

УДК 534.26

ДИФРАКЦИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ПЛАСТИНКЕ

Е. А. КРАСИЛЬЩИКОВА

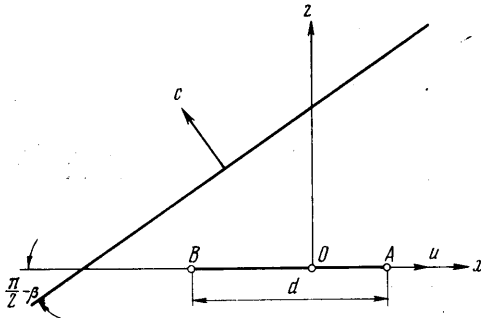
(Москва)

Задача о дифракции акустической волны на движущейся пластинке конечной ширины рассматривается как начально-краевая задача с подвижной границей для двумерного волнового уравнения. Начально-краевая задача решается посредством построения и обращения двумерных интегральных уравнений типа Вольтерра.

Решение задачи получено в замкнутом виде, в квадратурах, когда пластинка движется с дозвуковой скоростью по произвольно заданному закону и когда волна с плоским фронтом набегаёт на пластинку под произвольным углом. Решение представлено в виде рекуррентных формул, учитывающих влияние дифракционных волн, которые последовательно возникают на границах пластинки.

1. В неограниченной идеальной сжимаемой среде распространяется слабая ударная волна. Ударная волна набегаёт на пластинку, движущуюся прямолинейно-поступательно с дозвуковой скоростью u под углом атаки, равным нулю. Фронт ударной волны представляет собой плоскость, перемещающуюся со скоростью звука c . Вектор скорости \vec{c} образует с плоскостью пластинки угол β ($0 \leq \beta \leq \pi$). Ширина пластинки равна d [1-3].

Рассмотрим плоскопараллельные безвихревые течения газа. Возьмем неподвижную систему осей координат xz . Начало осей координат поместим в такую точку плоскости движения пластинки, в которой находилась граница A пластинки в момент прохождения через нее набегающей волны. Ось x направим в сторону движения пластинки (фиг. 1).



Фиг. 1

Рассмотрим плоскопараллельные безвихревые течения газа. Возьмем неподвижную систему осей координат xz . Начало осей координат поместим в такую точку плоскости движения пластинки, в которой находилась граница A пластинки в момент прохождения через нее набегающей волны. Ось x направим в сторону движения пластинки (фиг. 1).

Закон движения пластинки задан в виде

$$x = F(t) \quad (F'(t) = u) \quad (1.1)$$

где F — произвольная непрерывная функция времени.

Потенциал скорости Φ возмущенного течения газа будем искать в виде

$$\Phi = \varphi_{\infty}(x, z, t) + \varphi(x, z, t)$$

где φ_{∞} — заданный потенциал скорости в набегающей волне [4, 5]. Искомый потенциал φ удовлетворяет волновому уравнению, условию $\varphi(x, -z, t) = -\varphi(x, z, t)$ и следующим условиям на оси x : впереди пластинки, на пластинке за фронтом волны и за пластинкой соответственно

$$\varphi = 0 \quad (1.2)$$

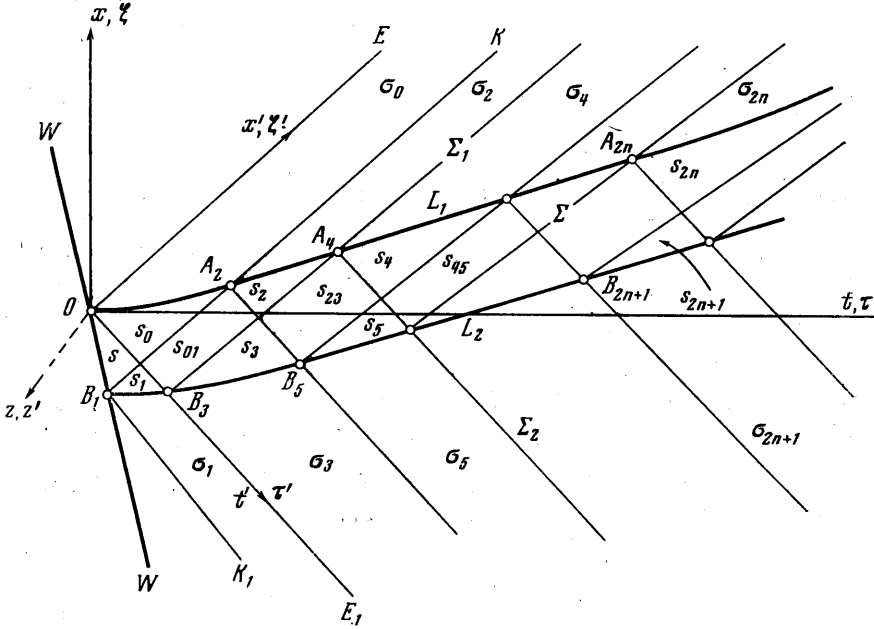
$$\varphi_z = -[\varphi_{\omega z}(x, z, t)]_{z=0} = A_{\omega}(x, t) \quad (1.3)$$

$$\varphi_t = 0 \quad (1.4)$$

Кроме того, в каждый момент времени на границе B пластинки должен соблюдаться принцип Чаплыгина – Жуковского.

На границах пластинки последовательно возникают цилиндрические дифракционные волны, распространяющиеся в газе со скоростью звука c . Фронты этих волн разделяют плоскость xz на области с различным аналитическим видом решения задачи для функции φ и ее производных.

2. К решению задачи применим метод интегральных уравнений, предложенный ранее в теории тонкого крыла [6, 7].



Фиг. 2

Введем пространство переменных x, z и t [8-10]. Рассмотрим наиболее общий случай движения пластинки с дозвуковой скоростью по закону (1.1). В плоскости xt определим области $\Sigma, \Sigma_1, \Sigma_2$, в которых соответственно заданы условия (1.3), (1.2), (1.4). Область Σ ограничена кривыми L_1, L_2 и W . Кривые L_1 и L_2 изображают законы движения точек A и B – границ пластинки. Кривая W изображает закон движения точки пересечения фронта ударной волны с осью x . Точки O и B_1 соответствуют границам A и B пластинки в моменты прохождения через них фронта набегающей волны. Прямые OE, OE_1 и прямые B_1K, B_1K_1 являются линиями пересечения плоскости xt с характеристическими конусами волнового уравнения. Границами области Σ_1 служит кривая L_1 и прямая OE , а области $\Sigma_2 - L_2$ и B_1K_1 (фиг. 2).

Прямые OE_1 и B_1K многократно отражаются от кривых L_1 и L_2 (фиг. 2). Наряду с координатами точек $O(0, 0)$ и $B_1(x_1, t_1)$ отметим координаты точек отражения: $A_{2n}(x_{2n}, t_{2n}), B_{2n+1}(x_{2n+1}, t_{2n+1})$, где $n = 1, 2, 3, \dots$

Точки оси x с координатами x_{2n} – центры цилиндрических дифракционных волн, возникающих на границе A пластинки соответственно в моменты времени t_{2n} .

Точки оси x с координатами x_{2n+1} – центры таких же волн, возникающих на границе B пластинки соответственно в моменты времени t_{2n+1} .

Характеристические конусы с вершинами, расположенными в точках O, A_{2n}, B_{2n+1} разделяют пространство xzt на области с различным анали-

тическим видом решения задачи. В частности, с этой точки зрения область Σ_1 разделяется на области σ_{2n} , область Σ_2 — на области σ_{2n+1} и область Σ разделяется на области $s, s_{2n}, s_{2n+1}, s_{2n, 2n+1}$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) (фиг. 2).

Возьмем потенциал скорости φ в виде двукратного интеграла, под знаком которого содержится нормальная к плоскости $x't$ производная потенциала (формула (2.1) статьи [5]). Используя граничное условие (1.3), представим потенциал $\varphi(x, z, t)$ для $z \geq 0$ в виде

$$\begin{aligned} \varphi^* = & -\frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma} A_{\omega}^*(\xi', \tau') \frac{d\xi' d\tau'}{r} - \frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma_1'} [\varphi_{z'}^*(\xi', z', \tau')]_{z'=0} \frac{d\xi' d\tau'}{r} - \\ & - \frac{1}{2\pi} \iint_{\sigma_2'} [\varphi_{z'}^*(\xi', z', \tau')]_{z'=0} \frac{d\xi' d\tau'}{r}, \quad r = \sqrt{(x' - \xi')^2 + (t' - \tau')^2 + z'^2} \end{aligned} \quad (2.1)$$

Области $\sigma, \sigma_1', \sigma_2'$ представляют собой соответственно части областей $\Sigma, \Sigma_1, \Sigma_2$, отсекаемые характеристическим конусом с вершиной в точке с координатами x, z, t и обращенным в сторону убывающих значений времени. Переменные x', z', t' связаны с переменными x, z, t соотношениями

$$c(x' - t') = 2x, \quad cz' = z, \quad x' + t' = 2t$$

Через $\varphi^*, \varphi_{z'}^*, A_{\omega}^*$ обозначены функции $\varphi, \varphi_z, A_{\omega}$ в новых переменных.

Производную $\varphi_{z'}^*$ в областях Σ_1 и Σ_2 найдем из интегральных уравнений. Обозначим неизвестную производную $\varphi_{z'}^*$ в областях σ_{2n} и σ_{2n+1} соответственно $\theta_{2n}, \theta_{2n+1}$.

Используя формулу (2.1) и условие (1.2), придем к интегральным уравнениям для функций θ_{2n} ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) [8]

$$\begin{aligned} & \int_{F_1(t')}^{x'} \frac{\theta_{2n}(\xi', t')}{\sqrt{x' - \xi'}} d\xi' = f_{2n}(x', t') \quad (2.2) \\ & f_{2n}(x', t') = \\ & = - \int_{F_2^{\circ}(t')}^{F_1(t')} \frac{A_{\omega}^*(\xi', t')}{\sqrt{x' - \xi'}} d\xi' - \sum_{i=0}^{n-2} \int_{x_{2i+1}}^{x_{2i+3}} \frac{\theta_{2i+1}(\xi', t')}{\sqrt{x' - \xi'}} d\xi' - \int_{x_{2n-1}}^{F_2^{\circ}(t')} \frac{\theta_{2n-1}(\xi', t')}{\sqrt{x' - \xi'}} d\xi' \quad (n \geq 1) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$f_0(x', t') = - \int_{\omega(t')}^{F_1(t')} \frac{A_{\omega}^*(\xi', t')}{\sqrt{x' - \xi'}} d\xi' \quad (n = 0) \quad (2.4)$$

где функция $\xi' = F_1(\tau')$ есть уравнение кривой L_1 , $\xi' = F_2^{\circ}(\tau')$ — уравнение кривой L_2 , $\xi' = \omega(\tau')$ — уравнение кривой W , а пределы интегрирования x_{2k-1}' являются координатами точек B_{2k+1} ($k = 0, 1, 2, \dots, n-1$),

Используя формулу (2.1), условие (1.4) и условие на кривой L_2

$$\theta_{2n+1}[x', F_2(x')] = A_{\omega}^*[x', F_2(x')] \quad (2.5)$$

которое следует из принципа Чаплыгина — Жуковского, придем к интегральным уравнениям для функций θ_{2n+1} ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$)

$$\int_{F_2(x')}^{t'} [\theta_{(2n+1)x'}(x', \tau') + \theta_{(2n+1)\tau'}(x', \tau')] \frac{d\tau'}{\sqrt{t' - \tau'}} = f_{2n+1}(x', t') \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned}
 f_{2n+1}(x', t') = & - \int_{F_1^{\circ}(x')}^{F_2(x')} [A_{\omega x'}^*(x', \tau') + A_{\omega \tau'}^*(x', \tau')] \frac{d\tau'}{\sqrt{t' - \tau'}} - \quad (2.7) \\
 & - \frac{A_{\omega^{\circ}}^*[x', F_1^{\circ}(x')]}{[t' - F_1^{\circ}(x')]^{1/2}} \left[1 - \frac{dF_1^{\circ}(x')}{dx} \right] - \\
 & - \sum_{i=0}^{n-2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{t_{2i}'}^{t_{2i+2}'} \frac{\theta_{2i}(x', \tau')}{(t' - \tau')^{1/2}} d\tau' - \frac{\partial}{\partial t} \int_{t_{2n-2}'}^{F_1^{\circ}(x')} \frac{\theta_{2n-2}(x', \tau')}{(t' - \tau')^{1/2}} d\tau' \quad (n \geq 1) \\
 & \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_1(x', t') = & - \int_{\omega^{\circ}(x')}^{F_2(x')} [A_{\omega x'}^*(x', \tau') + A_{\omega \tau'}^*(x', \tau')] \frac{d\tau'}{(t' - \tau')^{1/2}} - \\
 & - \frac{A_{\omega^{\circ}}^*[x', \omega^{\circ}(x')]}{[t' - \omega^{\circ}(x')]^{1/2}} \left[1 - \frac{d\omega^{\circ}(x')}{dx'} \right] \quad (n = 0) \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

где функции F_1° , F_2 , ω° есть обращения функций F_1 , F_2° , ω соответственно, а пределы интегрирования t_{2k}' ($k = 0, 1, 2, \dots, n-1$) представляют собой координаты точек A_{2k} . В выражениях (2.3) и (2.7) сумма определена для $n \geq 2$.

Применяя формулу обращения интегрального уравнения Абеля, получим решения уравнений (2.2) и (2.6) относительно функций θ_{2n} и $\vartheta_{(2n+1)x'} + \vartheta_{(2n+1)t'}$ в виде [6, 7].

$$\theta_{2n}(x', t') = \frac{1}{\pi} \frac{f_{2n}[F_1(t'), t']}{(x' - F_1(t'))^{1/2}} + \frac{1}{\pi} \int_{F_1(t')}^{x'} \frac{\partial}{\partial \xi'} [f_{2n}(\xi', t')] \frac{d\xi'}{(x' - \xi')^{1/2}} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned}
 \vartheta_{(2n+1)x'}(x', t') + \vartheta_{(2n+1)t'}(x', t') = & \frac{1}{\pi} \frac{f_{2n+1}[x', F_2(x')]}{(t' - F_2(x'))^{1/2}} + \\
 & + \frac{1}{\pi} \int_{F_2(x')}^{t'} \frac{\partial}{\partial \tau'} [f_{2n+1}(x', \tau')] \frac{d\tau'}{(t' - \tau')^{1/2}} \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

Интегрируя решение (2.10) по направлению, параллельному оси времени t , найдем производную $\varphi_{z'}^* = \vartheta_{2n+1}(x', t')$ в области σ_{2n+1} . В той части области σ_{2n+1} , в которой выполняется неравенство $x' \geq t' - t_1' + x_1'$, функция

$$\begin{aligned}
 \vartheta_{2n+1}(x', t') = & A_{\omega^{\circ}}^*(x_e, t_e) + \int_{t_e}^{t'} [\vartheta_{(2n+1)\xi}(\xi, \tau) + \vartheta_{(2n+1)\tau}^{(\xi, \tau)}] d\tau \quad (2.11) \\
 & \xi = \tau + x' - t'
 \end{aligned}$$

где величина $A_{\omega^{\circ}}^*(x_e, t_e)$ есть заданное значение производной $\varphi_{z'}^*$ на кривой L_2 . Координаты x_e и t_e определяются из системы уравнений

$$x_e - F_2^{\circ}(t_e) = 0, \quad x_e - x' + t' - t_e = 0$$

В части области σ_{2n+1} , в которой выполняется неравенство $x' < t' - t_1' + x_1'$, функция

$$\vartheta_{2n+1}(x', t') = \int_{t_1'}^{t'} [\vartheta_{(2n+1)\xi}(\xi, \tau) + \vartheta_{(2n+1)\tau}(\xi, \tau)] d\tau \quad (2.12)$$

$$\xi = \tau + x' - t'$$

Функции f_{2n} и f_{2n+1} зависят от функций ϑ_{2k+1} и ϑ_{2k} для индексов $k \leq n - 1$. Функции f_{2n} и f_{2n+1} при $n = 0$ известны. Если уже найдены функции ϑ_{2k} и ϑ_{2k+1} для всех индексов $k \leq n - 1$, то правые части уравнений (2.2) и (2.6) для индекса n становятся известными и по формулам (2.9) — (2.12) можно вычислить функции ϑ_{2n} и ϑ_{2n+1} .

Решения уравнений (2.2) и (2.6) при $n = 0$ имеют вид [6, 7]

$$\theta_0(x', t') = -\frac{1}{\pi} \frac{1}{(x' - F_1(t'))^{1/2}} \int_{\omega(t')}^{F_1(t')} A_{\omega}^*(\xi', t') \frac{(F_1(t') - \xi')^{1/2}}{x' - \xi'} d\xi' \quad (2.13)$$

$$\vartheta_{1x'}(x', t') + \vartheta_{1t'}(x', t') =$$

$$= -\frac{1}{\pi} \frac{1}{(t' - F_2(x'))^{1/2}} \int_{\omega^0(x')}^{F_2(x')} [A_{\omega x'}^*(x', \tau') + A_{\omega t'}^*(x', \tau')] \frac{(F_2(x') - \tau')^{1/2}}{t' - \tau'} d\tau' -$$

$$-\frac{1}{\pi} A_{\omega}^*[x', \omega^0(x')] \frac{(F_2(x') - \omega^0(x'))^{1/2}}{t' - \omega^0(x')} \left[1 - \frac{d\omega^0(x')}{dx'} \right] \quad (2.14)$$

Итак, зная решения θ_0 и ϑ_1 , последовательно находятся функции ϑ_{2n} и ϑ_{2n+1} для любого n .

В рассматриваемом случае движения фронта ударной волны с постоянной скоростью, равной скорости звука c , кривая W представляет собой прямую линию, заданную уравнением

$$\xi' = \omega(\tau') = -\tau' \operatorname{tg}^2 \beta / 2$$

Согласно формулам (2.13) и (2.14) функция θ_0 определена, когда угол β удовлетворяет неравенству $0 \leq \beta < \pi$, а функция ϑ_1 , когда $0 < \beta \leq \pi$.

В случае $\beta = 0$ прямые OB_1 и OB_3 совпадают, следовательно, определенные выше точки A_{2n} и A_{2n+2} , B_{2n+1} и B_{2n+3} попарно совпадают. Плоские области Σ_1 , Σ_2 , разделяются соответственно на области σ_{4m} , σ_{4m+2} , s_{4m} и s_{4m+2} с различным аналитическим видом решения задачи ($m = 0, 1, 2, \dots$). Функции θ_{4m} при $\beta = 0$ можно вычислить по формуле (2.9), если в ней вместо номера n положить $2m$, а под знаком суммы в выражении (2.3) вместо индекса суммирования i положить $2j + 1$ и суммирование распространить по $j = 0, 1, 2, \dots, m - 2$. Функции ϑ_{4m+2} при $\beta = 0$ можно вычислить по формулам (2.10) — (2.12), если в них вместо номера n положить $2m + 1$, а под знаком суммы в выражении (2.7) вместо индекса суммирования i положить $2j$ и суммирование распространить по $j = 0, 1, 2, \dots, m - 1$. Основываясь на решении θ_0 , последовательно находятся функции θ_{4m} , ϑ_{4m+2} для любого номера m .

В случае $\beta = \pi$ в плоскости xt прямые OB_1 и OE представляют собой продолжение одна другой, следовательно, точки A_{2n} и A_{2n+2} и точки B_{2n+1} и B_{2n+3} попарно совпадают. Области Σ_1 , Σ_2 , Σ разделяются соответственно на области σ_{4m+2} , σ_{4m+4} , s_{4m+2} и s_{4m+4} ($m = 0, 1, 2, \dots$). Функции θ_{4m+2} при $\beta = \pi$ также можно вычислить по формуле (2.9), если в ней вместо номера n положить $2m + 1$, в выражении (2.3) под знаком суммы вместо индекса суммирования i положить $2j$ и суммирование распространить по $j = 0, 1, 2, \dots, m - 1$. Функции ϑ_{4m+4} при $\beta = \pi$ могут быть найдены по формулам

(2.10) – (2.12), если в них вместо n положить $2m$, в выражении (2.7) под знаком суммы вместо индекса i положить $2j - 1$ и суммирование распространить по j от 1 до $m - 1$.

Зная решение Φ_1 , последовательно находятся функции $\Phi_{i,m+1}$, $\theta_{i,m+2}$ для любого номера m .

3. Найдем распределение давления на поверхности пластинки для интервала времени $0 < t < t_3$, где t_3 – корень уравнения $F(t_3) + ct_3 - d = 0$. Пользуясь формулами (2.1), (2.13), (2.14) настоящей статьи и формулой (3.1) статьи [5], получим распределение давления в областях s , s_0 , s_1 , s_{01} (фиг. 2).

В области s , где не сказывается влияние дифракционных волн, разность давлений потока газа с одной и с другой стороны пластинки выражается формулой

$$p(x', t') = -\frac{\rho}{\pi} \int_{\omega^\circ(x')}^{t'} d\tau' \int_{\omega(\tau')}^{x'} K d\xi' - \frac{\rho}{\pi} \int_{\omega^\circ(x')}^{t'} L[\omega(\tau'), \tau'; x', t'] \times$$

$$\times \left[1 - \frac{d\omega(\tau')}{d\tau'} \right] d\tau' \quad (3.1)$$

$$K(\xi', \tau'; x', t') = \frac{A_{\omega\xi'}^*(\xi', \tau') + A_{\omega\tau'}^*(\xi', \tau')}{V(x' - \xi')(t' - \tau')}$$

$$L(\xi', \tau'; x', t') = \frac{A_{\omega}^*(\xi', \tau')}{V(x' - \xi')(t' - \tau')}$$

В области s_0 , где сказывается влияние дифракционной волны, возникающей в момент $t_0 = 0$ на границе A пластинки, разность давлений выражается формулой

$$p(x', t') = -\frac{\rho}{\pi} \int_{F_1^\circ(x')}^{t'} d\tau' \int_{\omega(\tau')}^{x'} K d\xi' -$$

$$-\frac{\rho}{\pi} \int_{F_1^\circ(x')}^{x'} L[\omega(\tau'), \tau'; x', t'] \left[1 - \frac{d\omega(\tau')}{d\tau'} \right] d\tau' -$$

$$-\frac{\rho}{\pi} \left[1 - \frac{dF_1^\circ(x')}{dx'} \right] \int_{\omega[F_1^\circ(x')]}^{x'} L[\xi', F_1^\circ(x'); x', t'] d\xi'$$

В области s_1 , где сказывается влияние дифракционной волны, возникающей в момент t_1 на границе B

$$p(x', t') = -\frac{\rho}{\pi} \int_{F_2^\circ(t')}^{x'} d\xi' \int_{\omega^\circ(\xi')}^{t'} K d\tau' +$$

$$+\frac{\rho}{\pi} \int_{F_2^\circ(t')}^{x'} L[\xi', \omega^\circ(\xi'); x', t'] \left[1 - \frac{d\omega^\circ(\xi')}{d\xi'} \right] d\xi' \quad (3.3)$$

В области s_{01} , где сказывается одновременно влияние двух указанных выше волн

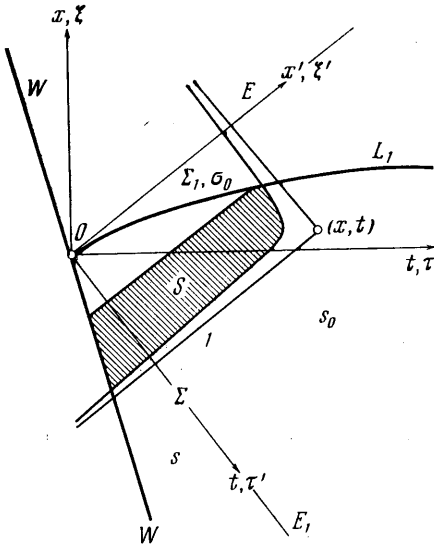
$$\begin{aligned}
 p(x', t') = & -\frac{\rho}{\pi} \int_{F_2^\circ(t')}^{\omega[F_1^\circ(x')]} d\xi' \int_{\omega^\circ(\xi')}^{t'} K d\tau' - \frac{\rho}{\pi} \int_{\omega[F_1^\circ(x')]}^{x'} d\xi' \int_{F_1^\circ(x')}^{t'} K d\tau' + \\
 & + \frac{\rho}{\pi} \int_{F_2^\circ(t')}^{\omega[F_1^\circ(x')]} L[\xi', \omega^\circ(\xi'); x', t'] \left[1 - \frac{d\omega^\circ(\xi')}{d\xi'} \right] d\xi' - \\
 & - \frac{\rho}{\pi} \left[1 - \frac{dF_1^\circ(x')}{dx'} \right] \int_{\omega[F_1^\circ(x')]}^{x'} L[\xi', F_1^\circ(x'); x', t'] d\xi'
 \end{aligned}
 \tag{3.4}$$

Заметим, что при получении формул (3.3) и (3.4) не были использованы решения (2.11) и (2.12), так как для вычисления давления в областях s_1 и s_{01} достаточно знать решение в области s_1 для функции $\Phi_{1x'} + \Phi_{1t'}$.

4. В частности, рассмотрим задачу о дифракции акустической волны на движущейся полуплоскости. В этом случае область Σ_1 содержит только одну область Σ_{2n} для $n=0$. Область Σ_2 отсутствует. Область Σ разделяется на две области — s и s_0 (фиг. 3).

В соответствии с формулой (2.1) и решением (2.13) потенциал скорости найдем в виде интеграла

$$\begin{aligned}
 \Phi^*(x', z', t') = & -\frac{1}{2\pi} \times \\
 & \times \iint_S \frac{A_\omega^*(\xi', \tau') d\xi' d\tau'}{[(x' - \xi')(t' - \tau') - (z')^2]^{1/2}}
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$



Фиг. 3

где область интегрирования S принадлежит области S' , определенной в [5].

Для совокупностей переменных x', z', t' , расположенных внутри характеристического конуса с вершиной в точке O , в решении (4.1) переменные интегрирования в области S изменяются в пределах

$$\omega(\tau') \leq \xi' \leq x' - \frac{(z')^2}{t' - \tau'}, \quad a \leq \tau' \leq b$$

где предел a определяется как меньший корень уравнения

$$(t' - \tau')[F_1(\tau') - x'] + (z')^2 = 0$$

а предел b — как больший корень уравнения

$$\tau'\omega(\tau') - x'\tau' - t'\omega(\tau') + [x't' - (z')^2] = 0
 \tag{4.2}$$

На фиг. 3 область S отмечена штриховкой.

Решение задачи вне указанного конуса отличается только значением нижнего предела интегрирования по τ' в интеграле (4.1). Здесь оба предела a и b определяются как корни уравнения (4.2).

Распределение давления на движущейся поверхности при $x < -ct$ (область s) и $x > -ct$ (область s_0) соответственно выражается формулами (3.1) и (3.2) для любого момента времени.

5. В зависимости от скорости движения пластинки и от ориентации фронта набегающей волны по отношению к поверхности пластинки задача о дифракции соответствует определенному варианту начально-краевой задачи для функции φ . Пластика может двигаться по закону (1.1) как с дозвуковой, так и со сверхзвуковой скоростью; переход от одной скорости движения к другой может осуществляться неоднократно; движение пластинки может прерываться состоянием покоя и т. п. Различные варианты начально-краевой задачи отличаются видом областей Σ , Σ_1 , Σ_2 и их расположением по отношению к характеристическим поверхностям волнового уравнения.

Для получения решения любого варианта начально-краевой задачи строятся интегральные уравнения вида (2.2) или (2.6) для каждой характерной области с различным аналитическим видом производной φ_z , соответственно используя граничные условия задачи (1.2) или (1.4). Переходя последовательно от одной области к другой, в направлении оси времени t находятся из интегральных уравнений производные φ_z . Зная производные φ_z , по формуле (2.1) можно вычислить потенциал скорости.

Институт проблем
механики АН СССР

Поступила 21 V 1972.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Движение воздуха при сильном взрыве. Докл. АН СССР, 1946, т. 52, № 1.
2. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики, Изд. 2. М., «Наука», 1966.
3. Седов Л. И. Механика сплошной среды, т. 2. М., «Наука», 1970.
4. Красильщикова Е. А. Обтекание тонких тел потоком газа при наличии набегающей ударной волны. В кн. «Проблемы гидродинамики и механики сплошной среды (к 60-летию академика Л. И. Седова)», М., «Наука», 1969.
5. Красильщикова Е. А. Дифракция акустической волны на неподвижной пластинке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.
6. Красильщикова Е. А. Крыло конечного размаха в сжимаемом потоке. М.—Л., Гостехиздат, 1952.
7. Красильщикова Е. А. Метод интегральных уравнений в задачах теории тонкого крыла в сжимаемом потоке. Тр. III Всес. матем. съезда, 1959, т. 4.
8. Красильщикова Е. А. Неустановившиеся движения профиля в сжимаемой жидкости. Докл. АН СССР, 1954, т. 94, № 3.
9. K r a s n o f f E. Subsonic lift response to penetration of a sharp edged gust moving at supersonic speed. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 3.
10. Голубинский А. И. Об обтекании движущейся пластинки перемещающейся ударной волной. Инж. ж., 1961, т. 1, вып. 2.