АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XIX 1973 Вып. 5

УДК 534.26

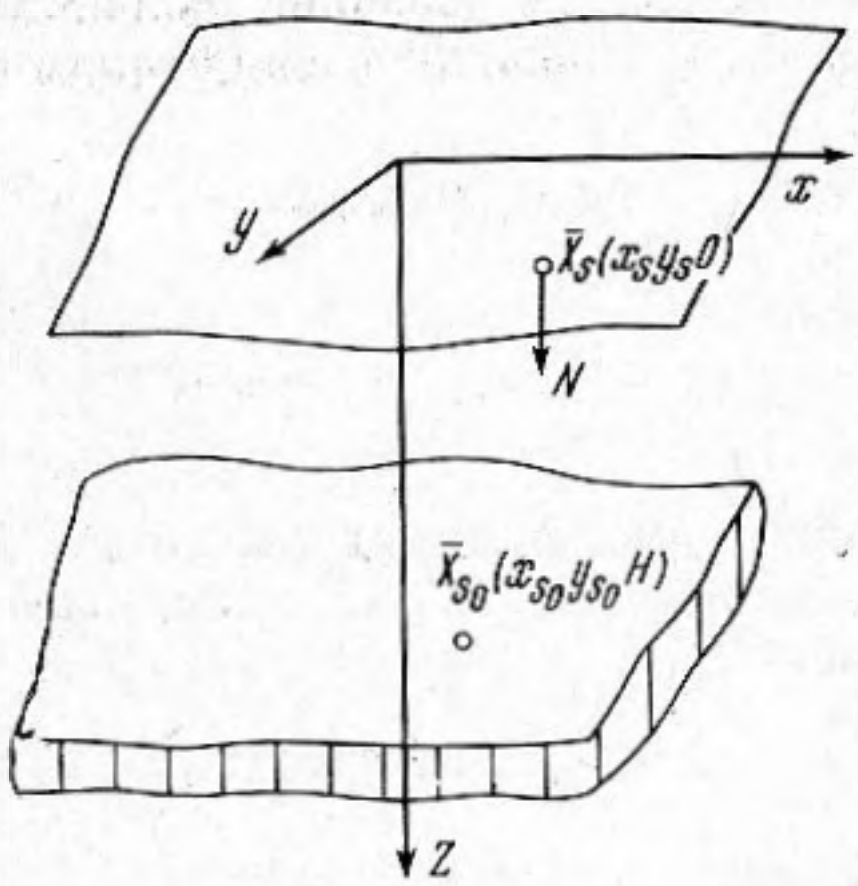
О ФУНКЦИЯХ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОРРЕЛЯЦИИ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ ТОНКОЙ ПЛАСТИНОЙ И ЭКРАНОМ, ОБЛАДАЮЩИМ ЛОКАЛЬНЫМ ИМПЕДАНЦЕМ

В. И. Клячкин, Р. А. Соколова

Решены прямая и обратная колебательные задачи применительно к модели, состоящей из бесконечной тонкой упругой пластины, среды и бесконечного экрана, обладающего локальным импеданцем. Пластина колеблется под воздействием изотропного или однородного случайного стационарного поля сил. При решении обратной задачи определены функции пространственной корреляции в одном из сечений, параллельных пластине, в терминах корреляционной функции в другом сечении.

Задачи исследования полей, излучаемых упругими конструкциями, находящимися под действием случайных усилий, обычно ставятся как задачи чисто динамические, в рамках которых по заданной системе сил определяются параметры поля. Такого рода задача для случая бесконечной пластины впервые исследована в работе Тамма и Бреховских [1]; решение задачи в общем интегральном виде осуществлено Лямшевым для оболочек произвольной конфигурации [2]. Наиболее детально исследовался в различных работах (см., например, [3–6]) случай цилиндрической геометрии.

Как правило, в подавляющем большинстве работ изучалось поле в зоне Фраунгофера; значительно реже исследовались корреляционные функции (см., например, работу [7]). Между тем в ряде случаев представляет интерес изучение статистической структуры ближнего поля излучения упругих конструкций. Установление связи между статистическими параметрами ближнего поля излучения и аналогичными характеристиками возмущающих конструкцию усилий (прямая задача теории дифракции) требует информации о вероятностной структуре поля сил.



Фиг. 1

Трудности получения в практических условиях информации о возмущающих силах и желательность тем не менее прогнозирования параметров поля порождают иную постановку задачи — определение функциональной связи корреляционных функций в различных областях пространства при заданных конструктивно-геометрических параметрах колебательной системы. Решение этой задачи (по существу — обратной задачи теории дифракции) позволит прогнозировать структуру корреляционной функции в некоторых точках по известной (измеренной) корреляционной функции в других точках. Эта программа ниже реализуется применительно к простей-

шему типу двухслойной упругой конструкции (типа сэндвич). В связи с этим рассмотрим модель, которая состоит из бесконечной тонкой пластины, совершающей колебания изгиба под воздействием случайного поля силы и экрана, обладающего локальным импеданцем. Пластина и экран расположены на расстоянии H относительно друг друга в среде с волновым сопротивлением ρc (фиг. 1).

Спектральные амплитуды звукового давления в пространстве между пластиной и экраном $P_a(\bar{x}_0, \omega)$ и вне этого пространства $P_b(\bar{x}, \omega)$ описываются уравнениями Гельмгольца:

$$\nabla^2_{\bar{x}_0} P_a(\bar{x}_0, \omega) + k^2 P_a(\bar{x}_0, \omega) = 0 \text{ и } \nabla^2_{\bar{x}} P_b(\bar{x}, \omega) + k^2 P_b(\bar{x}, \omega) = 0, \tag{1}$$

где $k = \omega / c$ — волновое число.

Спектральные амплитуды нормальных смещений пластины определяются уравнением

$$LW_n(\bar{x}_s, \omega) = F(\bar{x}_s, \omega) + P_a(\bar{x}_s, \omega) - P_b(\bar{x}_s, \omega), \tag{2}$$

где L — оператор изгибных колебаний тонкой пластины, $F(\bar{x}_s, \omega)$ — сторонние силы, воздействующие на пластину, $W_n(\bar{x}_s, \omega)$ — спектральные амплитуды нормальных смещений пластины. Граничные условия на пластине напишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial n_a} P_a(\bar{x}_0, \omega) = \frac{\partial}{\partial n_b} P_b(\bar{x}, \omega) = \rho\omega^2 W_n(\bar{x}_s, \omega) \tag{3}$$

(нормаль направлена внутрь соответствующего объема). На экране граничным условием будет

$$P_a(\bar{x}_{s_0}, \omega) - q \frac{\partial}{\partial n_a} P_a(\bar{x}_{s_0}, \omega) = 0, \tag{4}$$

где $q = Z_M / i\omega\rho$ и $Z_M(\omega)$ — механический импеданц экрана.

Совместное решение уравнений (1) и (2) с учетом граничных условий (3) и (4) приводит к следующим выражениям:

$$P_a(\bar{x}_0, \omega) = \rho\omega^2 \int_s F(\bar{x}_s', \omega) I_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s', \omega)\, d\bar{x}_s', \tag{5}$$

$$W_n(\bar{x}_s, \omega) = \int_s F(\bar{x}_s', \omega) V_n(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega)\, d\bar{x}_s'. \tag{6}$$

Переходная функция системы $I_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s', \omega)$ и функция Грина упругих колебаний $V_n(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega)$ могут быть получены решением интегральных уравнений:

$$V_n(\bar{x}_s, \bar{z}_s, \omega) = E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega) + \rho\omega^2 \int_s V_n(\bar{y}_s, \bar{z}_s, \omega) D_n(\bar{y}_s, \bar{x}_s, \omega)\, d\bar{y}_s,$$

$$I_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) = \varepsilon_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) + \rho\omega^2 \int_s I_a(\bar{x}_0, \bar{y}_s, \omega) D_n(\bar{y}_s, \bar{x}_s, \omega)\, d\bar{y}_s, \tag{7}$$

где $$D_n(\bar{y}_n, \bar{x}_s, \omega) = \int_s [G_a(\bar{y}_s, \bar{z}_s, \omega) + G_b(\bar{y}_s, \bar{z}_s, \omega)] E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega)\, d\bar{z}_s,$$

$$\varepsilon_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) = \int_s G_a(\bar{x}_0, \bar{y}_s, \omega) E_n(\bar{y}_s, \bar{x}_s, \omega)\, d\bar{y}_s,$$

$E_n(\bar{y}_s, \bar{x}_s, \omega)$ — функция Грина колебаний пластины в вакууме, $G_b(\bar{x}, \bar{y}_s, \omega)$ и $G_a(\bar{x}_0, \bar{y}_s, \omega)$ — функции Грина внешнего и внутреннего пространства рассматриваемой модели. Координаты с индексом s соответствуют пластине.

Определим теперь функции Грина и переходную функцию для рассматриваемой модели. Функция Грина $G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$[\nabla^2_{x_0} + k^2]\, G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) = -\delta(\bar{x}_0 - \bar{x}_s). \tag{8}$$

Выбираем для функции Грина G_a следующие граничные условия: $\partial G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) / \partial n_a = 0$ при $z = 0$ и $G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) - q\partial G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) / \partial n_a = 0$ при $z = H$. Разложив функцию Грина $G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega)$ и $\delta(\bar{x}_0 - \bar{x}_s)$ в интегралы Фурье и подставив эти разложения в уравнение (8), получим уравнение Штурма — Лиувилля

$$k_1\bar{G}_a + \frac{\partial^2 G_a}{\partial z_0^2} = -\delta(z_0 - z_s), \quad k_1 = (k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2)^{1/2}. \tag{9}$$

Для построения функции Грина выбираем два независимых решения уравнения (9): $y_1 = \cos k_1 z$ и $y_2 = \cos[(z - H)k_1 - \theta]$.

Первое решение удовлетворяет граничному условию при $z = 0$. Чтобы второе решение удовлетворяло второму граничному условию, необходимо, чтобы $-\theta = \operatorname{arc\,tg} 1 / k_1 q$. Тогда

$$G_a(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, z_s) = -\frac{1}{p(z_s)\Delta(y_1 y_2)} \times \begin{cases} y_1(z_0)\, y_2(z_s), & z_0 \leqslant z_s \\ y_1(z_s)\, y_2(z_0), & z_0 \geqslant z_s \end{cases}, \tag{10}$$

где $p(z_s) = 1$ и $\Delta(y_1 y_2) = k_1 \sin(k_1 H + \theta)$ — определитель Вронского.

Так как в нашем случае $z_0 \geqslant z_s$, то, используя второе решение (10), получим

$$G_a(\bar{x}_0, \bar{x}_s, \omega) = -\frac{1}{(2\pi)^2} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i(x_0 - x_s)\varkappa_1 + i(y_0 - y_s)\varkappa_2]}{\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}\, \sin(H\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2} + \theta)} \times$$

$$\times \cos[(z_0 - H)\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2} - \theta] \cos[z_s \sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}]\, d\varkappa_1\, d\varkappa_2.$$

Функцию Грина колебаний пластины в вакууме $E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega)$ определим из уравнения

$$\rho_s \omega^2 E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega) - D\nabla\nabla E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega) = -\delta(\bar{z}_s - \bar{x}_s), \tag{11}$$

где ρ_s — плотность пластины, D — цилиндрическая жесткость пластины. Решая уравнение (11) методом интеграла Фурье, получим

$$E_n(\bar{z}_s, \bar{x}_s, \omega) = \frac{1}{D(2\pi)^2} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i(x_3 - x_4)\varkappa_1 + i(y_3 - y_4)\varkappa_2]}{k_s^4 - (\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2)^2}\, d\varkappa_1\, d\varkappa_2,$$

где k_s — волновое число изгибных колебаний пластины.

Решая уравнение Гельмгольца для функции Грина $G_в(\bar{y}_s, \bar{z}_s, \omega)$ при выполнении граничных условий Неймана на пластине и условия излучения на бесконечности и учитывая, что источник расположен на поверхности пластины, получим

$$G_b(\bar{y}_s, \bar{x}_s, \omega) = \frac{i}{(2\pi)^2} \iint\limits_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[i\varkappa_1(x_3 - x_4) + i\varkappa_2(y_3 - y_4)]}{\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}}\, d\varkappa_1\, d\varkappa_2.$$

Разлагая функции Грина E_n, G_a, $G_в$ в интегралы Фурье и используя интегральные уравнения (7) определяем трансформанты Фурье переходной

функции $\bar{I}_a$ и функцию Грина колебаний пластины $\bar{V}_n$

$$\bar{I}_n(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega) = \frac{\cos[(z_0 - H)\times}{D[k_s^4 - (\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2)^2](k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2)^{1/2}\sin[H\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2} + \theta] -}$$

$$\frac{\times\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2} - \theta]}{-(2\pi)^2\rho\omega^2\exp\{-i[H\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2} + \theta]\}}; \tag{12}$$

$$-\theta = \operatorname{arctg}\frac{\omega\rho}{|z_M|\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}}$$

$$\bar{V}_n(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega) =$$

$$= -\frac{\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}}{D\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}[k_s^4 - (\varkappa_1^2 + \varkappa_2^2)^2] + (2\pi)^2\rho\omega^2[\operatorname{ctg}(H\sqrt{k^2 - \varkappa_1^2 - \varkappa_2^2}) - i]}. \tag{13}$$

Таким образом, при наличии информации о параметрах поля сил, полученные выражения (5), (6), (12), (13) определяют параметры поля давлений в пространстве между пластиной и экраном и поле вибраций пластины. Определим теперь параметры поля давлений в том случае, когда известны функции пространственной корреляции поля давлений в одном из сечений, параллельных пластине, или параметры поля вибраций на пластине. Используя выражение (5), составим корреляционную функцию спектральных амплитуд давлений в точках $\bar{x}_0$, $\bar{x}_0'$.

$$\psi(\bar{x}_0, \bar{x}_0', \omega) = M[P_a(\bar{x}_0, \omega)P_a^*(\bar{x}_0', \omega)] = \rho^2\omega^4 \iint_s \varphi(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega)\cdot$$

$$\cdot I_a(\bar{x}_s, \bar{x}_0, \omega)I_a^*(\bar{x}_s', \bar{x}_0', \omega)\,d\bar{x}_s\,d\bar{x}_s'. \tag{14}$$

Определим из этого интегрального уравнения функцию пространственной корреляции эквивалентного поля сил $\varphi(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega) = M[F(\bar{x}_s, \omega)F^*(\bar{x}_s', \omega)]$, под воздействием которого в зазоре пластина — экран возникает известная нам функция пространственной корреляции поля давлений. Будем рассматривать однородные поля сил и давлений, т. е. поля, для которых

$$\psi(\bar{x}_0, \bar{x}_0', \omega) = f(\omega, \bar{x}_0 - \bar{x}_0') \text{ и } \varphi(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega) = f_1(\omega, \bar{x}_s - \bar{x}_s').$$

Подставляя разложения функций $I_a(\bar{x}_s, \bar{x}_0, \omega)$, $I_a^*(\bar{x}_s, \bar{x}_0', \omega)$, $\varphi(\bar{x}_s, \bar{x}_s', \omega)$, $\psi(\bar{x}_0, \bar{x}_0', \omega)$ в интеграл Фурье по переменным x, y и интегрируя, получим

$$\iint_{-\infty}^{+\infty}\bar{\psi}(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\exp[i\varkappa_1(x_1 - x_2) + i\varkappa_2(y_1 - y_2)]\,d\varkappa_1\,d\varkappa_2 =$$

$$= \rho^2\omega^4(2\pi)^4\iint_{-\infty}^{+\infty}\bar{\varphi}(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)\bar{I}_a(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\cdot \tag{15}$$

$$\cdot\exp[i\varkappa_1(x_1 - x_2) + i\varkappa_2(y_1 - y_2)]\,d\varkappa_1\,d\varkappa_2.$$

Из этого выражения мы получаем связь между пространственными спектрами функций корреляции поля давлений, поля сил и трансформантами Фурье переходных функций

$$\psi(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega) = (2\pi)^2\rho^2\omega^4\bar{\varphi}(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)\bar{I}_a(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega). \tag{16}$$

Пусть выражение (16) написано для условий, в которых нам известна функция пространственной корреляции. Тогда для других условий, при

которых мы хотим определить функцию корреляции, справедливо соотно шение

$$\bar{\psi}'(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega) = (2\pi)^2\rho^2\omega^4\bar{\varphi}'(\varkappa_2, \varkappa_2, \omega)\bar{I}_a'(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\bar{I}_a'^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega). \quad (17)$$

Из выражений (16) и (17) мы получаем связь между трансформантами Фурье функций пространственной корреляции, измеренной в одних условиях (переходные функции $I_a'(\bar{x}_1, \bar{x}_1', \omega)$) и определяемой для других условий (переходные функции $I_a'(\bar{x}_0, \bar{x}_0', \omega)$) при одних и тех же силах, возбуждающих пластину, т. е. при условии $\bar{\varphi}(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega) = \bar{\varphi}'(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)$:

$$\bar{\psi}'(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega) = \bar{\psi}(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega)\frac{\bar{I}_a(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)}{\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z_0, \omega)}. \quad (18)$$

Используя выражение (6), составляя корреляционную функцию нормальных составляющих ускорений вибраций и совершая преобразования, аналогичные описанным выше, получим связь между трансформантами Фурье функций пространственной корреляции поля давлений и нормальных составляющих ускорений поля вибраций

$$\bar{\psi}'(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega) = \bar{\eta}(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)\rho\frac{\bar{I}_a(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa_1, \varkappa_2, z, \omega)}{\bar{V}_n(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)\bar{V}_n^*(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)}, \quad (19)$$

где $\bar{\eta}(\varkappa_1, \varkappa_2, \omega)$ — трансформанта Фурье известной или измеренной функции пространственной корреляции нормальных составляющих ускорений поля вибраций пластины. Совершив обратное преобразование Фурье выражений (18) и (19), можно получить искомую функцию пространственной корреляции спектральных амплитуд однородного поля давлений.

Укажем, что условия существования решения интегрального уравнения (14), его единственности и корректности предполагаются выполненными [8, 9].

Для изотропного поля давлений в полярной системе координат [10]

$$\bar{\psi}(\varkappa, z_0, \omega) = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty \psi(|\bar{\rho}|, z_0, \omega)J_0(\rho\varkappa)\rho d\rho \quad (20)$$

Записывая выражение (12) в полярной системе координат, подставляя выражение (20) в формулу (16) и совершая обратное преобразование Фурье функции $\psi'(\varkappa, z, \omega)$, получим следующее соотношение для определения искомой функции корреляции:

$$\psi'(\bar{x}_0, \bar{x}_0', \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi(|\bar{\rho}|, z_0, \omega)J_0(\varkappa\rho)J_0(\varkappa r)\frac{\bar{I}_a(\varkappa, z, \omega)\bar{I}_a^*(\varkappa, z, \omega)}{\bar{I}_a'(\varkappa, z_0, \omega)\bar{I}_a'^*(\varkappa, z_0, \omega)}\rho\varkappa\, d\rho\, d\varkappa, \quad (21)$$

где $r = [(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2]^{1/2}$.

Функцию $\psi(|\bar{\rho}|, z_0, \omega)$ разлагаем в ряд Фурье — Бесселя в интервале изменения $0 < \rho < l$, положив при $\rho > l$, $\psi(|\bar{\rho}|, z_0, \omega) = 0$, т. е. представляем как $\psi(\rho) = \sum_1^\infty C_n J_0(\lambda_n\rho|l)$, где λ_n — корни функции $J_0(\rho)$ и

$$C_n = 2/e^2 J_1^2(\lambda_n)\int_0^\infty \rho\psi(\rho)J_0(\lambda_n\rho/l)\,d\rho.$$

Подставляя написанный выше ряд в выражение (21) и интегрируя полученное выражение по ρ и $\varkappa$, мы получим функцию корреляции для изотропного случайного поля давлений в сечении z при расстоянии между

пластиной и экраном H_1, при механическом импеданце экрана z_{M_1}, если известна функция корреляции в сечении z_0 в терминах коэффициентов C_n ряда Фурье — Бесселя, при расстоянии между пластиной и экраном H и импеданце экрана, равном z_M:

$$\psi'(r, z, z_{M_1}, H_1, \omega) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n J_0(\lambda_n r/l) \frac{\cos^2[\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}(H_1 - z) - \theta_1]}{\cos^2[\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}(H - z_0) - \theta]} \cdot$$

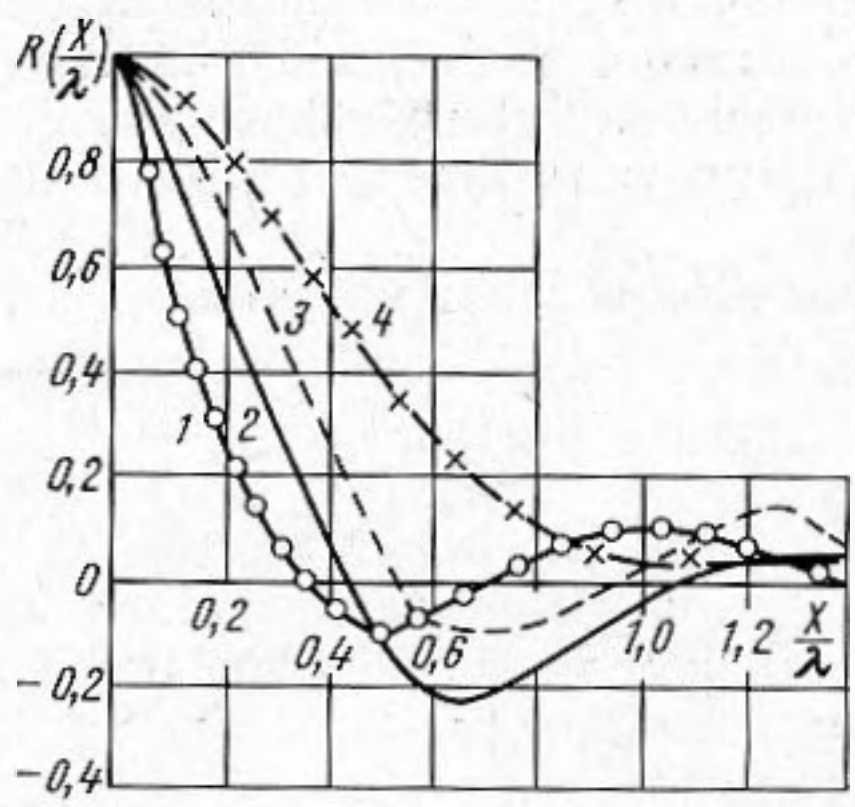
$$\cdot \frac{\{D^2(k_s^4-(\lambda_n/l)^4][k^2-(\lambda_n/l)^2]\sin^2[H\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}-\theta]+(2\pi)^4(\rho\omega^2)^2-}{\{D^2[k_s^4-(\lambda_n/l)^4][k^2-(\lambda_n/l)^2]\sin^2[H_1\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}-\theta_1+(2\pi)^4(\rho\omega^2)^2-}$$

$$\frac{-[k_s^4-(\lambda_n/l)^4][k^2-(\lambda_n/l)^2]^{1/2}\rho\omega^2\cos[H\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}+\theta]\}}{-[k_s^4-(\lambda_n/l)^4][k^2-(\lambda_n/l)^2]^{1/2}\rho\omega^2\cos[H_1\sqrt{k^2-(\lambda_n/l)^2}+\theta_1]\}}, \qquad (22)$$

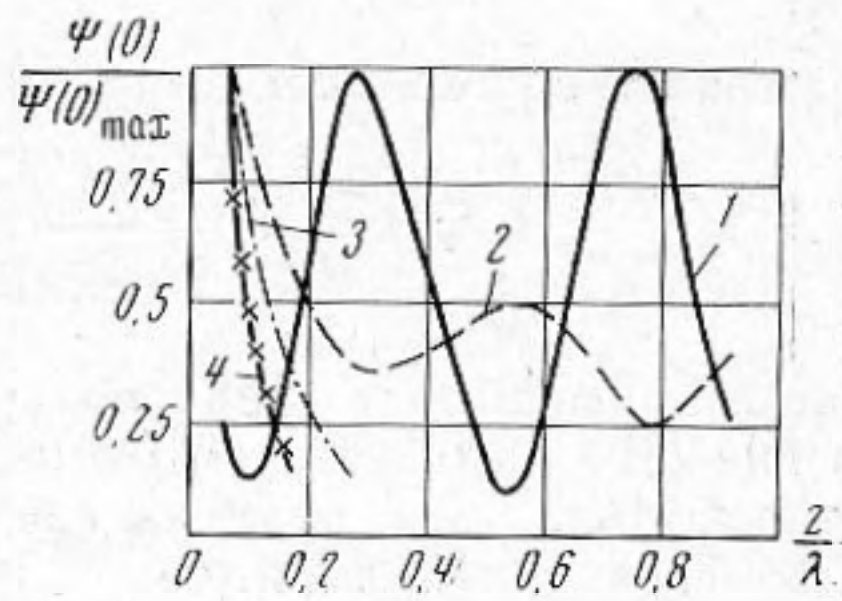
где $\theta = -\operatorname{arc\,tg} i\omega\rho / z_M[k^2-(\lambda_n/l)^2]^{1/2}$, $\theta_1 = -\operatorname{arc\,tg} i\omega\rho / z_{M_1}\cdot[k^2-(\lambda_n/l)^2]^{1/2}$.

Соотношение (22) значительно упрощается, когда пересчет функций корреляции осуществляется при одном и том же расстоянии между пластиной и экраном и при неизменном импеданце экрана, т. е. при выполнении условий $H = H_1$ и $z_M = z_{M_1}$.

Аналогичные выражения могут быть написаны для изотропных полей при пересчете функции пространственной корреляции нормальных состав-



Фиг. 2



Фиг. 3

ляющих ускорений поля вибраций к функциям корреляции поля давлений если произвести преобразования, подобные приведенным выше, для поля вибраций и воспользоваться соотношениями (13) и (19). Анализ показывает, что интегралы (18) и (19) и ряд (22) сходятся при выполнении условия $H_1 - z < H - z_0$.

По формуле (22) были произведены численные расчеты функции пространственной корреляции в различных сечениях системы пластина — экран по известной в сечении $z_0 = 0{,}047\lambda$ функции корреляции поля давлений. Расчеты были проведены для пластины толщиной $0{,}005\lambda$ с плотностью 7,8 *г/см*³ и для среды с $\rho c = 10^5$ *г/см²·сек*. Изменялись заданные функции корреляции, импеданц экрана и волновой размер промежутка пластина — экран.

Результаты этих расчетов можно резюмировать следующим образом. При расположении исследуемого сечения вне зоны неоднородных волн пластины радиус пространственной корреляции (положение первого нуля

функции корреляции) и интенсивность спектральных амплитуд поля давлений осциллируют с удалением этого сечения от пластины. Для абсолютно мягкого и абсолютно жесткого экранов ширина зон осцилляций составляет $0{,}5\lambda$, глубина осцилляций определяется характером сил, действующих на пластину, и волновым поперечным размером пластина — экран. Зоны максимальной интенсивности и минимального радиуса корреляции при наличии абсолютно жесткого экрана соответствуют зонам минимальной интенсивности и максимального радиуса корреляции при наличии абсолютно мягкого экрана. Для импеданцного экрана как ширина зон осцилляций параметров поля давлений, так и глубина этих осцилляций зависят от импеданца экрана. Зоны максимальной интенсивности поля давлений соответствуют зонам минимального радиуса корреляции. С увеличением радиуса корреляции уменьшается уровень осцилляций функции корреляции за пределами первого нуля этой функции и наоборот.

На абсолютно жестком экране коэффициент пространственной корреляции соответствует коэффициенту корреляции эквивалентного поля сил, определенного по известному коэффициенту корреляции поля давлений, и не зависит от положения исследуемого сечения относительно пластины. Функции корреляции на импеданцном экране определяются импеданцем этого экрана. При малых волновых поперечных размерах зазора пластина — экран функция пространственной корреляции изменяется незначительно. При $|z_м| \ll \rho c$ и $|z_м| \gg \rho c$, где $z_м$ — механический импеданц экрана, параметры поля давлений практически совпадают с параметрами поля при наличии абсолютно мягкого и абсолютно жесткого экранов соответственно. При $|z_м| > \rho c$ поле давлений в зазоре зависит от отношения $\rho c / |z_м|$ и от характера импеданца (упругий, инерционный, активный). В качестве иллюстрации описанных выше зависимостей приведены результаты численных расчетов на фиг. 2, 3.

На фиг. 2 приведена зависимость коэффициента корреляции от положения исследуемого сечения относительно пластины. Кривая *1* — заданный коэффициент корреляции, кривые *2—4* — пересчитанный коэффициент корреляции в сечении $z = 0{,}18\lambda$, $0{,}56\lambda$ и $0{,}84\lambda$ соответственно. Указанные данные приведены для $H = H_1 = 0{,}84$ и $z_м = z_{м_1} = i \cdot 10^5$; $-i \cdot 10^5$; $10^3 \div 10^5$ *г/см²·сек.*

На фиг. 3 приведена зависимость пересчитанной интенсивности поля давлений от расстояния до пластины. В сечении $z_0 = 0{,}047\lambda$ задана единичная интенсивность поля давлений. Кривая *1* соответствует абсолютно жесткому экрану при $H = H_1 = 0{,}84\lambda$; кривые *2—4* — инерционному, упругому и активному импеданцам экрана ($|z_м| = |z_{м_1}| = 10^5$ *г/см²·сек*; $H = 0{,}84\lambda$, $0{,}28\lambda$, $0{,}18\lambda$ соответственно). Приведенные результаты свидетельствуют об изменении характера осцилляций параметров поля давлений при удалении исследуемого сечения от экрана. Численный пересчет функций пространственной корреляции производился также для функции корреляции заданной в зоне неоднородных волн пластины. При этом были получены результаты, подтверждающие известные ранее закономерности: увеличение радиуса корреляции и уменьшение интенсивности при удалении исследуемого сечения от пластины.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Тамм, Л. М. Бреховских. О вынужденных колебаниях бесконечной пластины, соприкасающейся с жидкостью. ЖТФ, 1946, **16**, 879.
2. Л. М. Лямшев. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
3. Л. М. Лямшев. Дифракция звука на бесконечной и тонкой упругой цилиндрической оболочке. Акуст. ж., 1958, **4**, 2, 161—167.
4. Л. М. Лямшев. Дифракция звука на тонкой ограниченной цилиндрической оболочке. Докл. АН СССР, 1957, **115**, 2, 271—274.
5. Л. М. Лямшев. Рассеяние звука упругими цилиндрами. Акуст. ж., 1959, **5**, 1, 58—64.

6. В. А. Пальмов, В. А. Пупырев. Вынужденные колебания цилиндрической оболочки с акустической средой при широкополосной и высокочастотной случайной нагрузке. Тр. Ленингр. политехн. ин-та им. М. И. Калинина, № 259. Л., «Машиностроение», 1967.
7. Д. Д. Плахов. Корреляционные соотношения в звуковом поле бесконечной пластины при воздействии случайных флуктуаций давления. Акуст. ж., 1968, 14, 2, 298—300.
8. Я. И. Хургин, В. П. Яковлев. Методы теории целых функций в радиофизике, теории связи и оптике. М., Физматгиз, 1962.
9. В. В. Ольшевский. Определение пространственного распределения источников по статистическим характеристикам поля, создаваемого ими. I Всес. симпоз. Методы представления и аппаратурный анализ случайных процессов и полей. Сб. докл. Изд. Новосибирск. гос. ин-та мер и измерительных приборов. Новосибирское областное правление Всесоюзн. научно-технического общества радиотехники и электросвязи им. А. С. Попова, т. 1, 1968, 64—70.
10. С. М. Рытов. Введение в статистическую радиофизику. М., «Наука», 1966.

Поступила
5 сентября 1969 г.