

УДК 533.6.013.42

© 1991 г.

В. И. ДЕМЧУК, В. М. ЖИРОВЕЦКИЙ, В. Н. МАКСИМОВИЧ,
Г. В. ПЛЯЦКО

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН С КРУГЛОЙ УПРУГОЙ ПЛАСТИНКОЙ

Исследование формирования поля давления при рассеянии гидроакустических сигналов упругими телами, имеющими несложную геометрическую форму, непосредственно связано с разработкой методов распознавания и идентификации подводных объектов [1, 2, 4, 8, 9]. При этом преследуется цель изучить влияние характерных конструктивных факторов на формирование тонкой структуры рассеянного поля давления как в ближней так и дальней зоне. Ниже представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований о рассеянии звука круглой упругой пластинкой, находящейся в идеальной сжимаемой жидкой среде. Применяя метод рядов Фурье — Дини и выделяя особенности в рассеянном давлении на границе пластинки, разработан алгоритм решения задачи (с наперед заданной точностью).

1. Постановка задачи. Круглую пластинку отнесем к цилиндрической системе координат r', z', θ' , в которой начало координат совмещено с центром пластинки, а плоскость $z=0$ совпадает с ее срединной плоскостью.

Пусть на круглую пластинку падает плоская гармоническая во времени волна давления

$$P^a(r, z, \theta) = P_0 \exp\{-i\omega(r \cos \theta \sin \varphi^* + z \cos \varphi^* - \tau)\} \quad (1.1)$$

В формуле (1.1) и ниже используются обозначения: $r=r'/R_0$, $z=z'/R_0$ — безразмерные координаты; $\tau=ct/R_0$, $\omega=\Omega R_0/c$ — безразмерные время и круговая частота; c — скорость звука в среде окружающей рассеивающее тело; R_0 — радиус пластинки; t , Ω — время и круговая частота; φ^* — угол между направлениями распространения падающей плоской волны и осью Oz ; P_0 — постоянная, имеющая размерность давления. Временной фактор $e^{i\omega\tau}$ в дальнейшем опускается.

Задача об определении амплитуды рассеянного давления пластинкой $P^e(r, z, \theta)$, а также нормальных перемещений предварительно-напряженной пластинки W , сводится к решению системы дифференциальных уравнений. Рассеянное давление $P^e(r, z, \theta)$ в безграничной акустической среде определяется из волнового уравнения [4]:

$$(\Delta + \omega^2)P^e(r, z, \theta) = 0 \quad (1.2)$$

где Δ — трехмерный оператор Лапласа. Предполагаем, что в круглой пластинке заданы также внутренние напряжения являющиеся функциями координаты r . Дифференциальные уравнения, описывающие нормальные изгибные (антисимметричные) смещения $W(r, \theta)$ предварительно-напряженной пластинки и учитывающие сдвиговую и вращательную

инерции имеют вид [2, 3]:

$$(\Delta_0^2 + \alpha_1 \Delta_0 - \alpha_2) W(r, \theta) = (\alpha_2^* - \alpha_1^* \Delta_0) g_z \quad (1.3)$$

$$(\Delta_0 + k_1^2) \Phi(r, \theta) = 0 \quad (1.4)$$

$$g_z = P^1 + R, \quad R = \frac{h}{R_0 D} \left[N_1(r) \frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + N_2(r) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial r} \right) \right]$$

где $N_1(r)$, $N_2(r)$ — известные функции, описывающие распределение осесимметричных остаточных внутренних напряжений; g_z — нормальная компонента силы, приходящейся на единицу площади срединной поверхности; $P^1 = P^a(r, \theta) + P^e(r, \theta)$ — нормальная компонента антисимметричной относительно плоскости $z=0$ силы, приходящейся на единицу площади срединной поверхности; $\Phi(r, \theta)$ — вспомогательная функция [4]; Δ_0 — двумерный оператор Лапласа; h — толщина пластинки; $D = Eh^3 / 12R_0^3(1-\nu^2)$; ν , E — коэффициент Пуассона, модуль Юнга; α_1 , α_2 , α_1^* , α_2^* , K_1^2 — известные постоянные [2, 3, 4].

Решения дифференциальных уравнений (1.2)–(1.4) находятся из условий, что на границе раздела жидкости и пластинки нормальные перемещения и напряжения непрерывны и край пластинки свободен от нормальной нагрузки, т. е. [1, 4]:

$$M_r(r, \theta) = 0, \quad M_{r\theta}(r, \theta) = 0, \quad Q_z(r, \theta) = 0 \quad (r=1) \quad (1.5)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} [P^a(r, z, \theta) + P^e(r, z, \theta)] \right\}_{z=0} = \rho \omega^2 c^2 W(r, \theta) \quad |r| \leq 1 \quad (1.6)$$

где M_r — изгибный момент; $M_{r\theta}$ — крутящий момент; Q_z — перерезывающая сила; ρ — плотность материала пластинки, причем

$$M_r = \frac{\partial^2 G}{\partial r^2} + \nu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial G}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} \right) - \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r \partial \theta}$$

$$M_{r\theta} = \frac{\partial^2 G}{\partial r \partial \theta} + \frac{1}{2} \left[\Delta_0 \Phi - 2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} \right) \right]$$

$$Q_z = \frac{\partial}{\partial r} (G - W) - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}, \quad G = W + s \Delta_0 W + s \alpha_1^* g_z$$

2. Решение задачи. Учитывая симметрию относительно плоскости $\theta=0$, функции P^a , P^e , W , Φ представим в виде рядов Фурье:

$$(P^a, P^e, W) = \sum_{n=0}^{\infty} (P_n^a, P_n^e, W_n) \cos n\theta, \quad \Phi(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n(r) \sin n\theta \quad (2.1)$$

Пренебрегая толщиной пластинки, представим удовлетворяющее условию Зоммерфельда решение волнового уравнения (1.2) в виде интеграла Гельмгольца — Гюйгенса [2]:

$$P^e = -2 \int_{\sigma_0} P^a \Big|_{\sigma_0} \frac{\partial G^*}{\partial n_0} d\sigma_0 \quad (2.2)$$

где $d\sigma_0$ — элемент площади в срединной плоскости пластинки; $G^* = (4\pi R)^{-1} \exp(-i\omega R)$ — фундаментальное решение уравнения Гельмгольца; $R^2 = r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta - \theta_0) + (z - z_0)^2$ — расстояние между точкой наблюдения (r, z, θ) и точкой (r_0, z_0, θ_0) на поверхности σ_0 ; $\partial/\partial n_0$ — производная по внешней нормали к поверхности σ_0 в точке (r_0, z_0, θ_0) .

Представим значение рассеянного давления на поверхности пластинки σ_0 в виде ряда

$$P_n^e(r_0) = \sum_{j=0}^{\infty} g_{nj}^e J_n(\gamma_{jn} r_0) \quad (2.3)$$

Здесь γ_{jn} — нули производной функции Бесселя первого рода $J_n(\cdot)$; g_{nj}^e — неизвестные коэффициенты.

Подставив формулы (2.1), (2.3) в (2.2) и выполнив интегрирование по σ_0 , для рассеянного давления $P_n^e(r, z)$ получим такое выражение:

$$P_n^e(r, z) = -\sum g_{nj}^e J_n(\gamma_{jn}) \int_0^{\infty} \frac{\lambda^2 J_n'(\lambda) J_n(\lambda r)}{\gamma_{jn}^2 - \lambda^2} \exp(-\kappa z) d\lambda \quad (2.4)$$

$$\kappa = i(\omega^2 - \lambda^2)^{1/2} \quad (\omega < \lambda), \quad \kappa = (\lambda^2 - \omega^2)^{1/2} \quad (\lambda > \omega)$$

$J_n(\lambda)$ — производные функции Бесселя первого рода. При выводе выражения (2.4) использовано [5]:

$$G^* = \frac{1}{4\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m \cos[m(\theta - \theta_0)] \int_0^{\infty} \frac{\lambda J_m(\lambda r_0) J_m(\lambda r)}{\kappa} \exp(-\kappa |z - z_0|) d\lambda$$

Для решения неоднородного уравнения (1.3) введем в рассмотрение вспомогательную функцию

$$F(r, \theta) = \Delta_0 W(r, \theta) + \alpha_1^* g_z \quad (2.5)$$

которая удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$(\Delta_0^2 + \alpha_1 \Delta_0 - \alpha_2) F(r, \theta) = (\beta_1^* \Delta_0 - \beta_2) g_z(r, \theta) \quad (2.6)$$

$$\beta_1^* = \alpha_2^* + \alpha_1^{*2}, \quad \beta_2^* = \alpha_2 \alpha_1^*$$

Решение уравнения (2.6) запишем в виде

$$F_n(r) = A_n J_n(\gamma_1 r) + B_n J_n(\gamma_2 r) + \sum_{j=0}^{\infty} A_{3nj} g_{z nj} J_n(\gamma_{jn} r),$$

$$F(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(r) \cos n\theta \quad (2.7)$$

$$\gamma_{1,2} = (1/2(\alpha_1 \pm (\alpha_1^2 + 4\alpha_2)^{1/2}))^{1/2}, \quad A_{3nj} = (-\beta_1^* \gamma_{jn}^2 - \beta_2^*) / (\gamma_{jn}^4 - \alpha_1 \gamma_{jn}^2 - \alpha_2)$$

A_n, B_n — неизвестные постоянные; $g_{z nj}$ — неизвестные коэффициенты разложения в ряд Фурье — Бесселя функции g_z .

Учитывая (2.5) и (2.7), для n -ой составляющей нормальных смещений получим

$$W_n(r) = \frac{A_n J_n(\gamma_1 r)}{-\gamma_1^2} + \frac{B_n J_n(\gamma_2 r)}{-\gamma_2^2} + \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(A_{3nj} - \alpha_1^*)}{-\gamma_{jn}^2} g_{z nj} J_n(\gamma_{jn} r) \quad (2.8)$$

Решение уравнения (1.4) запишется

$$\Phi_n(r) = C_n J_n(k_1 r) \quad (2.9)$$

Подставив выражения (2.8) и (2.9) в граничные условия (1.5), получим

$$A_n = \sum_{j=0}^{\infty} A_{3nj}^{*a} g_{znj}, \quad B_n = \sum_{j=0}^{\infty} A_{3nj}^{*b} g_{znj} \quad (2.10)$$

$$A_{3nj}^{*a} = \frac{A_{3nj}}{a_{11} - a_{21} b_{11}/b_{21}}, \quad A_{3nj}^{*b} = A_{3nj}^{*a} \frac{a_{21}}{b_{21}}$$

$$a_{11} = \gamma_1^2 (s - 1/\gamma_1^2) J_n''(\gamma_1) + \nu \gamma_1 (s - 1/\gamma_1^2) J_n'(\gamma_1) -$$

$$- n^2 J_n(\gamma_1) \nu (s - 1/\gamma_1^2)^{-1/2} (1 - \nu) k_1 J_n'(k_1) s \gamma_1 J_n'(\gamma_1) / J_n(k_1)$$

$$b_{11} = \gamma_2^2 (s - 1/\gamma_2^2) J_n''(\gamma_2) + \nu \gamma_2 (s - 1/\gamma_2^2) J_n'(\gamma_2) -$$

$$- n^2 J_n(\gamma_2) \nu (s - 1/\gamma_2^2)^{-1/2} (1 - \nu) k_1 J_n'(k_1) s \gamma_2 J_n'(\gamma_2) / J_n(k_1)$$

$$a_{21} = 1/n s \gamma_1 J_n'(\gamma_1) b_0 / J_n(k_1) - n \gamma_1 J_n'(\gamma_1) (s - 1/\gamma_1^2)$$

$$b_{21} = 1/n s \gamma_2 J_n'(\gamma_2) b_0 / J_n(k_1) - n \gamma_2 J_n'(\gamma_2) (s - 1/\gamma_2^2)$$

$$b_0 = -1/2 k_1^2 J_n(k_1) - k_1 J_n'(k_1) + n^2 J_n(k_1)$$

Представляя выражение (2.8) в виде ряда Фурье — Бесселя $\sum_{j=0}^{\infty} W_{nj} J_n(\gamma_{jn} r)$ и учитывая (2.10), получим систему линейных алгебраических уравнений, записанную в матричной форме:

$$\{W_{nj}\}_{\infty \times 1} = \{M_{nj\mu}\}_{\infty \times \infty} \{g_{zn\mu}\}_{\infty \times 1} \quad (2.11)$$

$$M_{nj\mu} = \frac{\varepsilon_{n\mu} A_{3nj}^{*a} \gamma_1 J_n'(\gamma_1) J_n(\gamma_{\mu n})}{\gamma_1^2 (\gamma_1^2 - \gamma_{\mu n}^2)} + \frac{\varepsilon_{n\mu} A_{3nj}^{*b} \gamma_2 J_n'(\gamma_2) J_n(\gamma_{\mu n})}{\gamma_2^2 (\gamma_2^2 - \gamma_{\mu n}^2)} - \delta_{j\mu} \frac{A_{3n\mu} - \alpha_1^*}{\gamma_{\mu n}^2}$$

Правую часть уравнения (1.3) представим в виде

$$\{g_{zn\mu}\}_{\infty \times 1} = \{g_{n\mu}^e + g_{n\mu}^a\}_{\infty \times 1} - \{R_{nj\mu}\}_{\infty \times \infty} \{W_{nj}\}_{\infty \times 1} \quad (2.12)$$

$$R_{nj\mu} = \frac{h \varepsilon_{j\mu}}{R_0 D} \int_0^1 \left\{ N_1(r) \gamma_{jn}^2 J_n''(\gamma_{jn} r) - N_2(r) \left[-\frac{n^2}{r^2} J_n(\gamma_{jn} r) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\gamma_{jn}}{r} J_n'(\gamma_{jn} r) \right] \right\} r J_n(\gamma_{\mu n} r) dr$$

Звуковое давление (2.4) антисимметричной составляющей определим через значение $P^e|_{\sigma_0}$ на поверхности $z=0$ таким образом:

$$P^e(r, z, \theta) = 2 \int_{\sigma_0} P^e(r_0, z_0, \theta_0) |_{\sigma_0} \frac{\partial}{\partial z} G^* |_{z=0} d\sigma_0$$

С учетом $P^e(r_0, 0, \theta_0) = 0$ при $|r_0| \geq 1$ получим

$$P^e(r, z, \theta) = 2 \int_{\sigma_0} P^e(r_0, 0, \theta_0) \frac{\partial}{\partial z} G^* |_{z=0} d\sigma_0 \quad (2.13)$$

Из условия гидроупругого контакта (1.6) следует:

$$\frac{\partial P^{a1}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \int_{\sigma_0} P^e(r_0, 0, \theta_0) \frac{\partial}{\partial z} G^* \Big|_{\substack{z_0=0 \\ z=0}} = \rho \omega^2 c^2 W(r_0, \theta_0) \quad (2.14)$$

Заметим, что выполнить двойное дифференцирование под знаком интеграла в (2.14) невозможно, поскольку при этом особенность подинтегрального выражения усилится настолько, что интеграл станет расходящимся. Поэтому вынесем дифференцирование из под знака интеграла и, учитывая равенство [2, 8] $\partial^2 P^e / \partial z^2 = -(\Delta_0 + \omega^2) P^e$, запишем (2.14) так

$$\rho \omega^2 c^2 W(r_0, \theta_0) = \frac{\partial}{\partial z} P^a - (\Delta_0 + \omega^2) \int_{\sigma_0} P^e(b_0, \theta_0) \Big|_{\substack{z=0 \\ z_0=0}} d\sigma_0 \quad (2.15)$$

К равенству (2.15) необходимо добавить условие

$$P^e(1, 0, \theta) = 0 \quad |r| \geq 1 \quad (2.16)$$

(в силу непрерывности звукового давления вдоль линии $z=0$ на краю круглой пластинки рассеянное давление должно исчезать). Умножая в (2.15) правую и левую части на $r J_n(\gamma_{jn} r)$ и интегрируя от 0 до 1, а также, представив функции, входящие в (2.15), рядами, учитывая (2.16), получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений:

$$\frac{1}{\varepsilon_{n\mu}} (g_{n\mu}^{*a1} - W_{n\mu}) = \sum_{j=0}^{\infty} g_{nj}^e J_n(\gamma_{jn}) J_n(\gamma_{\mu n}) \times \\ \times \int_0^{\infty} \frac{\lambda J_n'(\lambda) [\lambda^2 (\omega^2 - \gamma_{jn}^2 - \gamma_{\mu n}^2) + \gamma_{jn}^2 \gamma_{\mu n}^2]}{\kappa (\gamma_{jn}^2 - \lambda^2) (\gamma_{\mu n}^2 - \lambda^2)} d\lambda \quad (2.17)$$

где $g_{n\mu}^{*a1}$ — известные коэффициенты разложения производной по z падающего давления P^a на σ_0 . Или в матричной форме (2.17) запишется

$$\left\{ \frac{g^{*a1}}{\varepsilon_{n\mu}} \right\}_{\infty \times 1} - \left\{ \frac{W_{n\mu}}{\varepsilon_{n\mu}} \right\}_{\infty \times 1} = (G_{nj\mu})_{\infty \times \infty} \{g_{nj}^e\}_{\infty \times 1} \quad (2.18)$$

На основании результатов работы [2] следует, что искомая функция $P_n^e(r)$ имеет особенность при $r \rightarrow 1$ вида $r^n (1-r^2)^{1/2}$. Это выражение удовлетворяет условию (2.13) и кроме того удовлетворяет условию Мейкснера на ребре. Поэтому g_{nj}^e в (2.18) медленно стремится к нулю при $j \rightarrow \infty$, что затрудняет получение достаточно точного решения. Представим данную особенность в виде разложения

$$r^n (1-r^2)^{1/2} = \sum_{i=0}^{\infty} h_{nj} J_n(\gamma_{jn} r), \quad h_{nj} = \varepsilon_{nj} \frac{\Gamma(3/2)}{(2\gamma_{jn})^{1/2}} J_{n+1/2}(\gamma_{jn})$$

При больших j неизвестные коэффициенты g_{nj}^e пропорциональны известным коэффициентам h_{nj} . Отсюда, начиная с $j=k$, можем записать

$$g_{nj}^e = g_{nk} h_{nj} / h_{nk} \quad (2.19)$$

Используя асимптотические свойства коэффициентов g_{nj}^e (2.19), переходим от бесконечной системы (2.18) к конечной. Элементы послед-

него k -го столбца матрицы $(G_{nj\mu})$ будут определяться по формуле

$$G_{n\mu k} = \frac{g_{n\mu k}^e}{h_{n\mu k}} J_n(\gamma_{\mu n}) \int_0^{\infty} \frac{\lambda J_n'^2(\lambda)}{\kappa} \left[-C + \frac{\lambda^2(\omega^2 - \lambda^2)g_1(\lambda)}{\gamma_{\mu n}^2 - \lambda^2} \right] d\lambda \quad (2.20)$$

$$C = \sum_{j=0}^{k-1} h_{nj} J_n(\gamma_{jn}), \quad g_1(\lambda) = \frac{\sqrt{2} \Gamma(3/2)}{\sqrt{\lambda^3}} J_{n+1/2}(\lambda) - \sum_{j=0}^{k-1} \frac{h_{nj} J_n(\gamma_{jn})}{\gamma_{jn}^2 + \lambda^2}$$

Итак, из системы матричных уравнений (2.11), (2.12), (2.18) определяем неизвестные коэффициенты рядов W_{nj} , g_{znj} , g_{nj}^e .

Подставив полученные решения в (2.4), можем определить значение рассеянного или полного $|P^a + P^e|$ давления в любой точке пространства и в широком диапазоне частот с заданной точностью.

3. Численные и экспериментальные результаты. В качестве примера расчета и экспериментальной проверки рассмотрено рассеяние звука круглой алюминиевой пластинкой радиусом $R_0 = 0,174$ м, толщиной $h = 0,025$ м с физико-механическими характеристиками $\nu = 0,39$, $E = 7,1 \cdot 10^{10}$ Нм², $\rho = 2,71 \cdot 10^3$ кг/м³, находящейся в идеальной сжимаемой жидкой среде.

При вычислении элементов матриц $R_{nj\mu}$, $M_{nj\mu}$ и $G_{nj\mu}$ достигалась относительная точность $10^{-4} \div 10^{-5}$. Сходимость предложенного способа решения бесконечной системы линейных алгебраических уравнений проверялась методом численного эксперимента. В бесконечной системе уравнений неизвестные коэффициенты g_{nj}^e заменялись на асимптотические выражения определяемые формулой (2.19) начиная с значений $j = k = 20, 30, 40, 60$.

На основании анализа полученных решений установлено, что для рассматриваемой задачи достаточно ограничиться значением $k = 30$. Рассчитанное таким образом рассеянное давление и перемещения при $k = 30$ и $k = 60$ отличались между собой на третьей значащей цифре.

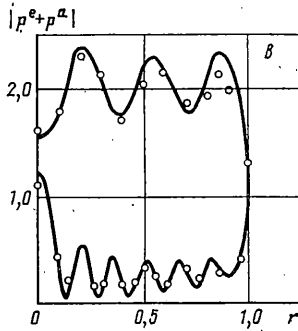
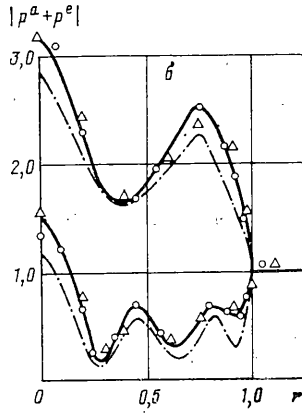
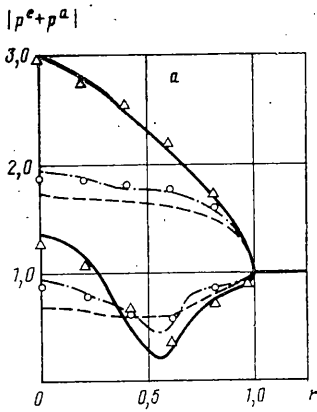
Экспериментальные исследования проводились в акустически заглушенном бассейне с использованием пьезокерамических излучателей, работающих в импульсном режиме миллисекундной длительности при трех разных частотах заполнения. Измерение давления проводилось измерительными гидрофонами сферического типа, расположенными у поверхности пластинки, ориентированной перпендикулярно к направлению распространения плоской акустической волны. Измерялось суммарное давление на освещенной и теневой сторонах в непосредственной близости от поверхности пластинки.

Экспериментально установлено, что при частоте заполнения падающего импульса давления $f_1 = 6,5$ кГц ($\omega = 4,32$) имеет место один из резонансов свободной алюминиевой пластинки. На этой и других частотах проведены численные расчеты возникающего рассеянного и общего (сумма падающего и рассеянного) давления на освещенной и теневой сторонах поверхности пластинки. При расчетах осесимметричного рассеяния рассмотрены три вида граничных условий для пластинки: абсолютно жесткая неподвижная, упругая свободная и осесимметрично сжатая постоянным усилием $N_1 = N_2 = 2 \cdot 10^7$ Н.

На фиг. 1, а представлены расчетные и экспериментальные данные для частоты $f_1 = 6,5$ кГц, характеризующие распределение общего давления $|P^a + P^e|$ (с учетом вида граничных условий) в плоскости $z = 0$ от центра ($r = 0$) вдоль радиуса r на освещенной (верхние кривые) и теневой (нижние кривые) поверхностях пластинки при осесимметричном рассеянии плоской волны давления единичной амплитуды в зависимости от вида граничных условий: сплошная кривая — абсолютно жесткая неподвижная пластинка; штрихпунктирная кривая — упругая свободная пластинка; штриховая кривая — предварительно-напряженная (сжатая) пластинка; треугольниками обозначены данные эксперимента, когда пластинка абсолютно жесткая и неподвижная; точками обозначены данные эксперимента, когда пластинка упругая свободно подвешена.

На фиг. 1, б показано изменение суммарного давления для $f_2 = 13$ кГц. Сплошные линии соответствуют расчетной величине суммарного давления, когда пластинка абсолютно твердая неподвижная, а штрихпунктирные кривые — упругая свободная пластинка. Соответственно точками обозначены данные эксперимента для упругой, а треугольниками для абсолютно твердой пластинок.

В данном случае предварительно-напряженная пластинка несущественно влияет на значение рассеянного давления и кривые характеризующие рассеяние свободной упругой пластинкой и предварительно-напряженной, практически совпадают.



Упругость пластинки на частоте f_2 существенно влияет на изменение суммарного давления в сравнении с абсолютно твердой пластинкой.

При частоте возбуждения $f_3=30$ кГц. Расчеты показывают, что значение рассеянного давления для различных граничных условий незначительно отличаются между собой и поэтому изменение общего давления показано сплошной кривой на фиг. 1, в, а точками отмечены экспериментальные данные.

Сравнивая результаты, представленные на фиг. 1, а, б, в видим, что упругость пластинки и ее предварительное напряжение незначительно влияют на формирование рассеянного поля давления на высоких частотах.

Предварительно напряженное состояние ощутимо вблизи резонанса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Метсавээр Я. А., Векслер Н. Д., Стулов А. С. Дифракция акустических импульсов на упругих телах. М.: Наука, 1979. 239 с.
2. Демчук В. И., Максимович В. Н. Рассеяние плоской акустической волны тонкой круглой пластинкой. Математические методы и физико-механические поля. 1985. Вып. 22. С. 82–85.
3. Огибалов П. М., Колтунов М. А. Оболочки и пластины. М.: Изд-во МГУ, 1969. 695 с.
4. Stuart A. D. Acoustic radiation from submerged plates. 1. Influence of leaky wave poles. // J. Acoust. Soc. Amer. 1976. V. 59. N 5. P. 1160–1169.
5. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976. 542 с.
6. Власов В. З. Общая теория оболочек и ее приложение в технике. М.; JL: Гостехиздат, 1949. 784 с.
7. Пелех Б. Л. Обобщенная теория оболочек. Львов: Выщ. шк., 1978. 159 с.
8. Шендеров Е. Л. Дифракция звука на тонкой упругой полосе. // Акуст. ж., 1972. Т. 18. № 4. С. 608–619.
9. Hunt J. T., Knittel M. R., Nichols C. S., Barach D. Finite element approach to acoustic scattering from elastic structures. // J. Acoust. Soc. Amer. 1975. V. 7. N 2. P. 287–299.