

УДК 534.28

**МОДОВОЕ ОПИСАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ  
АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ВОЛНОВОДЕ СО СТАТИСТИЧЕСКИ  
НЕРОВНОЙ СТЕНКОЙ**

*Л. С. Долин, А. Г. Нечаев*

Получена система уравнений для функций корреляции амплитуд нормальных мод акустического поля, распространяющегося в волноводе со случайными крупномасштабными шероховатостями на стенке, решение которой описывает интерференционную структуру поля

При расчете статистических моментов акустического поля в волноводе со стенкой, имеющей случайные неровности, в той или иной степени используются приближения, которые приводят к полной [1] или частичной [2, 3] потере информации об интерференционной структуре поля. Целью настоящей работы является вывод уравнений для взаимных и автокорреляционных функций комплексных амплитуд нормальных волн шероховатого волновода, описывающих многократное рассеяние поля с учетом интерференции мод. Методика вывода уравнений аналогична той, которая использовалась в [4] при получении уравнения для функции поперечной корреляции лучевой амплитуды волнового пучка, распространяющегося в слабонеоднородной среде с крупномасштабными флуктуациями диэлектрической проницаемости

Рассмотрим акустический волновод, образованный абсолютно мягкой статистически неровной поверхностью  $z = \zeta(x, y)$  ( $x, y, z$  — декартова система координат,  $\zeta(x, y)$  — случайная центрированная статистически однородная и изотропная функция) и абсолютно твердой плоскостью  $z = D$ . Полагаем, что скорость звука  $c = c(z)$  в общем случае изменяется с глубиной. Монохроматическое поле  $\Phi(x, y, z)e^{i\omega t}$  в области, где нет источников, удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta\Phi(x, y, z) + (\omega^2/c^2(z))\Phi(x, y, z) = 0 \tag{1}$$

и граничным условиям

$$\partial\Phi(x, y, z)/\partial z|_{z=D} = 0; \tag{2a}$$

$$\Phi(x, y, z)|_{z=\zeta(x, y)} = 0. \tag{2б}$$

Считая неровности пологими и малыми по сравнению с длиной волны звука, вместо точного граничного условия (2б) будем использовать эффективное граничное условие на средней плоскости  $z = 0$  [1, 5, 6]:

$$\left[ \Phi(x, y, z) + \zeta(x, y) \frac{\partial\Phi(x, y, z)}{\partial z} \right]_{z=0} = 0. \tag{2в}$$

Решение уравнения (1) приближенно представим в виде суммы неза-  
тухающих нормальных волн регулярного волновода [1, 7]:

$$\Phi(x, y, z) = \sum_{n=1}^N \varphi_n(z) \Phi_n(x, y), \quad (3)$$

где  $\varphi_n(z)$  — ортонормированная система собственных функций  $(\int_0^D \varphi_n(z) \varphi_m(z) dz = \delta_{nm})$  оператора Штурма — Лиувилля  $(d^2/dz^2 + \omega^2/c^2(z))$ , соответствующая спектру собственных чисел  $h_n$  и удовлетворяющая граничным условиям  $\varphi_n(0) = 0, d\varphi_n(D)/dz = 0, N$  — максимальный номер распространяющейся моды (которой соответствует минимальное вещественное значение  $h_N$ ). Наша задача будет заключаться в получении уравнений для моментов второго порядка функций  $\Phi_n(x, y)$  для случая, когда поле  $\Phi(x, y, z)$  в плоскости  $z = \text{const}$  имеет вид волнового пучка конечной ширины.

Считая для определенности, что пучок распространяется в направлении оси  $x$ , представим  $\Phi_n(x, y)$  в виде

$$\Phi_n(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk \Psi_n(x, k) \exp[-iky - i(h_n - k^2/2h_n)x], \quad (4)$$

где функции  $\Psi_n(x, k)$  плавно меняются по координате  $x$  и не равны нулю только в области значений  $|k| \leq k_{\text{max}} \ll h_N$ . Выражения (3), (4) являются обобщением модового представления двумерного поля в плоском волноводе с одномерными (цилиндрическими) шероховатостями (см. [1]) на случай трехмерного поля в плоском волноводе с двумерными шероховатостями. Возможность представления  $\Phi(x, y, z)$  в форме (3), (4) ограничивается условиями

$$\sqrt{\langle \zeta^2 \rangle} \ll \Lambda_n, \lambda_n; \quad (5a)$$

$$\lambda_n \ll \rho_0, \quad (5b)$$

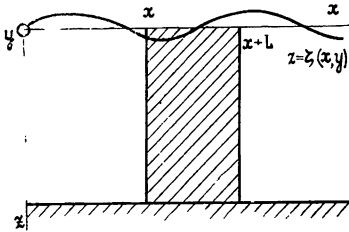


Рис. 1. Схематическое изображение волновода в плоскости  $y = \text{const}$ . Заштрихованная область обозначает выделенный слой.

где  $\lambda_n = 2\pi/h_n, \Lambda_n \sim 2\pi(\omega^2/c^2 - h_n^2)^{-1/2}$  — характерный масштаб изменения поля  $n$ -й моды по вертикали,  $\rho_0$  — радиус корреляции шероховатостей. Условия (5a), (5b) обеспечи-

вают плавность изменения функций  $\Psi_n(x, k)$  по координате  $x$ , условие (5b) дает также возможность пренебречь обратным рассеянием на неоднородностях рельефа поверхности.

Чтобы найти интересующие нас уравнения, выделим в волноводе слой, перпендикулярный оси  $x$  (как показано на рис. 1), толщина которого  $L$  велика по сравнению с радиусом корреляции шероховатостей  $\rho_0$ , но мала по сравнению с масштабом затухания среднего поля. Применяя к (3) и вспомогательному полю  $F(x, y, z) = \varphi_m(z) \exp[ik_0 y + i(h_n - k_0^2/2h_n)x]$  теореме Грина и учитывая (1), имеем

$$\iint_S \left( \Phi \frac{\partial F}{\partial n} - F \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) dS = \iiint_V (\Phi \Delta F - F \Delta \Phi) dV = 0, \quad (6)$$

где  $S$  — поверхность, ограничивающая выделенный слой. Пользуясь конечностью ширины пучка, интегралы по плоскостям  $y = \pm \infty$  положим равными нулю, после чего из (6), (2a) и (2b) получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^D dz \left[ \left( \Phi \frac{\partial F}{\partial x} - F \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{x+L} - \left( \Phi \frac{\partial F}{\partial x} - F \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_x \right] =$$

$$= - \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_x^{x+L} dx' \xi(x', y) \left[ \frac{\partial F(x', y, z)}{\partial z} \frac{\partial \Phi(x', y, z)}{\partial z} \right]_{z=0}. \quad (7)$$

Разложим каждую из функций  $\Psi_n(\xi, k)$  ( $x \leq \xi \leq x+L$ ) в ряд по степеням кратности рассеяния:

$$\Psi_n(\xi, k) = \Psi_n(x, k) + \Psi_n^{(1)}(\xi, k) + \Psi_n^{(2)}(\xi, k) + \dots \quad (8)$$

Подставим (8) в (7) и, пренебрегая производными  $\Psi_n(x, k)$  по  $x$ , приравняем члены одинакового порядка малости. В результате с точностью до квадратичных (по высоте неровностей) членов получим

$$\Psi_n(x+L, k) - \Psi_n(x, k) = \sum_{m=1}^N \sqrt{\frac{h_m}{h_n}} \int_{-\infty}^{\infty} dk' T_{mn}(k', k) \times \quad (9)$$

$$\times \Psi_m(x, k') \exp[-i(h_m - h_n - k'^2/2h_m + k^2/2h_n)x];$$

$$T_{mn}(k, k_1) = -\frac{1}{4\pi} \frac{d\varphi_n(0)}{dz} \frac{d\varphi_m(0)}{dz} \frac{1}{\sqrt{h_n h_m}} \times$$

$$\times \left\{ i \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^L d\xi \xi(x+\xi, y) \exp \left[ -i(k-k_1)y - i(h_n - h_m - \frac{k^2}{2h_n} + \frac{k_1^2}{2h_m})x \right] + \frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^N \frac{1}{h_l} \left( \frac{d\varphi_l(0)}{dz} \right)^2 \times \quad (10)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dk' \iint_{-\infty}^{\infty} dy' dy \int_0^L dx' \int_0^x d\xi \xi(x'+x, y') \xi(x+\xi, y) \times \\ \times \exp \left[ -i(k'-k_1)y' - i(k-k')y - i(h_l - h_m + k_1^2/2h_m - k'^2/2h_l)x - i(h_n - h_l + k'^2/2h_l - k^2/2h_n)\xi \right] \Big\}.$$

В отсутствие обратного рассеяния, когда падающее на выделенный слой поле (3), (4) некоррелировано с шероховатостями в слое, справедливы равенства

$$\langle T_{mn} \Psi_m \rangle = \langle T_{mn} \rangle \langle \Psi_m \rangle, \quad (11)$$

$$\langle T_{mn} T_{\mu\nu}^* \Psi_m \Psi_\nu^* \rangle = \langle T_{mn} T_{\mu\nu}^* \rangle \langle \Psi_m \Psi_\nu^* \rangle.$$

Используя (9), (11), можно найти уравнения, которые связывают значения функций

$$B_{nv}(x, k_1, k_2) = \sqrt{h_n h_v} \langle \Psi_n(x, k_1) \Psi_\nu^*(x, k_2) \rangle \times \quad (12)$$

$$\times \exp[-i(h_n - h_v - k_1^2/2h_n + k_2^2/2h_v)x]$$

на входе и выходе выделенного слоя:

$$B_{nv}(x+L, k_1, k_2) \exp[i(h_n - h_v - k_1^2/2h_n + k_2^2/2h_v)L] - \\ - B_{nv}(x, k_1, k_2) = \sum_{m=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dk' [\langle T_{mn}(k', k_1) \rangle \times \quad (13)$$

$$\times B_{mv}(x, k', k_2) + \langle T_{mv}^*(k'', k_2) \rangle B_{nm}(x, k_1, k'')] +$$

$$+ \sum_{m, \mu=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dk' dk'' \langle T_{mn}(k', k_1) T_{\mu\nu}^*(k'', k_2) \rangle B_{m\mu}(x, k', k'').$$

Предположим, что для всех номеров мод  $n$  и  $m$  выполнено условие

$$l_{mn} \sim 1/|h_m - h_n| \gg L. \quad (14a)$$

Так как  $|h_n - h_m + h_\nu - h_\mu| \leq |h_n - h_m| + |h_\nu - h_\mu|$ , то из (14a) автоматически следует неравенство

$$1/|h_n - h_m + h_\nu - h_\mu| \gg L. \quad (14б)$$

Из (10), (14a), (14б) при условии  $l_{nm} \gg 1/k_{\max}$  находим

$$\langle T_{mn}(k_1, k) \rangle = -N_n^m \delta(k - k_1) L; \quad (15a)$$

$$\begin{aligned} \langle T_{mn}(k', k_1) T_{\mu\nu}^*(k'', k_2) \rangle &= M_{n\nu}^{m\mu} \left( \begin{matrix} k', k'' \\ k_1, k_2 \end{matrix} \right) \times \\ &\times \delta(k' - k'' - k_1 + k_2) L, \end{aligned} \quad (15б)$$

где

$$\begin{aligned} M_{n\nu}^{m\mu} \left( \begin{matrix} k', k'' \\ k_1, k_2 \end{matrix} \right) &= \frac{1}{8\pi} \frac{d\varphi_n(0)}{dz} \frac{d\varphi_m(0)}{dz} \frac{d\varphi_\nu(0)}{dz} \frac{d\varphi_\mu(0)}{dz} \times \\ &\times \frac{W_\zeta \{ \sqrt{[(k' - k_1 + k'' - k_2)/2]^2 + [(h_n - h_m + h_\nu - h_\mu)/2]^2} \}}{\sqrt{h_n h_m h_\nu h_\mu}}; \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} N_n^m &= \frac{1}{16\pi} \frac{d\varphi_n(0)}{dz} \frac{d\varphi_m(0)}{dz} \sum_{l=1}^N \left( \frac{d\varphi_l(0)}{dz} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk \times \\ &\times \frac{W_\zeta \{ \sqrt{k^2 + [h_l - (h_n + h_m)/2]^2} \}}{h_l \sqrt{h_n h_m}}; \end{aligned} \quad (16б)$$

$$W_\zeta(\mathbf{h}) = \iint_{-\infty}^{\infty} B_\zeta(\rho) e^{-i\mathbf{h}\rho} d^2\rho \quad (16в)$$

-- спектр функции корреляции шероховатостей  $B_\zeta(\rho) = \langle \zeta(\mathbf{r} + \rho)\zeta(\mathbf{r}) \rangle$ .

Подставим далее (15a), (15б) в (13) и формально устремим  $L \rightarrow 0$ . В результате после замены  $[B_{n\nu}(x+L, k_1, k_2) - B_{n\nu}(x, k_1, k_2)]/L \rightarrow \partial B_{n\nu}(x, k_1, k_2)/\partial x$  приходим к системе уравнений для  $B_{n\nu}$ :

$$\begin{aligned} &\left[ \frac{\partial}{\partial x} + i \left( h_n - h_\nu - \frac{k_1^2}{2h_n} + \frac{k_2^2}{2h_\nu} \right) \right] B_{n\nu}(x, k_1, k_2) = \\ &= - \sum_{m=1}^N N_n^m B_{m\nu}(x, k_1, k_2) - \sum_{\mu=1}^N N_\nu^\mu B_{n\mu}(x, k_1, k_2) + \\ &+ \sum_{m, \mu=1}^N \iint_{-\infty}^{\infty} dk' dk'' M_{n\nu}^{m\mu} \left( \begin{matrix} k', k'' \\ k_1, k_2 \end{matrix} \right) B_{m\mu}(x, k', k'') \delta(k' - k'' - k_1 + k_2), \\ &n, \nu = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \quad (17)$$

Моменты второго порядка функций  $\Phi_n(x, y)$  представляются через  $B_{n\nu}(x, k_1, k_2)$  следующим образом:

$$\begin{aligned} &\sqrt{h_n h_\nu} \langle \Phi_n(x, R + \rho/2) \Phi_\nu^*(x, R - \rho/2) \rangle = \\ &= D_{n\nu}(x, \rho, R) = \iint_{-\infty}^{\infty} dk dg B_{n\nu}(x, k+g, k-g) e^{-ik\rho - igR}. \end{aligned} \quad (18)$$

Искомые уравнения для  $D_{nv}(x, \rho, R)$  можно получить, применяя к (17) преобразование Фурье по  $k = (k_1 + k_2)/2$  и  $g = k_1 - k_2$ :

$$\left[ \frac{\partial}{\partial x} + \frac{2i}{g_{nv}} \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{\partial}{\partial R} + i \frac{L_{nv}}{2} \left( \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2}{\partial R^2} \right) \right] D_{nv}(x, \rho, R) =$$

$$= -i(h_n - h_v) D_{nv}(x, \rho, R) - \sum_{m=1}^N N_n^m D_{mv}(x, \rho, R) -$$

$$- \sum_{\mu=1}^N N_v^\mu D_{n\mu}(x, \rho, R) + \sum_{m, \mu=1}^N M_{nv}^{m\mu}(\rho) D_{m\mu}(x, \rho, R),$$

$$n, v = 1, 2, \dots, N;$$

$$M_{nv}^{m\mu}(\rho) = \frac{1}{8\pi} \frac{\varphi'_n(0) \varphi'_v(0) \varphi'_m(0) \varphi'_\mu(0)}{\sqrt{h_n h_v h_m h_\mu}} \int_{-\infty}^{\infty} W_\zeta \times$$

$$\times \left( \sqrt{k^2 + \left( \frac{h_n + h_v - h_m - h_\mu}{2} \right)^2} \right) e^{-ik\rho} dk;$$

$$g_{nv} = 2h_n h_v / (h_n + h_v);$$

$$L_{nv} = (h_n - h_v) / h_n h_v.$$

Второй момент полного поля выражается через решение системы (19) (при заданных граничных условиях  $D_{nv}(0, \rho, R) = D_{nv}^0(\rho, R)$ ) в виде

$$\langle \Phi(x, R + \rho/2, z_1) \Phi^*(x, R - \rho/2, z_2) \rangle = \sum_{n, v=1}^N D_{nv}(x, \rho, R) \times$$

$$\times \frac{\varphi_n(z_1) \varphi_v(z_2)}{\sqrt{h_n h_v}}.$$

Заметим, что вывод уравнений (17) и (19) основывался на предположении о том, что волновод может быть разделен на отрезки, длина которых  $L$  велика по сравнению с радиусом корреляции шероховатостей ( $L \gg \rho_0$ ) и в то же время мала по сравнению с любым из продольных масштабов интерференции мод ( $L \ll l_{mn}$ ). Поэтому в качестве одного из условий их применимости нужно рассматривать неравенство

$$l_{mn} \gg \rho_0.$$

Наконец, требование малости  $\rho_0$  по сравнению с масштабом затухания среднего поля приводит к еще одному ограничению:

$$N_n^n \rho_0 \sim \langle \zeta^2 \rangle \rho_0^2 \lambda_n^2 / \Lambda_n^4 D^2 \ll 1.$$

Если ввести поперечный масштаб когерентности поля  $\rho_\perp$ , то использованные ранее соотношения  $h_N \gg k_{\max}$  и  $l_{mn} \gg 1/k_{\max}$  принимают вид

$$\rho_\perp \gg \lambda_N = 2\pi/h_N;$$

$$l_{mn} \gg \rho_\perp.$$

В общем случае решение уравнений (17), (19) требует применения численных методов с использованием ЭВМ. Ниже мы ограничимся рассмотрением некоторых частных следствий этих уравнений.

Предположим, что поле  $\Phi(x, y, z)$  статистически однородно по координате  $y$  ( $(\partial/\partial R) D_{nv}(x, \rho, R) \equiv 0$ ) и масштаб его корреляций

по  $y$  мал по сравнению с радиусом корреляции шероховатостей ( $\rho_{\perp} \ll \rho_0$ ). При этом в (19) можно положить  $M_{nv}^{m\mu}(\rho) \approx M_{nv}^{m\mu}(0)$  и, считая  $D_{nv} \equiv 0$  при  $n \neq v$ , получить замкнутую систему уравнений для  $[D_{nn}(x, \rho)]_{\rho=0} = D_{nn}(x, 0)$ :

$$\frac{\partial}{\partial x} D_{nn}(x, 0) = -2N_n^n D_{nn}(x, 0) + \sum_{m=1}^N M_{nn}^{mm}(0) D_{mm}(x, 0). \quad (25)$$

Учитывая соотношение (см. (166), (20a))

$$2N_n^n \equiv \sum_{m=1}^N M_{nn}^{mm}(0), \quad (26)$$

нетрудно видеть, что (25) имеет решение

$$D_{nn}(x, 0) = A = \text{const}. \quad (27)$$

Основываясь на чисто физических соображениях, можно утверждать, что приведенное решение является асимптотическим: оно описывает стационарное распределение энергии по модам, которое реализуется при  $x \rightarrow \infty$ . Подстановка этого решения в (21) дает асимптотическое выражение для пространственной функции корреляции поля  $\Phi(x, y, z)$  при вертикальном разnose точек наблюдения:

$$\langle \Phi(x, y, z_1) \Phi^*(x, y, z_2) \rangle = A \sum_{n=1}^N \frac{\Psi_n(z_1) \Psi_n^*(z_2)}{h_n}. \quad (28)$$

Чтобы проиллюстрировать возможность использования уравнения (19) для описания эффектов интерференции мод, откажемся от предположения  $D_{nv} \equiv 0$  при  $n \neq v$  и применим к (19) преобразование Фурье по переменной  $\rho$ . В результате при условиях  $(\partial/\partial R) D_{nv} \equiv 0$ ,  $\rho_{\perp} \ll \rho_0$  получим приближенную систему уравнений для функций\*

$$B_{nv}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} D_{nv}(x, \rho) d\rho, \quad (29)$$

которую в случае  $N \leq 2$  можно решить аналитически.

Зависимость  $B_{nv}$  от  $x$  при  $N = 2$  показана на рис. 2, 3. Как видно из рис. 2а, при возбуждении на входе волновода только одной моды ( $B_{11}(0) = 1$ ,  $B_{22}(0) = B_{12}(0) = 0$ ) поверхностное рассеяние приводит к постепенной перекачке энергии из первой моды во вторую и выравниванию переносимых модами потоков энергии при  $x \rightarrow \infty$ . Интересная особенность этого процесса заключается в том, что, хотя поле второй моды и является чисто флуктуационным (его среднее значение равно нулю), однако оно оказывается частично коррелированным с полем первой моды (рис. 2б), благодаря чему эти моды могут образовывать регулярную (хотя и слабо контрастную) интерференционную структуру. Аналогичные кривые для случая, когда на входе волновода возбуждаются две коррелированные моды с одинаковыми потоками энергии, приведены на рис. 3. Характерный период осцилляций интенсивности поля в шероховатом волноводе ( $l_{12}^*$ ) мало отличается от периода осцилляций ( $l_{12}$ ) в гладком волноводе:

$$l_{12}^* = l_{12} (1 + 2S^2 l_{12}^2), \quad (30)$$

\* В соответствии с (21) функции  $B_{nv}(x)$  определяют средний квадрат величины  $\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y, z) dy$ , которая пропорциональна сигналу на выходе линейной (по полю) приемной системы с изотропной в вертикальной плоскости и бесконечно узкой в горизонтальной плоскости диаграммами направленности.

где

$$S = \frac{1}{16\pi} \alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1^2 - \alpha_2^2) \int_{-\infty}^{\infty} dk W_{\zeta} \left( \sqrt{k^2 + \left(\frac{h_1 - h_2}{2}\right)^2} \right), \quad (31)$$

$$l_{12} = \frac{1}{|h_1 - h_2|}, \quad \alpha_1 = \frac{\varphi_1'(0)}{\sqrt{h_1}}, \quad \alpha_2 = \frac{\varphi_2'(0)}{\sqrt{h_2}}.$$

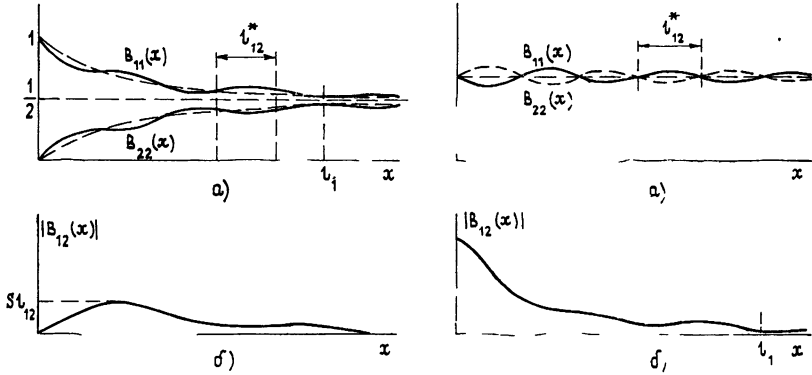


Рис. 2.

Рис. 3.

Рис. 2 Качественное поведение функций корреляции  $B_{11}(x)$ ,  $B_{22}(x)$  и  $|B_{12}(x)|$  при условии, что в начале координат заданы значения  $B_{11}(0) = 1$ ,  $B_{22}(0) = B_{12}(0) = 0$ .

Рис. 3. Качественное поведение функций корреляции  $B_{11}(x)$ ,  $B_{22}(x)$  и  $|B_{12}(x)|$  при граничных условиях  $B_{11}(0) = B_{22}(0) = B_{12}(0)$

Масштаб перекачки энергии из первой моды во вторую (рис. 2а) и масштаб раскорреляции мод (рис. 3б) одинаковы и примерно равны

$$l_1 \sim 16\pi \left[ (\alpha_1^2 - \alpha_2^2)^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk W_{\zeta}(k) + 2\alpha_1^2 \alpha_2^2 \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} dk W_{\zeta} \left( \sqrt{k^2 + (h_1 - h_2)^2} \right) \right]^{-1}. \quad (32)$$

Глубина модуляции интенсивности полного поля вследствие интерференции мод в случае, изображенном на рис. 2, мала: даже максимальное значение  $|B_{12}(x)|$  не превышает величины  $Sl_{12} \ll 1$ . Корреляция между модами появится и при возбуждении двух некоррелированных собственных волн, если  $B_{11}(0) - B_{22}(0) \neq 0$ . При этом эффект модуляции становится еще более слабым и исчезает при  $B_{11}(0) = B_{22}(0)$ . Эффект частичной корреляции полей 1-й и 2-й мод можно объяснить тем, что при условии  $l_{nm} \gg \rho_0$  все добавки к комплексным амплитудам мод, появляющиеся в результате рассеяния поля на элементе поверхности с размером  $\rho_0$ , коррелированы между собой со степенью когерентности, близкой к единице, так как волновые числа мод отличаются друг от друга настолько слабо, что все моды рассеиваются на одной и той же гармонике случайного рельефа поверхности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М., Наука, 1972.
2. Кряжев Ф. И., Кудряшов В. М., Петров Н. А. — Акуст. журн., 1976, 22, № 3, с. 337.

- 3 Кряжев Ф. И., Кудряшов В. М. — Акуст. журн., 1978, 24, № 2, с. 209.  
4 Долин Л. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1968, 11, № 6, с. 840.  
5 Басс Ф. Г., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. — УФЖ, 1969, 14, № 9, с. 1548  
6 Исакович М. А. — Акуст. журн., 1957, 3, № 1, с. 37.  
7. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: АН СССР, 1957.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
4 ноября 1980 г.

## MODE DESCRIPTION OF THE ACOUSTIC FIELD INTERFERENCE STRUCTURE IN A WAVEGUIDE WITH STATISTICALLY ROUGH WALL

*L. S. Dolin, A. G. Nechaev*

A system of equations has been obtained for the correlation function of amplitudes of normal modes of the acoustic field propagating in a waveguide with random large-scale roughnesses at the wall, the solution of which describes the interference structure of a field.

---

### ГОТОВИТСЯ К ПУБЛИКАЦИИ

Обзор В. В. Никольского, Т. И. Никольской

#### ДИФРАКЦИЯ НА ПОЛОСКОВЫХ СТРУКТУРАХ: АНАЛИЗ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ СВЧ (Радиофизика, № 12, 1981)

В обзоре рассматриваются методы решения и алгоритмизации задач дифракции, формулируемых для полосковых структур, на основе которых строятся ИС СВЧ. Сложная полосковая структура посредством декомпозиции расчленяется на независимо анализируемые объекты, автономные блоки. Решение краевой задачи электродинамики, поставленной для автономного блока, приводит к нахождению его дескриптора, например, в виде многомодовой матрицы рассеяния. Дескриптор сложной структуры находится в результате рекомпозиции по известным автономным блокам. Описано большое количество реализованных моделей полосковых структур, распадающихся на автономные блоки в виде скачкообразных нерегулярностей (скачок ширины проводника, переход к системе связанных линий, обрыв). При построении дифракционных моделей этих нерегулярностей предварительно решаются задачи о собственных волнах регулярных полосковых линий. Матрица рассеяния скачкообразной нерегулярности получается в результате процесса проекционного «сшивания» систем волн. Обзор содержит многочисленные графики, а также таблицы, в которых приводятся результаты математического моделирования конкретных элементов полосковых структур, исследования полученных моделей.

---