АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 38 1992 Вып. 4

УДК 534.21

© 1992 г. В.В. Бородин, В.А. Журавлев, И.К. Кобозев, Ю.А. Кравцов

УСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Дана общая характеристика усредненных характеристик волноводного распространения звука в мелком море, основанных на сглаживании тонкой интерференционной структуры: эффективного числа распространяющихся мод; средней интенсивности; дисперсии интенсивности; продольного радиуса корреляции поля; вертикального радиуса корреляции поля; частотного радиуса корреляции поля; плотности числа дислокаций фазового фронта. Получены аналитические выражения для этих величин, и указана взаимная связь между ними в терминах эффективного числа распространяющихся мод.

Современные методы акустики океана позволяют проводить весьма точные численные расчеты акустического поля на значительных расстояниях от источника и для достаточно сложных моделей океанического волновода. Тем не менее численное моделирование, как правило, не в состоянии предсказать тонкую структуру интерференционной картины поля в реальных волноводах. Причиной такой непредсказуемости служит неопределенность параметров волновода, используемых при численном моделировании, наличие флуктуаций в океане и высокая чувствительность тонкой интерференционной структуры поля к изменению параметров среды и параметров излучаемой волны. Эти три фактора во многих случаях делают результаты численных расчетов совершенно несопоставимыми с реальной картиной в океане.

В этих условиях адекватным становится описание поля в терминах усредненных характеристик [1–4]. Вопрос о том, при каких условиях тонкая интерференционная картина поля могла бы быть достаточно точно предвычислена (а также тесно связанная с ним проблема оценки чувствительности интерференционной структуры поля к погрешностям исходных данных и выбору модели), сам по себе является предметом отдельного исследования и в данной статье не рассматривается. Цель данной работы – построение усредненных методов описания волнового поля, которые передавали бы наиболее важные средние характеристики поля, включая усредненные характеристики интерференционной картины, и в то же время не требовали бы проведения чересчур сложных расчетов.

Под наиболее важными характеристиками поля мы имеем в виду: среднюю интенсивность; типичные отклонения от среднего (дисперсия); характерный период межмодовых биений (продольный радиус корреляции поля); вертикальный радиус корреляции поля; частотный радиус корреляции; эффективное число распространяющихся мод; средняя плотность дислокаций фазового фронта, и может быть, некоторые другие величины.

В основе получения усредненных характеристик лежит процедура сглаживания тонкой интерференционной структуры, которая учитывает как затухание звука вследствие поглощения, так и плавную неоднородность параметров волновода. При вычислении этих характеристик необходимо определить пространственный масштаб, по которому производится усреднение поля. Ясно, что он не должен быть меньше масштаба тонкой интерференционной структуры, но и не должен быть чересчур большим (например,

мало кого устроит информация, усредненная по всему мировому океану). Разумным масштабом усреднения может служить либо период пространственных биений между модами, либо топографический масштаб дна.

Пусть монохроматический источник звука находится в точке с координатами $r = 0$, $z = z_0$. Поле звукового давления в нерегулярном канале представимо в виде суммы независимых адиабатических мод (см. например, [3]):

$$p(r, z) = \sum_n a_n(r, z) \exp\{i \int_0^r h_n(r')\, dr'\}, \tag{1}$$

где

$$a_n(r, z) = a\psi_n(0, z_0)\, \psi_n(r, z) \exp\{-\int_0^r \beta_n(r')\, dr'\} / \sqrt{h_n(r)\, r}. \tag{2}$$

Здесь $h_n(r)$ – постоянная распространения n-й моды, $\beta_n(r)$ – коэффициент затухания, $\psi_n(r, z)$ – нормированная вертикальная волновая функция волновода сравнения, a – нормировочная постоянная. Модовые коэффициенты (2) содержат цилиндрическую расходимость $\sim r^{-1/2}$, что соответствует принятому для простоты предположению об аксиальной симметрии волновода относительно вертикальной оси, проходящей через источник.

Усредненную по r интенсивность $\langle I(r, z)\rangle_r$ получим, вычисляя $|p|^2$ с помощью (1) и отбрасывая в полученном выражении осциллирующие члены:

$$\langle I(r, z)\rangle_r \equiv \langle |p|^2\rangle_r = \sum_n a_n^2(r, z) = \frac{a^2}{r} \sum_n h_n^{-1} \psi_n^2(0, z_0)\, \psi_n^2(r, z) \exp\{-2\int_0^r \beta_n(r')\, dr'\}. \tag{3}$$

Усредним, кроме того, выражение (3) по положению источника z_0 и приемника z. Такое усреднение обозначим чертой сверху. Используя соотношения $\overline{\psi_n^2(0, z_0)} = 1/H_0$, $\overline{\psi_n^2(r, z)} = 1/H(r)$, вытекающие из нормировки собственных функций, из (3) получим:

$$\langle \overline{I(r)}\rangle_r = a^2 (krH_0 H(r))^{-1} \sum_n \exp\{-2\int_0^r \beta_n(r')\, dr'\}. \tag{4}$$

Фигурирующая в (4) сумма

$$\sum_n \exp\{-2\int_0^r \beta_n(r')\, dr'\} = N_{eff}(r) \tag{5}$$

имеет простой смысл: это эффективное число мод, распространяющихся на данном расстоянии r от источника. В терминах этой величины выражение (4) для средней интенсивности имеет следующий вид:

$$\langle \overline{I(r)}\rangle_r = a^2 N_{eff}(r)/krH_0 H(r). \tag{4a}$$

В частном случае регулярного волновода, вместо (5), имеем

$$N_{eff}(r) = \sum_n \exp\{-2\beta_n r\}. \tag{5a}$$

С неплохой точностью ($\sim 10\%$) для величины $N_{eff}(r)$ можно записать значительно более простое выражение, заменив множитель $\exp\{-2\beta_n r\}$ единицей, пока показатель экспоненты меньше единицы (n-я мода участвует в интерференции), и нулем в противном случае (мода затухла). Считая для простоты зависимость β_n от n монотонной, получим вместо (5) условие

$$2\int_0^r \beta_{N_{eff}}(r')\, dr' = 1 \tag{6}$$

и соответственно для регулярного волновода вместо (5а)

$$2\beta_{N_{eff}(r)}(r)\, r = 1. \tag{6а}$$

Таким образом, зная зависимость β_n от номера моды, мы непосредственно, обращая формулу (6) или (6а), получаем величину $N_{eff}(r)$ и, следовательно, среднюю интенсивность (4а).

В частности, для волновода Пекериса [1, 3]

$$\beta_n = s\lambda^2 (n - ½)^2 / 8H^3(r),$$

где величина s определяется параметрами дна: $s = \mathrm{Re}\,(2m/\sqrt{n_1^2 - 1})$, m – отношение плотностей грунта и воды, n_1 – относительный показатель преломления дна, λ – длина волны звука. Тогда из (5) получаем:

$$N_{eff}(r) = [4/s\lambda^2 \int_0^r H^3(r')\, dr']^{½} \tag{7}$$

или из (5а) для регулярного волновода

$$N_{eff}(r) = \sqrt{\frac{r_*}{r}}, \quad r_* = 4H^3/s\lambda^2. \tag{7а}$$

Формула (4а) совместно с (7) дает известное обобщение "закона 3/2" на нерегулярный волновод. Однако приведенный вывод оказывается гораздо более простым.

Дисперсия интенсивности является важной с практической точки зрения характеристикой, позволяющей оценивать возможные отклонения интенсивности от среднего значения (3).

На достаточно большом расстоянии r от источника фазы отдельных мод в сумме (1) можно считать случайными, независимыми и равномерно распределенными в интервале $(0, 2\pi)$ (приближение хаотических фаз). Функция распределения квадрата модуля такого поля хорошо изучена [5]:

$$W(I) = \frac{1}{2} \int_0^\infty x J_0(x\sqrt{I}) \prod_n J_0(|d_n| x)\, dx. \tag{8}$$

При большом числе мод $N_{eff} \gg 1$ основной вклад в интеграл (8) вносят значения x, удовлетворяющие неравенству $|a_n|\, x \leqslant 1/\sqrt{N_{eff}} \ll 1$. Разлагая функцию Бесселя в степенной ряд. $J_0(|a_n| x) \approx 1 - (a_n x)^2/4$, и сворачивая произведение в экспоненту, получим экспоненциальное распределение

$$W(I) = \frac{1}{2} \int_0^\infty x J_0(x\sqrt{I}) \exp[-x^2 \sum_n a_n^2]\, dx = \sigma_I^{-2} \exp(-I/\sigma_I^2). \tag{9}$$

Дисперсия квадрата модуля поля равна средней интенсивности

$$\sigma_I^2 = \sum_n a_n^2(r, z) \equiv \langle I(r, z) \rangle_r. \tag{10}$$

Для модуля поля $|p| = \sqrt{I}$, как это следует из (9), плотность вероятности имеет вид рэлеевского распределения:

$$W_p(\zeta) = \frac{2\zeta}{\sigma_I^2} \exp\left(-\frac{\zeta^2}{\sigma_I^2}\right), \quad \zeta = |p| \geqslant 0. \tag{11}$$

Таким образом, при большом числе мод получаются такие же результаты, как и для поля, подчиняющегося гауссовой статистике. Соотношения (9)–(11) позволяют оценить вероятность относительно больших выбросов интенсивности относительно среднего значения. Отметим, что формула (11) перестает быть справедливой в тех областях волновода, где не удовлетворяется приближение хаотических фаз, в частности,

в области каустик. В этом случае отклонения интенсивности от средней могут быть весьма значительными.

Для звукового поля, содержащего небольшое число распространяющихся мод, скажем $N_{eff} \sim 1-5$, понятия средней интенсивности и ее дисперсии, использованные выше, имеют ограниченную ценность. В предельном случае двух мод интенсивность поля испытывает регулярные изменения с периодом $2\pi/|h_1 - h_2|$ и амплитудой $||a_1| - |a_2||$ вблизи среднего значения $(|a_1| + |a_2|)/2$:

$$|p|^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos((h_1 - h_2)r). \tag{12}$$

Ясно, что в этом случае лучше иметь дело непосредственно с детерминированной зависимостью интенсивности поля (12) от расстояния, чем привлекает статистическое описание.

Формально и в случае нескольких мод можно было бы выписать выражение для плотности вероятности распределения интенсивности. Например, для двух мод плотность вероятности, как это следует из общей формулы (8), имеет вид

$$W(I) = \begin{cases} \left[2\pi|a_1a_2|\sqrt{1-\left(\dfrac{I-a_1^2-a_2^2}{2a_1a_2}\right)^2}\right]^{-1}, & (|a_1|-|a_2|)^2 < I < (|a_1|+|a_2|)^2, \\ 0, & \begin{cases} I > (|a_1|+|a_2|)^2 \\ I < (|a_1|-|a_2|)^2. \end{cases} \end{cases} \tag{13}$$

На границе носителя распределение (13) имеет особенности (обращается в бесконечность). Как показывают проведенные нами численные расчеты непосредственно по формуле (8), при числе мод $N_{eff} = 3{,}4$ "всплески" функции $W(I)$ наблюдаются при значениях, соответствующих областях с повышенной плотностью (таких, как $|a_1 \pm a_2 \pm a_3|$ в случае трех мод) (см. также [8]). Фактически, асимптотические формулы (9) – (11) работоспособны начиная с $N_{eff} = 4 \div 5$.

Таким образом, характер поведения дисперсиии интенсивности существенно зависит от модового состава звукового поля. В случае большого числа распространяющихся мод разности фаз достаточно быстро хаотизируются и модуль амплитуды поля описывается рэлеевским распределением. Для малого числа мод распределение заметно отличается от рэлеевского и содержит более или менее выраженные максимумы.

Как следует из формулы (9), при $N_{eff} \gg 1$ вероятность больших отклонений интенсивности от среднего значения $\langle I \rangle_r$ экспоненциально мала. В случае малого числа мод нормализация поля не наступает. В этом случае адекватной характеристикой поля является период межмодовых биений, соответствующий квазипериоду "всплесков" интенсивности.

Продольная функция корреляции поля определяется соотношением

$$B(\rho) = \langle p^*(r)\, p(r+\rho)\rangle_r, \tag{14}$$

где усреднение по r проводится на масштабах, превышающих максимальный период межмодовых биений. Подставляя (1) в (14) и пренебрегая горизонтальной неоднородностью волновода на расстояниях порядка ρ, получим

$$B(\rho) \simeq \sum_{n,m} e^{ih_n\rho}\, a_n a_m \langle \exp\{i\Phi_{nm}\}\rangle_r, \tag{15}$$

где

$$\Phi_n = \int_0^r h_n(r')\,dr'; \quad \Phi_{nm} \equiv \Phi_n - \Phi_m.$$

Если число мод велико, $N_{eff} \gg 1$, то $\langle \exp\{i\Phi_{nm}\}\rangle_r \approx \delta_{nm}$, и тогда

$$B(\rho) = \sum_n a_n^2 \exp\{ih_n\rho\}. \tag{16}$$

Рассмотрим нормированный квадрат модуля коэффициента корреляции

$$|K(\rho)|^2 \equiv \frac{|B(\rho)|^2}{|B(0)|^2} = (\sum_n a_n^2)^{-2} \sum_{n,m} a_n^2 a_m^2 \cos(h_{nm}\rho). \tag{17}$$

На больших расстояниях $\rho \gg 2\pi/\min|h_{nm}|$ фазы в (17) характеризуются, интерференционные слагаемые в (17) в сумме дают незначительный вклад, и тогда

$$|K(\rho)|^2 = \sum_n a_n^4/(\sum_n a_n^2)^2 \sim 1/N_{eff}.$$

На малых расстояниях, $\rho \ll 2\pi/\max|h_{nm}|$ (17) можно представить в виде

$$|K(\rho)|^2 = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2.$$

Величина

$$\rho_0 = \sum_n a_n^2 (\sum_{n,m} a_n^2 a_m^2 h_{nm}^2)^{-1/2} \tag{18}$$

может быть принята в качестве определения продольного радиуса корреляции акустического поля в волноводе. По порядку величины $\rho_0 \sim (\max_{n,m \leqslant N_{eff}} |h_{nm}|)^{-1}$. Для однородного волновода имеем

$$h_{nm} \approx \frac{\alpha_m^2 - \alpha_n^2}{2k}; \quad \alpha_n \approx \frac{\pi}{H}(n - 1/2), \quad k = 2\pi/\lambda,$$

тогда

$$\rho_0 \sim \lambda N_0^2/N_{eff}^2, \tag{19}$$

где $N_0 = 2H/\lambda$ – полное число мод, способных распространяться в волноводе и λ – длина волны. Из (19) видно, что если число распространяющихся мод N_{eff} близко к N_0 (малые расстояния от источника), то продольный радиус корреляции сравним с длиной волны: $\rho_0 \sim \lambda$. С ростом r эффективное число N_{eff} вследствие затухания высших мод уменьшается и продольный радиус корреляции растет.

Определим вертикальную функцию корреляции поля следующим образом:

$$B(\zeta) = \langle p^*(z)\, p(z+\zeta)\rangle_H, \tag{20}$$

где скобки с индексом H означают усреднение по высоте волновода:

$$\langle \ldots \rangle_H = \frac{1}{H}\int_0^H (\ldots)\, dz.$$

Используя формулы (1) и (2), получим

$$B(\zeta) = a^2 \sum_{n,m} (h_n h_m r^2)^{-1/2} \exp\{-\int_0^r (\beta_n + \beta_m)\, dr\} \times$$

$$\times\, \psi_n(0, z_0)\, \psi_m(0, z_0) \langle \psi_n(r, z)\, \psi_m(r, z+\zeta)\rangle_H.$$

Если $N_{eff} \gg 1$, то можно положить $\langle \psi_n \psi_m \rangle_H = 0$ при $n \neq m$, и тогда

$$B(\zeta) = \frac{a^2}{r} \sum_n h_n^{-1} \psi_n(0, z_0) \exp\{-2\int_0^r \beta_n\, dr\} B_n(\zeta), \tag{22}$$

где

$$B_n(\zeta) \equiv \langle \psi_n(z)\, \psi_n(z+\zeta)\rangle_H \tag{23}$$

– вертикальная автокорреляционная функция n-й моды. При $\zeta = 0$ имеем $B_n(0) = \langle \psi_n^2(z)\rangle_H = 1/H(r)$.

Разложим (23) в ряд по степеням ζ:

$$B_n(\zeta) \approx \langle \psi_n^2(z)\rangle_H + \langle \psi_n \psi_n' \rangle_H \zeta + \frac{1}{2} \langle \psi_n(z) \psi_n''(z) \rangle_H \zeta^2.$$

Используя соотношение $\langle \psi_n \psi_n' \rangle_H = 0$, а также волновое уравнение для собственных функций

$$\psi_n''(z) + \alpha_n^2(r, z)\, \psi_n(z) = 0,$$

где $\alpha_n(r, z) = \sqrt{k^2(r, z) - h_n^2}$ – вертикальное волновое число, получим:

$$B_n(\zeta) \simeq \langle \psi_n^2(z)\rangle_H \left(1 - \frac{1}{2} \alpha_n^2(r) \zeta^2\right), \quad \alpha_n^2(r) \equiv \frac{\langle \alpha_n^2(r, z)\, \psi_n^2 \rangle_H}{\langle \psi_n^2 \rangle_H}.$$

Используя эти формулы, введем коэффициент корреляции поля по вертикали:

$$K(\zeta) \equiv \frac{B(\zeta)}{B(0)} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\zeta^2}{\zeta_0^2}. \tag{24}$$

Вертикальный радиус корреляции ζ_0 определяется следующим образом:

$$\zeta_0(r) = \left[\sum_n \alpha_n^2(r) \exp\left(-2 \int_0^r \beta_n dr\right)\right]^{-1/2}. \tag{25}$$

На малых расстояниях, когда число распространяющихся мод еще велико, $N_{eff}(r) \sim N_0$, радиус корреляции сравним с длиной волны: $\zeta_0 \sim \lambda$. С ростом r вертикальный радиус корреляции $\zeta_0(r)$ увеличивается, и при двух-трех модах сравнивается по порядку величины с глубиной волновода H.

Частотную функцию корреляции естественно определить равенством

$$B(\Omega) = \langle p^*(\omega)\, p(\omega + \Omega) \rangle_\omega, \tag{26}$$

где индексом ω обозначено усреднение по частоте ω. В выражении для поля (1), (2) наиболее чувствительны к частоте экспоненциальные факторы, поэтому при усреднении будем считать амплитуды $a_n(r, z)$ слабо зависящими от ω. Разложим постоянные распространения в ряд по Ω и удержим лишь линейные члены:

$$h_n(\omega + \Omega) = h_n(\omega) + \Omega/g_n, \tag{27}$$

где $g_n \equiv (\partial h_n(\omega)/\partial\omega)^{-1}$ – групповая скорость n-й моды. Используя это соотношение, получим из (1), (26)

$$B(\Omega) = \sum_{n,m} a_n a_m \exp(i\Omega t_n) \langle \exp(i\Phi_{nm}) \rangle_\omega. \tag{28}$$

Здесь $t_n = \int_0^r g_n^{-1} dr$ – групповое время распространения n-й моды.

Из (27) и (28) ясно, что если область усреднения по частоте $\Delta\omega$ превышает величину $2\pi/|t_n - t_m|$, то можно положить $\langle \exp(i\Phi_{nm}) \rangle_\omega = \delta_{nm}$. В этом предположении из (28) имеем

$$B(\Omega) = \sum_n a_n^2 \exp\{i\Omega t_n\}. \tag{29}$$

Вводя нормированный квадрат модуля функции корреляции (29)

$$|K(\Omega)|^2 \equiv \frac{|B(\Omega)|^2}{|B(0)|^2} = \left(\sum_n a_n^2\right)^{-2} \sum_{n,m} a_n^2 a_m^2 \cos(\Omega t_{nm})$$

и по аналогии с предыдущим, разлагая $|K(\Omega)|^2$ при малых Ω, получим

$$K(\Omega) \simeq 1 - \frac{1}{2} \frac{\Omega^2}{\Omega_0^2}, \tag{30}$$

где

$$\Omega_0 = \sum_n a_n^2 / (\sum_{n,m} a_n^2 a_m^2 t_{nm}^2)^{1/2} \tag{31}$$

– частотный "радиус" корреляции акустического поля.

Ввиду того что групповое время распространения пропорционально расстоянию r, пространственная зависимость частотного радиуса корреляции иная, чем у ранее рассмотренных величин ρ_0 и ζ_0. В качестве примера рассмотрим волновод с однородным заполнением, для которого $h_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}$, где

$$\alpha_n = \frac{\pi}{H}(n - 1/2). \tag{32}$$

Тогда

$$g_n \equiv \left(\frac{\partial h_n(\omega)}{\partial \omega}\right)^{-1} = \frac{\omega h_n}{k^2} \tag{33}$$

и $t_n \equiv r/g_n = rk^2/\omega h_n$. Отсюда имеем

$$t_{nm} \approx \frac{r}{\omega} h_{nm} \approx \frac{2\pi}{\omega} \frac{r}{D_{nm}}, \tag{34}$$

где $D_{nm} = 2\pi/|h_{nm}|$ – период биений между m-й и n-й модами. Подставляя (34) в (31) и учитывая (18), получим

$$\Omega_0 = \frac{\omega}{r} \rho_0. \tag{35}$$

Для регулярного волновода Пекериса справедливы равенства (7а) и (19), которые совместно с (34) дают

$$\Omega_0 = \frac{2\pi c}{H} s. \tag{36}$$

Таким образом, частотный радиус корреляции для волновода Пекериса в грубом приближении вообще не зависит ни от расстояния, ни от частоты и может служить характеристикой акватории в целом.

Явление дислокаций фазового фронта волнового поля, впервые рассмотренное в [6], заключается в том, что фазовый фронт терпит разрыв на особых линиях поля, на которых амплитуда обращается в нуль. Оказывается, что в акустическом многомодовом волноводе дислокации фазового фронта, как правило, существуют [7] и поэтому плотность дислокаций является важной величиной, характеризующей интерференционную картину поля в среднем. Как было показано в [7], максимальное число нулей амплитуды поля, приходящееся на единицу длины волновода, дается выражением

$$n_{0\max} \approx N_{eff} |h_{1N_{eff}}|/\pi. \tag{37}$$

Подставляя в формулу (37) значение $h_{1N_{eff}} \approx (k/2)(N_{eff}/N_0)^2$, соответствующее модели (32), и разделив результат на глубину волновода $H(r)$, получим выражение для двумерной плотности числа дислокаций фазового фронта в вертикальном сечении волновода, проведенном вдоль направления распространения:

$$n = (N_{eff}(r)/N_0(r))^3/2\lambda^2. \tag{38}$$

Из (38) видно, что плотность дислокаций максимальна вблизи источника звука (когда $N_{eff}/N_0 \sim 1$) и уменьшается по мере удаления от него в связи с вымиранием мод. В частном случае регулярного волновода Пекериса плотность дислокаций спадает с расстоянием по закону $r^{-3/2}$ в области применимости соотношения (7а).

В данной работе предложено характеризовать акватории набором усредненных

величин в который входят: эффективное число распространяющихся мод; средняя интенсивность; дисперсия интенсивности; продольной и вертикальный радиусы корреляции поля; частотный радиус корреляции; плотность числа дислокаций фазового фронта.

Располагая этими значениями, удается адекватно описать звуковое поле в океане в условиях, когда точные вычисления поля невозможны из-за высоких погрешностей, с которыми известны параметры океана. Каждая из рассмотренных характеристик имеет самостоятельный практический и методический интерес. Эти величины полезны и более того необходимы для решения задачи оптимального выбора параметров приемного устройства, таких, как чувствительность, местоположение, глубина и длина антенны, количество гидрофонов и т.д. В то же время, рассмотренные усредненные характеристики тесно связаны между собой, что наглядно проявляется при представлении этих величин в терминах введенной здесь характеристики – эффективного числа распространяющихся мод $N_{eff}(r)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П.* Теоретические основы акустики океана. М.: Гидрометеоиздат, 1983. 262 с.
2. *Бреховских Л.М.* Усредненное поле в подводном звуковом канале // Акуст. журн. 1965. Т. 11. № 2. С. 148–159.
3. *Кацнельсон Б.Г., Кравцов Ю.А., Кузьмин В.М., Кулапин Л.П., Петников В.Г.* Упрощенная теория придонного распространения звука в мелком море // Тр. ФИАН. 1984. Т. 156. С. 41–55.
4. Акустика океана / Под ред. Дж. Де Санто. М.: Мир, 1982. 320 с.
5. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Радио и связь, 1989. С. 82.
6. *Nye J.F., Berry M.N.* Dislocation in wave trains // Proc. Roy. Soc. London. 1974. V. A33b. P. 165–190.
7. *Журавлев В.А., Кобозев И.К., Кравцов Ю.А.* Дислокации фазового фронта в океаническом волноводе и их проявление в акустических измерениях // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 2. С. 260–265.
8. *Simon M.K.* On the probability Density Function of the Squared Envelope of a Sum of Random Phase Vectors // IEEE Trans. Commun. 1985. V. COM-33. № 9. P. 993–996.

Малое специализированное
предприятие "Грот"

Акустический институт им. Н.Н. Андреева
Российской Академии наук

Поступила в редакцию
31.01.92

**V.V. Borodin, V.A. Zhuravlev, I.K. Kobozev
and Yu.A. Kravtsov**

AVERAGE CHARACTERISTICS OF ACOUSTIC FIELDS IN OCEAN WAVEGUIDES

Spatial average values characterizing considerably completely the waveguide propagation of sound in a shallow sea are described. The next values are suggested for utilization: 1) the effective number of propagating modes, 2) an average intensity, 3) the intensity dispersion, 4) the horizontal correlation radius of the field, 5) the vertical correlation radius of the field, 6) the frequency correlation radius of the field, 7) the density of dislocations number of the phase front. Analytical expressions for these values are obtained. These values are shown to be correlated and expressed in the terms of the effective number of propagating modes.