

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Д. Лукьянов, Г. Л. Никитин, О рассеянии плоской акустической волны на периодическом наборе поршневых излучателей, размещенных в жестком экране, *Зап. научн. сем. ПОМИ*, 1995, том 230, 125–137

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.175

21 марта 2025 г., 19:20:00



В. Д. Лукьянов, Г. Л. Никитин

## О РАССЕЯНИИ ПЛОСКОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ НА ПЕРИОДИЧЕСКОМ НАБОРЕ ПОРШНЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, РАЗМЕЩЕННЫХ В ЖЕСТКОМ ЭКРАНЕ

Задача излучения поршнем в полупространство решена Релем [1]. Излучение системы поршневых излучателей невзаимодействующих между собой рассмотрено в [2]. Периодические наборы поршневых излучателей как элементы акустических антенн исследованы в [3-4].

Ниже рассматривается дифракция плоской акустической волны на жестком экране с периодическим (плоская задача) и двоякопериодическим (пространственная задача) набором поршневых излучателей.

1. Пусть жесткий экран с двоякопериодическим набором поршневых излучателей разделяет две акустические среды (рис.1, а). Верхнее полупространство ( $z > 0$ ) заполнено средой с плотностью  $\rho_1$  и скоростью распространения звука равной  $c_1$ . Соответствующие параметры для среды в нижнем полупространстве ( $z < 0$ ) равны  $\rho_2$  и  $c_2$ . Периоды размещения поршневых излучателей вдоль осей координат  $x$  и  $y$  равны соответственно  $2a$  и  $2b$ . Форма излучателей одинакова, а излучатель на прямоугольнике  $(2m-1)a < x < (2m+1)a$  и  $(2n-1)b < y < (2n+1)b$  занимает область  $\sigma_{mn}$ , где  $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Поршневые излучатели связаны с экраном упругой связью с поглощением.

Акустические давления в верхнем полупространстве  $P_1(x, y, z)$  и нижнем полупространстве  $P_2(x, y, z)$  удовлетворяют однородным уравнениям Гельмгольца

$$(\Delta + k_j^2) P_j = 0, \quad j = 1, 2,$$

где  $\Delta$  – трехмерный оператор Лапласа,  $k_j = \omega/c_j$  – волновое число в  $j$ -й акустической среде,  $\omega$  – круговая частота, множитель  $\exp(-i\omega t)$ , задающий зависимость волновых процессов от времени, всюду опущен.

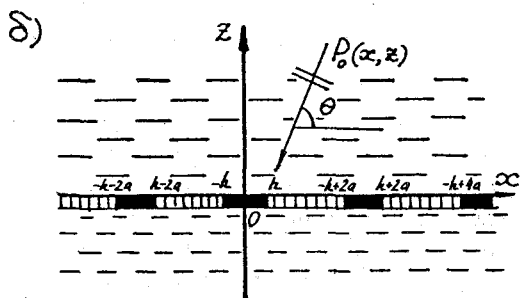
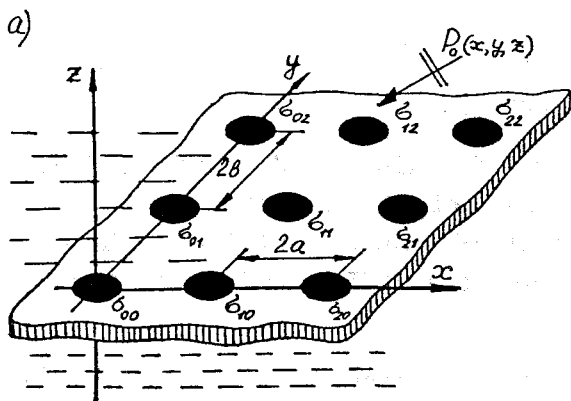


Рис. 1. Система поршневых излучателей в жестком экране, который разделяет различные акустические среды, для пространственной задачи (а), для плоской задачи (б).

На жестком экране, расположенном в плоскости  $z = 0$ , выполнено граничное условие Неймана

$$\frac{\partial P_j}{\partial z}(x, y, 0) = 0, \quad (1)$$

вне областей  $\sigma_{mn}$ , где размещены поршневые излучатели.

Уравнение движения поршневых излучателей с учетом контакта

с акустической средой имеет вид

$$(N - i\omega\delta - M\omega^2)U_{mn} = \iint_{\sigma_{mn}} (P_2(x, y, 0) - P_1(x, y, 0)) dx dy, \quad (2)$$

где  $U_{mn}$  — смещение поршневого излучателя расположенного в области  $\sigma_{mn}$ ,  $N$  — жесткость упругой связи поршневого излучателя с экраном,  $M$  — масса излучателя,  $\delta$  — коэффициент затухания излучателя.

Условия неразрывности смещений среды и поршневых излучателей имеют вид

$$\rho_1 \omega^2 U_{mn} = \frac{\partial P_1}{\partial z}(x, y, 0), \quad (3)$$

$$\rho_2 \omega^2 U_{mn} = \frac{\partial P_2}{\partial z}(x, y, 0), \quad (4)$$

в области  $\sigma_{mn}$ .

Колебания в среде возбуждаются плоской акустической волной давления, набегающей на экран из верхнего полупространства (рис. 1, а)

$$P_0(x, y, z) = \exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z),$$

$k_x, k_y, k_z$  — координаты волнового вектора  $\vec{k}_1$ .

Разность давлений  $P_1 - P_0$  и давление  $P_2$  должны удовлетворять принципу предельного поглощения.

Для решения поставленной задачи воспользуемся теоремой Флоке и сведем ее к задаче для одного прямоугольного цилиндра:  $-a < x < a$ ,  $-b < y < b$ ,  $-\infty < z < +\infty$ . При этом на боковых стенках цилиндра будем иметь условия квазипериодичности

$$P_j(a, y, z) = \exp(-i\Phi_x) P_j(-a, y, z), \quad (5)$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial x}(a, y, z) = \exp(-i\Phi_x) \frac{\partial P_j}{\partial x}(-a, y, z), \quad (6)$$

$$P_j(x, b, z) = \exp(-i\Phi_y) P_j(x, -b, z), \quad (7)$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial y}(x, b, z) = \exp(-i\Phi_y) \frac{\partial P_j}{\partial y}(x, -b, z), \quad (8)$$

где  $\Phi_x = 2k_x a$ ,  $\Phi_y = 2k_y b$ ,  $j = 1, 2$ .

Решение задачи в области  $(-a < x < a, -b < y < b, -\infty < z <$

+∞) будем искать в виде разложения по нормальным волнам

$$P_1(x, y, z) = P_0(x, y, z) + \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} A_{mn} f_{mn}(x, y) e^{i\lambda_{mn}z}, \text{ при } z > 0, \quad (9)$$

$$P_2(x, y, z) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} B_{mn} f_{mn}(x, y) e^{-i\mu_{mn}z}, \text{ при } z < 0. \quad (10)$$

Здесь:  $f_{mn}(x, y) = \exp(-ip_m x - iq_n y)$ ,  $p_m(\phi_x + 2\pi m)/(2a)$ ,  $q_n = (\phi_y + 2\pi n)/(2b)$ ,  $\lambda_{mn} = \sqrt{k_1^2 - p_m^2 - q_n^2}$ ,  $\mu_{mn} = \sqrt{k_2^2 - p_m^2 - q_n^2}$ .

В силу соотношений (9) и (10) условия (5)–(8) выполнены автоматически.

Обозначим  $\chi_\sigma(x, y)$  характеристическую функцию области  $\sigma = \sigma_{oo}$  (она равна единице в области  $\sigma_{oo}$  и нулю вне этой области). Тогда равенства (1), (3) и (4) можно записать в виде двух соотношений при  $-a < x < a$  и  $-b < y < b$

$$\rho_1 \omega^2 \chi_\sigma(x, y) U_{oo} = \frac{\partial P_1}{\partial z}(x, y, 0), \quad (11)$$

$$\rho_2 \omega^2 \chi_\sigma(x, y) U_{oo} = \frac{\partial P_2}{\partial z}(x, y, 0). \quad (12)$$

Разложим функцию  $\chi_\sigma(x, y)$  в ряд Фурье по функциям  $f_{mn}(x, y)$

$$\chi_\sigma(x, y) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} \eta_{mn} f_{mn}(x, y), \quad (13)$$

где  $\eta_{mn}$  – коэффициенты Фурье, вычисляемые по формулам

$$\eta_{mn} = \frac{1}{4ab} \iint_{\sigma} f_{mn}(x, y) dx dy. \quad (14)$$

Например, для поршневых излучателей прямоугольной формы, когда  $\sigma$  есть область  $(-c < x < c, -d < y < d)$  имеем  $\eta_{mn} = \alpha_m \beta_n$ , где  $\alpha_m = \sin(p_m c)/(p_m a)$ ,  $\beta_n = \sin(q_n d)/(q_n b)$ , при  $p_m \neq 0$  и  $q_n \neq 0$ . Если  $p_m = 0$ , то  $\alpha_m = c/a$ , если  $q_n = 0$ , то  $\beta_n = d/b$ .

Подставляя представления (9), (10), (13) в равенства (11) и (12), выразим искомые амплитуды нормальных волн  $A_{mn}$ ,  $B_{mn}$  через единственную неизвестную величину  $U_{oo}$

$$A_{mn} = \delta_{mn} - i\omega \bar{Z}_{mn}^{(1)} \eta_{mn} U_{oo}, \quad (15)$$

$$B_{mn} = i\omega \bar{Z}_{mn}^{(2)} \eta_{mn} U_{oo}, \quad (16)$$

где  $\bar{Z}_{mn}^{(j)} = \rho_j c_j / \sqrt{1 - p_m^2/k_j^2 - q_n^2/k_j^2}$  - волновое сопротивление канала рассеяния с мультииндексом  $mn$  соответственно в верхнее ( $j = 1$ ) и нижнее ( $j = 2$ ) полупространства,  $\delta_{oo} = 1$ , при других значениях индексов  $\delta_{mn} = 0$ .

Значение смещения  $U_{oo}$  найдем удовлетворяя уравнению движения поршневого излучателя (2) при  $n = m = 0$ . С учетом соотношений (15) и (16) получим

$$U_{oo} = \frac{2\eta_{oo}}{i\omega Q_1}, \tag{17}$$

где введены обозначения:  $Q_1$  - суммарный импеданс системы,

$$Q_1 = Z_p + \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} (Z_{mn}^{(1)} + Z_{mn}^{(2)}), \tag{18}$$

$Z_p = -i\omega M(1 - \omega_0^2/\omega^2) + \delta$  - импеданс поршня,  $\omega_0 = \sqrt{N/M}$  - собственная частота поршня в вакууме,  $Z_{mn}^{(j)} = \eta_{mn}^2 \bar{Z}_{mn}^{(j)}$  - импеданс излучения вставленного в жесткий экран поршня в нормальную волну с мультииндексом  $mn$ , соответственно в верхнее полупространство ( $j = 1$ ) и нижнее полупространство ( $j = 2$ ).

При получении выражений для коэффициентов отражения и прохождения падающей плоской волны заменим ненормированные нормальные волны  $f_{mn}(x, y) \exp(\pm i\lambda_{mn}z)$  для верхнего полупространства на нормированные  $\varphi_{mn}(x, y) \exp(\pm i\lambda_{mn}z)$ , где  $\varphi_{mn}(x, y) = f_{mn}(x, y) \sqrt{\rho_1/\lambda_{mn}}$ . Соответственно для нижнего полупространства  $f_{mn}(x, y) \exp(\pm i\mu_{mn}z)$  заменим на  $\psi_{mn}(x, y) \exp(\pm i\mu_{mn}z)$ , где  $\psi_{mn}(x, y) = f_{mn}(x, y) \sqrt{\rho_2/\mu_{mn}}$ . Отметим, что при такой нормировке составляющие плотностей потоков энергии в направлении перпендикулярном к экрану у всех однородных нормальных волн одинаковы. Отметим, что при этом выполняется равенство  $\sum_n |r_n|^2 = 1$ , где суммирование распространяется на все значения  $n$  соответствующие однородным нормальным волнам, которое является следствием закона сохранения энергии. Это равенство в дальнейшем используется для контроля вычислений.

Используя формулу (17), а также ранее полученные соотношения (15) и (16), перепишем формулы (9) и (10) в виде

$$P_1(x, y, z) = \varphi_{oo}(x, y) e^{-i\lambda_{oo}z} + \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} r_{mn}^{(1)} \varphi_{mn}(x, y) e^{i\lambda_{mn}z}, \tag{19}$$

при  $z > 0$ ,

$$P_2(x, y, z) = \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} t_{mn}^{(1)} \psi_{mn}(x, y) e^{-i\mu_{mn} z}, \quad \text{при } z < 0, \quad (20)$$

где  $r_{mn}^{(1)}$  и  $t_{mn}^{(1)}$  — коэффициенты отражения и прохождения падающей волны в нормальную волну соответственно верхнего и нижнего полупространства с мультииндексом  $mn$

$$r_{mn}^{(1)} = \delta_{mn} - 2\sqrt{Z_{oo}^{(1)} Z_{mn}^{(1)}}/Q_1 \quad (21)$$

$$t_{mn}^{(1)} = 2\sqrt{Z_{oo}^{(1)} Z_{mn}^{(2)}}/Q_1.$$

Нормированное смещение  $U_{oo}^{(1)}$  поршневого излучателя вычисляется по формуле

$$U_{oo}^{(1)} = U_{oo}/u = 2\eta_{oo} Z_{oo}^{(1)}/Q_1.$$

Нормировка произведена на величину  $u$ , которая равна модулю проекции смещения в падающей волне на ось  $z$

$$u = \frac{1}{\rho\omega^2} \left| \frac{\partial P}{\partial z}(x, y, z) \right| = \frac{1}{\rho\omega^2} \lambda_{oo}.$$

2. Пусть в нижнем полупространстве отсутствует акустическая среда. Тогда положив в формулах (19) и (21) значение плотности акустической среды в нижнем полупространстве  $\rho_2$  равным нулю, получим для акустического давления  $P_1(x, y, z)$  в верхнем полупространстве представление вида (19). Коэффициент отражения плоской волны  $r_{mn}^{(2)}$  в этом случае вычисляется по формуле

$$r_{mn}^{(2)} = \delta_{mn} - 2\sqrt{Z_{oo}^{(1)} Z_{mn}^{(1)}}/Q_2,$$

где  $Q_2$  — суммарный импеданс системы,  $Q_2 = Z_p + \sum_{m, n=-\infty}^{+\infty} Z_{mn}^{(1)}$ .

Для нормированного смещения поршневого излучателя  $U_{oo}^{(2)}$  в этом случае имеем следующую формулу

$$U_{oo}^{(2)} = 2\eta_{oo} Z_{oo}^{(1)}/Q_2.$$

3. Рассмотрим решение плоской задачи (рис. 1, б). При этом будем считать, что все введенные ранее функции пространственных переменных не зависят, например, от переменной  $y$ .

Уравнение движения поршневых излучателей (2) имеет здесь вид

$$(N - i\omega\delta - M\omega^2)U_s = \int_{-h+2sa}^{h+2sa} (P_2(x, 0) - P_1(x, 0))dx, \quad (22)$$

где  $U_s$  - смещение  $s$ -го излучателя расположенного на отрезке  $[-h + 2sa, h + 2sa]$ ,  $2h$  - длина излучателя.

Колебания в верхней полуплоскости возбуждаются плоской акустической волной давления, набегающей на экран под углом  $\theta$  (рис. 1,б):  $P_0(x, z) = \exp(-ik_x x - ik_z z)$ , где  $k_x = k_1 \cos(\theta)$ ,  $k_z = k_1 \sin(\theta)$ .

Для решения поставленной задачи воспользуемся теоремой Флоке и сведем ее к задаче для одного периода:  $-a < x < a$ .

Решение задачи в полосе  $-a < x < a$ ,  $-\infty < z < +\infty$  получим в виде разложения по нормальным волнам

$$P_1(x, z) = \varphi_0(x)e^{-i\lambda_0 z} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} r_n^{(3)}\varphi_n(x)e^{i\lambda_n z}, \quad (23)$$

при  $z > 0$ ;

$$P_2(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} t_n^{(3)}\psi_n(x)e^{i\mu_n z}, \quad \text{при } z < 0.$$

Здесь:  $\varphi_n(x) = \sqrt{\rho_1/\lambda_n} f_n(x)$ ,  $\psi_n(x) = \sqrt{\rho_2/\mu_n} f_n(x)$ ,  $f_n(x) = e^{-ip_n x}$ ,  $p_n = (\phi + 2\pi n)/(2a)$ ,  $\lambda_n = \sqrt{k_1^2 - p_n^2}$ ,  $\mu_n = \sqrt{k_2^2 - p_n^2}$ ,  $r_{n0}^{(3)}$  и  $t_{n0}^{(3)}$  - коэффициенты отражения и прохождения падающей волны в  $n$ -ю нормальную волну верхнего и нижнего полупространства

$$r_{n0}^{(3)} = \delta_{n0} - 2\sqrt{Z_0^{(1)}Z_n^{(1)}}/Q_3, \quad (24)$$

$$t_{n0}^{(3)} = 2\sqrt{Z_0^{(1)}Z_n^{(2)}}/Q_3, \quad (25)$$

$$Q_3 = Z_p + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (V_n^{(1)} + V_n^{(2)}),$$

$Q_1^{(3)}$  - суммарный импеданс системы,  $Z_n^{(j)} = \eta_n^2 \rho_j c_j / \sqrt{1 - p_n^2/k_j^2}$  - импеданс излучения в  $n$ -ю нормальную волну верхнего полупространства ( $j = 1$ ) и нижнего полупространства ( $j = 2$ ) поршня, вставленного в жесткий экран,  $\eta_n$  - коэффициенты Фурье характеристической функции интервала  $(-a, a)$ ,  $\eta_n = \sin(p_n h)/(p_n a)$ , при  $p_n \neq 0$ , и  $\eta_n = h/a$ , при  $p_n = 0$ .



Нормированное смещение  $U_0^{(3)}$  поршневого излучателя вычисляется по формуле

$$U_0^{(3)} = U_0/v = 2\eta_0 Z_0^{(1)}/Q_3. \quad (26)$$

4. Пусть в нижнем полупространстве отсутствует акустическая среда, тогда, аналогично пространственному случаю, для акустического давления  $P_1(x, z)$  в верхнем полупространстве имеем представление (24). Только здесь для коэффициентов отражения  $r_{n0}^{(4)}$  и нормированного смещения поршневого излучателя  $U_0^{(4)}$  имеем следующие формулы

$$r_n^{(4)} = \delta_{n0} - 2\sqrt{Z_0^{(1)}Z_n^{(1)}}/Q_2, \quad (27)$$

$$U_0^{(4)} = 2\eta_0 Z_0^{(1)}/Q_4, \quad (28)$$

где суммарный импеданс системы  $Q_4 = Z_p + \sum_{n=0}^{+\infty} Z_n^{(1)}$ .

5. Спектр отраженных нормальных волн при облучении дифракционной решетки делится на неоднородные и однородные волны. Причем для неоднородных волн величины  $\lambda_{mn}$  и  $\mu_{mn}$  в пространственной задаче и  $\lambda_n$ ,  $\mu_n$  в плоской задаче чисто мнимые, а сами волны локализованы вблизи экрана. Для однородных волн эти величины вещественны, а волны представляют собой плоские волны распространяющиеся от экрана. Частоты на которых величины  $\lambda_{mn}$ ,  $\mu_{mn}$ ,  $\lambda_n$ ,  $\mu_n$  обращаются в нуль называются частотами зарождения однородных нормальных волн.

На частотах зарождения нормальных волн импедансы  $Z_{mn}^{(j)}$  для пространственной задачи и  $Z_n^{(j)}$  для плоской задачи обращаются в бесконечность, поэтому и суммарные импедансы  $Q_j$  также обращаются в бесконечность. Смещения поршневых излучателей в этом случае равны нулю и отражение падающей волны происходит как от сплошного жесткого экрана, при этом трансформации в другие нормальные волны не происходит и коэффициент отражения плоской волны равен единице.

На рис. 2 показано как определить число однородных волн, а также направления их распространения для плоской задачи (2,а) и пространственной задачи (2,б).

На рис. 2,а для плоской задачи на вспомогательной плоскости волновых векторов  $\vec{k} = (k_x, k_y)$  отложены точки  $M_j(\pi j/a, 0)$ ,  $j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Здесь же с центром в точке  $C(k_1 \cos(\theta), 0)$  проведена окружность радиуса  $k_1$ , а в нижней полуплоскости полуокружность радиуса  $k_2$ . На рисунке построения соответствуют случаю

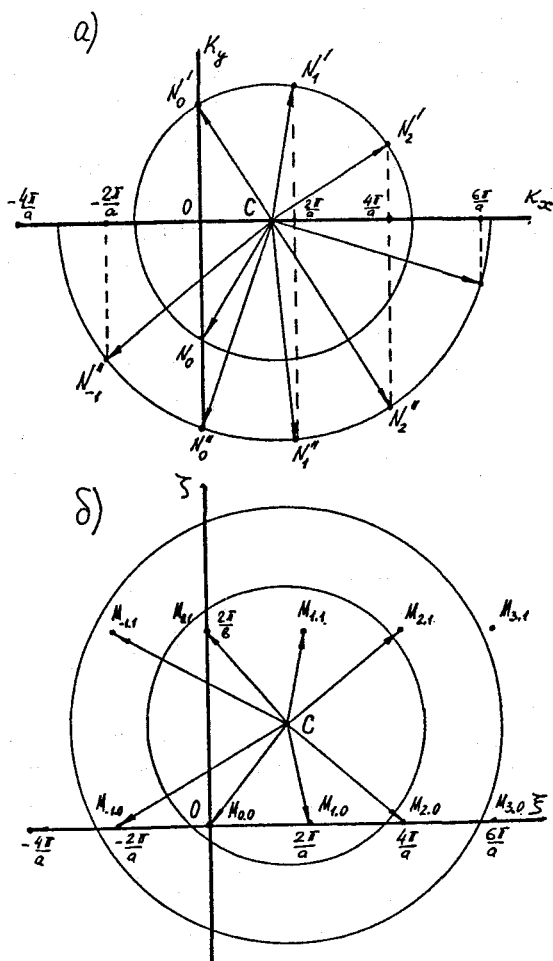


Рис. 2. К определению направлений рассеяния однородных волн на периодической системе поршневых излучателей в пространственной задаче (а), для плоской задачи (б).

$k_1 < k_2$ . Обозначим через  $N'$  и  $N''$  точки пересечения вертикальных прямых, проходящих через точки  $M_j$ , с окружностями. Тогда вектор  $\vec{CN}_0$  – волновой вектор плоской волны отраженной по законам геометрической оптики. Векторы  $\vec{CN}'_j$  и  $\vec{CN}''_j$  – это волновые векторы однородных нормальных волн соответственно отраженных в верхнее полупространство и прошедших в нижнее полупространство нормальных волн.

Аналогично можно построить волновые векторы нормальных волн для пространственной задачи, но роль окружностей будут играть сферы. Чтобы избежать трехмерных построений, ограничимся плоским рисунком, из которого видно число однородных нормальных волн рассеянных дифракционной решеткой и направления горизонтальных составляющих их волновых векторов.

На рис. 2,б на плоскости  $(\xi, \zeta)$  нанесены точки  $M_{mn}(\pi m/a, \pi n/b)$   $m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Здесь же проведены окружности радиусов  $k_1$  и  $k_2 (k_1 < k_2)$  с центром в точке  $C(k_x, k_y)$ . Тогда число точек  $M_{mn}$  попавших в первую и вторую окружность равно количеству однородных волн соответственно в верхнем и нижнем полупространствах. При этом векторы  $\vec{CM}_{mn}$ , лежащие в окружности радиуса  $k_1$ , представляют собой горизонтальные составляющие волновых векторов однородных нормальных волн верхнего полупространства, а векторы  $\vec{CM}_{mn}$  лежащие в окружности радиуса  $k_2$  являются аналогичными составляющими волновых векторов нормальных волн нижнего полупространства.

Длины вертикальных составляющих волновых векторов однородных нормальных волн для верхнего и нижнего полупространства определяются по формулам  $\sqrt{k_1^2 - |CM_{mn}|^2}$  и  $\sqrt{k_2^2 - |CM_{mn}|^2}$  соответственно.

Для исследования пространственных спектров нормальных волн при одностороннем контакте экрана с акустической средой на рис. 2,а и рис. 2,б следует оставить только по одной окружности радиуса  $k_1$ .

На основании полученных в п. 3 и п. 4 формул проводилось исследование зависимостей от параметров задач модуля коэффициентов отражения и прохождения плоской волны, а также амплитуд нормированных смещений излучателей.

Результаты численных расчетов по формулам (24)–(26) для плоской задачи при двухстороннем контакте экрана с одинаковыми акустическими средами показаны на рис. 3 и 4. Расчеты производились при следующих значениях безразмерных параметров  $M^* = M/(2\rho_1 a) = 1$ ;  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $\Omega_0 = \omega_0 a/c = 2,5$ .  $\Omega_0$  есть безразмерная собственная частота поршневого излучателя.

На рис. 3 показана зависимость от безразмерной частоты  $\Omega = k_1 a$  модуля коэффициентов отражения  $r_0^{(3)}$  при различных значениях скважины  $q = h/a$ . Угол падения плоской волны  $\theta = 45^\circ$ . Здесь же для одной скважины показана зависимость модуля коэффициента отражения  $r_1^{(3)}$  и амплитуды нормированного смещения  $U_0^{(3)}$  от частоты. Частота  $\Omega_1$  есть частота зарождения одно-

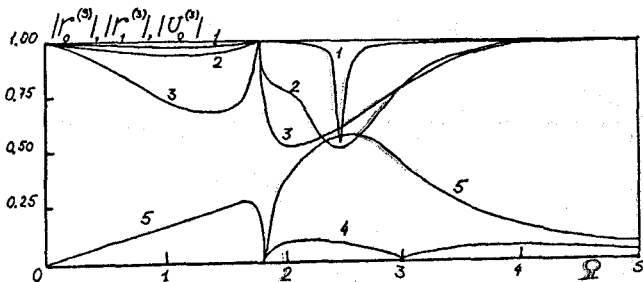


Рис. 3. Зависимости от безразмерной частоты  $\Omega$  величины  $|r_0^{(3)}|$  при скважинности  $q = 0,3; 0,6; 1,0$  (кривые 1, 2, 3), а также величины  $|r_0^{(3)}|$  и  $|U_0^{(3)}|$  при скважинности  $q = 0,6$  (кривые 4 и 5) при двухстороннем контакте экрана с акустической средой.

родной нормальной волны с номером один. На этой частоте импеданс  $Z_1^{(1)}$  обращается в бесконечность, смещение поршневых излучателей равно нулю и имеет место полное отражение плоской волны в верхнее полупространство. Вблизи резонансной частоты поршневого излучателя  $\Omega_0$  амплитуда смещения поршневого излучателя максимальна, а величина  $|r_{00}^{(3)}|$  имеет минимум. Отметим, что модуль коэффициента отражения стремится к единице при неограниченном увеличении частоты, ввиду неограниченного роста импеданса поршня.

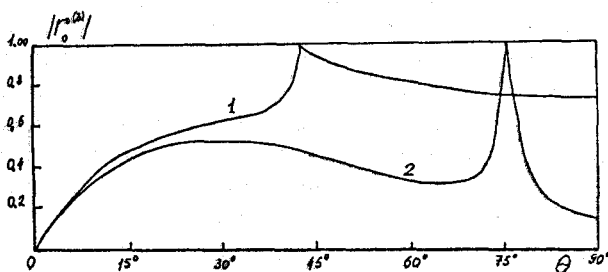


Рис. 4. Зависимость от угла падения плоской волны  $\theta$  величины  $|r_0^{(3)}|$  при значениях безразмерной частоты  $\Omega = 1,8$  (кривая 1) и  $\Omega = 2,5$  (кривая 2) при двухстороннем контакте экрана с акустической средой.

Зависимости коэффициента отражения плоской волны от угла

падения при различных значениях частоты приведены на рис. 4. При углах падения  $\theta_1$  и  $\theta_2$  на выбранных частотах происходит зарождение первой нормальной волны.

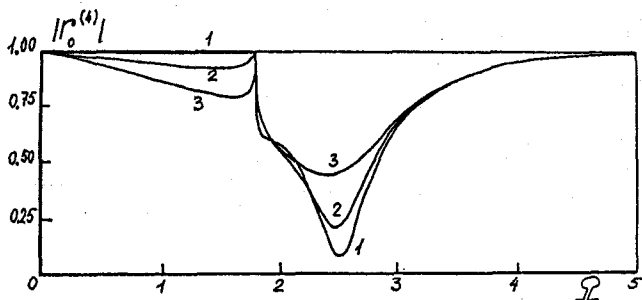


Рис. 5. Зависимости от безразмерной частоты  $\Omega$  величины  $|r_0^{(4)}|$  при различных значениях коэффициента затухания  $\delta^*$  ( $\delta^* = 0$  — кривая 1,  $\delta^* = 0,1$  — кривая 2,  $\delta^* = 1$  — кривая 3) при одностороннем контакте экрана с акустической средой.

Результаты расчетов по формулам (27)–(28) для плоской задачи при одностороннем контакте экрана с акустической средой показаны на рис. 5. Расчеты производились при тех же значениях безразмерных параметров  $\Omega_0$  и  $M^*$ , что и в предыдущем случае. Угол падения плоской волны  $\theta = 45^\circ$ . Здесь приведены зависимости от безразмерной частоты  $\Omega$  величины  $|r_0^{(4)}|$  при различных значениях безразмерного коэффициента затухания в поршневых излучателях  $\delta^* = \delta/(\rho_1 c_1)$ . На частотах вблизи резонансной частоты  $\Omega_0$  с увеличением коэффициента затухания модуль коэффициента отражения возрастает. Это объясняется уменьшением амплитуды колебаний поршня и, как следствие, уменьшением трансформации энергии в первую моду, что приводит к увеличению коэффициента отражения нулевой моды. Увеличение поглощения энергии из-за увеличения коэффициента затухания колебаний поршневого излучателя в данном случае не компенсирует полностью эффект перераспределения энергии. При отсутствии затухания ( $\delta^* = 0$ ) до частоты зарождения однородной нормальной волны с номером один  $|r_0^{(4)}| = 1$ . Это равенство выполняется в силу закона сохранения энергии, так как в этом диапазоне частот существует единственная однородная нормальная волна уходящая от экрана. На этих частотах введение затухания в поршневые излучатели ослабляет огражденную волну, поскольку эффект перераспределения энергии отсутствует.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. В. Стретт (Лорд Релей), *Теория звука*. М, ГИТТЛ, 1985.
2. В. Н. Тюлин, *Введение в теорию излучения и рассеяния звука*. М, Наука, 1976.
3. М. Д. Смартышев, *Направленность гидроакустических антенн*. Л, Судостроение, 1973.
4. Ю. Ю. Добровольский, *К определению параметров протяженных акустических антенн, состоящих из резонансных поршневых излучателей*. — *Акуст. ж.* 21 No. 4 (1975), 538–543.

Luk'yanov V. D., Nikitin G. L. Scattering of a plane acoustic wave on a periodical set of piston radiators placed in rigid screen.

The stationary scattering of a plane acoustic wave on periodical or on a doubly periodical set of piston radiators elastically connected with a rigid screen is studied. The screen separates two half-spaces which are filled by mediums with different acoustic properties. Considered model takes into account energy losses in elastic ties between the piston radiators and the rigid screen. The solution of problem when acoustic medium fill half-space just from one side of the screen is derived as the special case. The results of a numerical analysis of the reflection coefficients as functions of the incident wave frequency or of the angle of incidence of a plane acoustic wave for different values of parameters of the problem are presented.

Военный инженерный строительный  
институт

Поступило 10 сентября 1995 г.