x}{x \operatorname{tg} \varphi_0} \right) + \frac{x - Mt}{M \operatorname{tg} \varphi_0} \chi' \left(\frac{t - k_1 x}{x \operatorname{tg} \varphi_0} \right),$$

$$x_1 = \min(t/k_1, 1).$$

С ростом t коэффициенты c_y, m_z асимптотически приближаются к своим стационарным значениям $c_{y\infty} = 2\pi\alpha \operatorname{tg} \varphi_0 = (1/2)\pi\alpha\lambda$, $m_{z\infty} = -(1/3)\pi\alpha\lambda$ ($\lambda = 4 \operatorname{tg} \varphi_0$ — удлинение крыла).

Графики, показывающие изменение со временем нестационарных аэродинамических характеристик $C(t), m(t)$ и их сравнение с квазистационарным приближением, даны на рис. 4 ($M = 1,5$, $\gamma = 20^\circ$, кривые 1—3 отвечают $\varphi_0 = 3, 6, 10^\circ$). Видно, что нестациона-



Р и с. 4

нарность обтекания гораздо сильнее влияет на крылья малого удлинения, чем на крылья со сверхзвуковыми передними кромками. Она приводит к существенно немонотонным зависимостям аэродинамических коэффициентов от времени с ярко выраженными «забросами» относительно установившихся значений. Максимальные значения $C(t)$, $m(t)$ достигаются в момент полного охвата крыла УВ. Как показали параметрические расчеты, относительные величины «забросов» (разности $C_{\max} - C_{\infty}$, $|m|_{\max} - |m|_{\infty}$) возрастают при уменьшении угла при вершине крыла (рис. 4), а также числа Маха полета и угла падения УВ.

Из проведенного на рис. 4 сравнения видно, что квазистационарное приближение, дающее монотонное изменение аэродинамических характеристик, не позволяет определить их максимальные значения, и для этого необходимо использовать результаты расчета существенно нестационарного обтекания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шамшурин А. Д. Воздействие слабой ударной волны на крыло сложной формы в плане при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 2.
2. Тугазаков Р. Я. Нестационарная пространственная задача о падении ударной волны на движущееся плоское треугольное крыло // Тр. ЦАГИ.— Вып. 1917.
3. Казаков В. А. Об определении импульсов сил давления на треугольных крыльях, движущихся со сверхзвуковой скоростью, при падении на них слабых ударных волн // Учен. зап. ЦАГИ.— 1975.— Т. 6, № 6.
4. Бисплингхофф Р. Л., Эшли Х., Халфман Р. Л. Аэроупругость.— М.: ИЛ, 1958.
5. Голубинский А. И. Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной // Инж. журн.— 1961.— Т. 1, вып. 2.
6. Аэродинамика частей самолета при больших скоростях // Под ред. А. Ф. Донована, Г. Р. Лоуренса.— М.: ИЛ, 1959.
7. Майлс Дж. У. Потенциальная теория неустановившихся сверхзвуковых течений.— М.: Физматгиз, 1963.
8. Белоцерковский С. М., Кудрявцева Н. А., Попыталов С. А., Табачников В. Г. Исследование сверхзвуковой аэродинамики самолетов на ЭВМ.— М.: Наука, 1983.
9. Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в присутствии движущейся ударной волны // Изв. АН СССР. Сер. Механика и машиностроение.— 1964.— № 5.
10. Голубинский А. И., Коган М. И. Об импульсе нестационарного давления, действующего на тела в жидкости или газе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1970.— № 1.
11. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа.— М.: Наука, 1971.

Поступила 13/VII 1987 г.

УДК 532.526.013

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВТОРИЧНОГО ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА СКОЛЬЗЯЩЕМ КРЫЛЕ

А. В. Федоров
(Москва)

Для практически важных случаев низкого уровня фоновых возмущений ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя обусловлен возбуждением и развитием неустойчивых возмущений [1, 2]. На стреловидных крыльях большого удлинения, как правило, возникают неустойчивости двух типов: волны Толлмина — Шлихтинга (в средней части профиля крыла) и неустойчивость вторичного течения (на носовой и задней частях профиля, где пограничный слой существенно трехмерный). Характеристики развития обоих типов неустойчивости подробно изучены в [3—6]. Возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга в трехмерных пограничных слоях анализируется в [7, 8]. Однако задача о возбуждении неустойчивости вторичного течения до сих пор не рассматривалась. Отсутствуют также экспериментальные исследования механизмов ее генерации.

В настоящей работе теоретически анализируется возбуждение волн неустойчивости вторичного течения на скользящем крыле в сжимаемом пограничном слое. Источники генерации — локальные неоднородности течения, обусловленные неровностью или вибрациями поверхности, ее нагревом или охлаждением, отсосом или вдувом газа через порницаемую поверхность.