

ВОЗДЕЙСТВИЕ СЛАБОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА КРЫЛО СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В ПЛАНЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

А. Д. ШАМШУРИ

(Москва)

Проводится расчет распределенных и суммарных аэродинамических характеристик крыла при набегаии на него слабой ударной волны с любого направления.

Ранее эта задача рассматривалась в [1-4], причем в [1] получено точное в линейной постановке решение для коэффициента подъемной силы пластинки бесконечного размаха, движущейся со сверхзвуковой скоростью, когда на нее падает слабая плоская ударная волна под произвольным углом. Однако для крыльев конечного размаха эффективных методов решения данной задачи не известно.

Численный метод, изложенный в [5], позволяет решать задачи для крыльев сложной формы в плане (в том числе с дозвуковыми и смешанными передними и задними кромками). Этот метод обобщается здесь на случай набегаии слабой ударной волны с произвольного направления на крыло сложной формы в плане. Вначале решается краевая задача при ступенчатом изменении кинематического параметра по времени, переход к любым другим законам от времени производится с помощью интеграла Дюамеля.

1. Постановка задачи. Уравнения. Рассматривается движение тонкого крыла-пластины в идеальной среде с постоянной сверхзвуковой скоростью U_0 под нулевым углом атаки ($\alpha=0$).

Пусть слабая плоская ударная волна набегаает на крыло со скоростью v с произвольного направления. Возмущения за фронтом волны в отсутствие крыла известны. Требуется найти скорость, давление, плотность и другие величины, вызванные крылом, как функции декартовых координат и времени.

Система координат $Oxyz$ — подвижная жестко связанная с крылом, с осью x , направленной по скорости U_0 (фиг. 1). Положение фронта волны относительно связанной системы координат характеризуется направляющими косинусами нормали $\cos vx, \cos vy, \cos vz$ или углами γ и θ (фиг. 1). При этом γ — острый угол между нормалью к фронту и плоскостью крыла, θ — угол между проекцией нормали на плоскость крыла и осью x .

За начальный момент времени $t=0$ принимается момент первого касания крыла фронтом волны в точке с координатами ξ_0, η_0, ζ_0 .

Время, соответствующее прохождению фронта начала координат, обозначается t_0 . Угол атаки, создаваемый потоком газа за фронтом, обозначается Δy и в линейном приближении $\Delta y = W_y / U_0$.

Нормальное уравнение движущегося плоского фронта в принятой системе координат имеет вид

$$(1.1) \quad x \cos vx + y \cos vy + z \cos vz - [U_0 \cos vx + v] (t - t_0) = 0$$

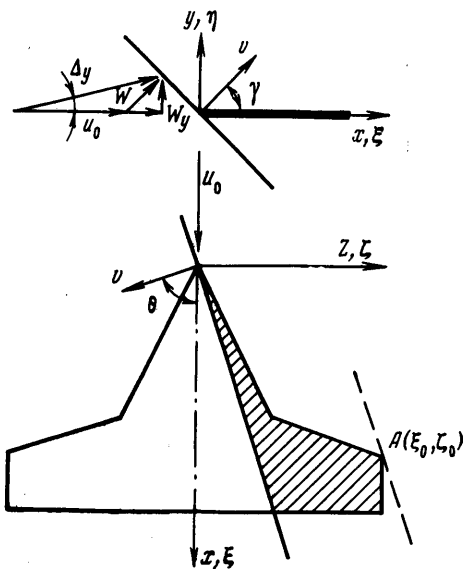
$$t_0 = -(\xi_0 \cos vx + \eta_0 \cos vy + \zeta_0 \cos vz) (U_0 \cos vx + v)^{-1}$$

Границей возмущенной и невозмущенной зон на крыле является линия пересечения фронта волны и плоскости крыла. Уравнение этой линии получается из (1.1) при условии $y=0$.

Взаимодействие фронта волны с крылом возможно лишь при выполнении условия $U_0 \cos vx + v > 0$, в противном случае волна не догоняет крыло.

Параметры газа за волной представляются в виде

$$(1.2) \quad p = p_\infty + p', \quad \rho = \rho_\infty + \rho', \quad W = W'$$



Фиг. 1

где p' , ρ' , W' — переменная часть параметров, зависящая в общем случае от расстояния до фронтона волны H и от времени t . Возмущения, вносимые в поток крылом, отмечаются двумя штрихами

$$(1.3) \quad p = p_\infty + p' + p'', \quad \rho = \rho_\infty + \rho' + \rho'', \quad W = W' + W''$$

Возмущенное крылом течение предполагается потенциальным

$$W'' = \text{grad } \varphi_1$$

где $\varphi_1(x, y, z, t)$ — потенциал скорости.

После линеаризации уравнений неразрывности и движения по параметрам с одним и двумя штрихами выражение для потенциала сводится к известному волновому уравнению [6].

Граничные условия для $\varphi_1(x, y, z, t)$: на крыле

$$(1.4) \quad [\partial \varphi_1 / \partial y]_{y=0} = -W_y(x, 0, z, t)$$

вне крыла и вихревой пелены

$$(1.5) \quad \varphi_1(x, 0, z, t) = 0$$

на вихревой пелене

$$(1.6) \quad \varphi_1(x, 0, z, t) = \varphi_1(x', 0, z, t'),$$

$$t' = t - (x - x') / U_0$$

где x' — координата задней кромки крыла.

Для потенциала скорости используется выражение

$$(1.7) \quad \varphi_1(x, y, z, t) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{S_1} \left[\frac{\partial \varphi_1}{\partial y}(\xi, \zeta, t_1) \right]_{y=0} \frac{\partial \xi \partial \zeta}{r} - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_2} \left[\frac{\partial \varphi_1}{\partial y}(\xi, \zeta, t_2) \right]_{y=0} \frac{\partial \xi \partial \zeta}{r}$$

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

где M — отношение скорости полета U_0 к скорости звука.

Для времени t_1 и t_2 получены формулы

$$(1.8) \quad t_1 = t - \frac{M^2}{U_0 K^2} \left(x - \xi - \frac{r}{M} \right) - \frac{(\xi - \xi_0) \cos vx + (\zeta - \zeta_0) \cos vz}{U_0 \cos vx + U}$$

$$t_2 = t + \frac{M^2}{U_0 K^2} \left(x - \xi - \frac{r}{M} \right) - \frac{(\xi - \xi_0) \cos vx + (\zeta - \zeta_0) \cos vz}{U_0 \cos vx + v}$$

Применяется метод [6], когда вначале решается базовая задача при ступенчатом изменении кинематического параметра Δ_y по времени, что соответствует ударной волне с постоянными параметрами за ее фронтом. Результатом является переходная функция $[c(\tau) / \Delta_y^*]$.

Здесь $c(\tau)$ — аэродинамический коэффициент. $\tau = U_0 t / b$ — безразмерное время (b — хорда крыла), Δ_y^* — характерное значение кинематического параметра.

Далее по принципу суперпозиции реакция крыла на произвольное изменение кинематического параметра от безразмерного времени τ записывается в виде

$$(1.9) \quad c(\tau) = \Delta_y(0) \left[\frac{c(\tau)}{\Delta_y^*} \right] + \int_0^\tau \frac{d\Delta_y}{d\tau} \left[\frac{c(\tau - \tau_1)}{\Delta_y^*} \right] d\tau_1$$

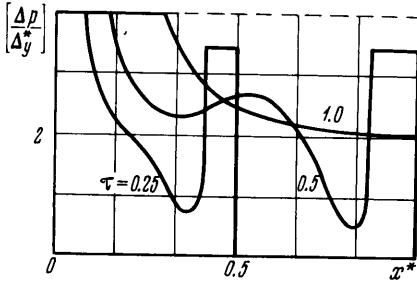
Если изменение кинематического параметра задано как функция расстояния до фронта волны, то

$$\frac{d\Delta_y}{d\tau} = \left(\frac{v}{U_0} + \cos vx \right) \frac{d\Delta_y}{dH_0}, \quad H_0 = \frac{H}{b}$$

2. Численный метод. При решении задачи применяется численный метод. Вводится характеристическая система координат O_1, x_1, y_1, z_1 по формулам

$$(2.1) \quad x_1 = x/Kl - z/l - x_0/Kl, \quad z_1 = x/Kl + z/l - x_0/Kl$$

где x_0 — координата начала отсчета новой системы в старой, l — размах крыла.



Фиг. 2

Безразмерный потенциал скорости вводится по формуле $\varphi = \varphi_1 / U_0 l$.

Хорда крыла разбивается на N одинаковых частей. Через точки деления проводятся линии, параллельные характеристическим осям координат. Крыло и область вне его будет состоять из целого числа ячеек. При этом

$$(2.2) \quad x_1 = mh, \quad z_1 = nh, \quad \xi_1 = ih, \quad \zeta_1 = jh$$

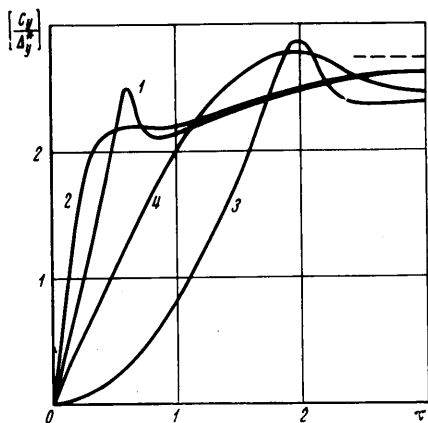
где h — сторона ячейки.

Вычисление выражения (1.7) производится путем суммирования интегралов по ячейкам, вошедшим в область интегрирования

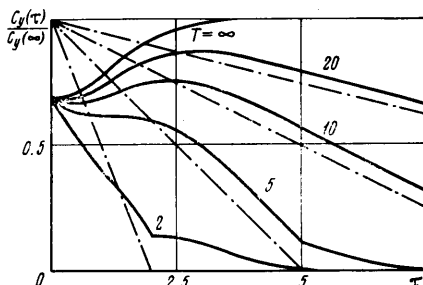
$$(2.3) \quad \varphi(m, n, \tau) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n I_{mn}^{ij}(\tau_1) - \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n I_{mn}^{ij}(\tau_2)$$

$$I_{mn}^{ij} = \int_{ih}^{(i+1)h} \int_{jh}^{(j+1)h} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial y_1}(\xi_1, \zeta_1, \tau) \right]_{y=0} \frac{\partial \xi_1 \partial \zeta_1}{r_1}$$

Производная $[(\partial \varphi / \partial y_1)(\xi_1, \zeta_1, \tau)]$ на крыле является заданной, а вне крыла находится с помощью граничных условий (1.5), (1.6).



Фиг. 3



Фиг. 4

Нагрузка, или разность коэффициентов давлений на верхней и нижней поверхностях крыла, определяется численно по уравнению Коши — Лагранжа

$$(2.4) \quad \Delta p = 4 \frac{l}{b} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} + \frac{\partial \varphi}{\partial x^*} \right), \quad x^* = \frac{x}{b}$$

Вычисление аэродинамических коэффициентов производится по формулам

$$(2.5) \quad c_y = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{KN^2} \frac{b^2}{l^2} \sum_{i=1}^L \Delta p_i R_i$$

$$m_z = -\frac{1}{4} \frac{\lambda h}{N^2} \frac{b}{l} \sum_{i=1}^L \Delta p_i R_i \left(m + n + \frac{2x_0}{K^2 l} \right),$$

$$m_x = -\frac{1}{4} \frac{\lambda h}{KN^2} \frac{b^2}{l^2} \sum_{i=1}^L \Delta p_i R_i (n - m)$$

где L — число исследуемых точек (ячеек); R_i — число ячеек, расположенных вокруг исследуемой, в которых нагрузка в данный момент времени принимается такой же, как и в исследуемой ячейке; λ — удлинение крыла.

3. Примеры. Было рассчитано обтекание крыльев различной формы в плане при набегании на них слабой ударной волны с различных направлений. Скорость движения крыла соответствовала числу $M = \sqrt{2}$.

На фиг. 2 показано распределение нагрузки в разные моменты времени вдоль хорды пластинки бесконечного размаха при встрече ее с ударной волной постоянной интенсивности под углом $\gamma=45^\circ$ ($\theta=0$). Пунктиром показано стационарное ($\tau=\infty$) значение нагрузки.

Результат расчета для коэффициента подъемной силы для равносоставленного треугольного крыла показан на фиг. 3. Здесь при постоянном угле $\gamma=45^\circ$ менялся угол набегающей волны θ . Расчет проводился при $\theta=0, 60, 120$ и 180° ($\gamma=60^\circ$). Соответствующие кривые обозначены цифрами 1-4. Пунктиром показано стационарное значение характеристики.

На фиг. 4 приведен пример численного расчета коэффициента подъемной силы пластинки, отнесенного к его стационарному значению при постоянном Δ_y , в случае уменьшения скорости потока за фронтом волны по линейному закону (штрихпунктирные линии)

$$\Delta_y(\tau)/\Delta_y^* = 1 - \tau/T$$

В относительных координатах штрихпунктирные линии показывают также квазистационарные значения коэффициента подъемной силы.

Поступила 13 II 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубинский А. И., Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 2.
2. Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в присутствии движущейся ударной волны. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, вып. 5.
3. Красильщикова Е. А. Тонкое крыло в присутствии движущейся волны давления конечной протяженности. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
4. Edward Ehlers F., Shoemaker E. M. A linearized analysis of the forces exerted on a rigid wing by a shock wave. J. Aerospace Sci., 1959, vol. 26, № 2.
5. Белоцерковский С. М., Попыталов С. А. Расчет воздействия порыва на крыло с дозвуковыми передними и задними кромками. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
6. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., «Наука», 1971.

УДК 533.6.07

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ СТЕНКИ С ОТВЕРСТИЕМ

Г. Н. НИКОЛАЕВ

(Москва)

Взаимодействие ударных волн в каналах с препятствиями сопровождается сложными нестационарными волновыми процессами. Они исследовались в работах [1-3] с помощью ударных труб и аппаратуры для визуализации и скоростной фотографической регистрации структуры сверхзвуковых потоков. Были установлены основные закономерности ранней стадии отражения ударной волны в канале от плоской стенки с отверстием в виде щели [1]. Некоторые особенности, связанные с профилем отверстия в отражающей стенке, можно выяснить, анализируя теневые снимки, приведенные в [3]. Сходная методика эксперимента использована в работе [2], где получены качественные данные о структуре потока перед препятствием. Прохождение ударной волны в канале через круглое отверстие в стенке исследовалось при различной площади отверстия¹.

В настоящей работе с помощью теневого метода и скоростной покадровой съемки изучалось формирование отраженной ударной волны в ударной трубе при наличии отверстия в отражающей стенке. Отверстие служило входом в расширяющийся канал — сверхзвуковое сопло. Получены данные о времени формирования отраженной ударной волны. В диапазоне условий эксперимента установлена зависимость размеров зоны тройного скачка на стенке, связанного с влиянием пограничного слоя на отраженную волну, от расстояния вдоль области ударно нагретого газа, отсчитываемого от фронта падающей ударной волны.

Эксперименты проведены на ударной трубе с водородом в качестве толкающего газа. Камера низкого давления состояла из канала диаметром 60 мм, переходной секции и рабочего участка квадратного сечения 60×60 мм² длиной 1.5 м. Общая длина камеры низкого давления составляла 6 м. В нижнем по течению конце квадратного канала имелся участок, боковые стенки которого представляли собой окна из опти-

¹ Махер А. И. Взаимодействие плоских ударных волн с препятствиями в виде каналов-диафрагм. Канд. дисс., М., МГУ, 1965.