АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXIII 1987 Вып. 6

УДК 534.231.1:551.463

ПОЛЕ СОБСТВЕННЫХ ШУМОВ СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОГО ОКЕАНА

Моисеев А. А.

Получены выражения для функции когерентности шумового поля в океаническом волноводе в присутствии случайных неоднородностей среды. Приведены данные численного расчета параметров шума в океане, возмущенном внутренними волнами.

Вопрос о влиянии случайных неоднородностей среды на акустическое шумовое поле океана представляется весьма важным. Благодаря малой величине поглощения в морской воде на низких частотах в точку наблюдения приходят звуковые волны от источников шума, удаленных на очень большие расстояния. При прохождении таких расстояний могут возникать сильные флуктуации параметров волны даже если случайные неоднородности среды малы по величине [1]. Это необходимо учитывать при построении отвечающих действительности моделей шумового поля. С другой стороны, экспериментальные исследования статистических характеристик шума могут дать информацию о параметрах флуктуаций океанической среды в акватории, формирующей шумовое поле в точке наблюдения.

Большие успехи в исследовании шумов океана связаны с применением здесь методов теории переноса излучения. Весьма далеко удалось продвинуться и в анализе влияния случайных неоднородностей на шумовое поле. В частности, было рассмотрено рассеяние шумов на взволнованной морской поверхности и звукорассеивающих слоях [2]. Волновым методом влияние неровной поверхности океана на шумовое поле исследовалось в [3].

В данной работе изучается шумовое поле в океане с крупномасштабными в горизонтальной плоскости случайными неоднородностями. На основе волнового подхода в марковском приближении вычислена пространственная функция когерентности спектральной компоненты шумового поля фиксированной частоты ω. Получены выражения для направленности шума в горизонтальной плоскости и для распределения энергии поля по модам акустического волновода. Проанализировано влияние флуктуаций среды на глубинную зависимость интенсивности шума.

Для определенности ниже говорится об объемных неоднородностях, например о флуктуациях показателя преломления, вызванных внутренними волнами. Тем не менее используемый метод пригоден и для расчета шума в волноводе с неровными границами, так как математически обе задачи однотипны.

Рассмотрим слоистый в среднем океан постоянной глубины h. Шумовое поле $p(\boldsymbol{\rho}, z)$ в нем на фиксированной частоте ω удовлетворяет уравнению Гельмгольца $[\partial^2/\partial\boldsymbol{\rho}^2+\partial^2/\partial z^2+k_0^2(\varepsilon(z)+\tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho}, z))]p=f(\boldsymbol{\rho}, z)$, где $\boldsymbol{\rho}=\{x, y\}$ — проекция радиуса-вектора точки на горизонтальную плоскость, z — вертикальная координата, отсчитываемая от поверхности к дну океана, f — плотность источников шума, ε и $\tilde{\varepsilon}$ — соответственно среднее значение и флуктуирующая часть квадрата показателя преломления среды, k_0 — опорное значение волнового числа. Случайные поля $\tilde{\varepsilon}$, f будем считать статистически однородными в горизонтальной плоскости и независимыми.

Параметры шумовых источников зададим функцией корреляции $b(\boldsymbol{\rho}, z_1, z_2)=\langle f(\boldsymbol{\rho}_1, z_1)f^*(\boldsymbol{\rho}_2, z_2)\rangle$, где угловыми скобками обозначено статистическое усреднение, звездочкой — комплексное сопряжение, $\boldsymbol{\rho}=\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{\rho}_1$. Так

как в дальнейшем будем рассматривать шум на фиксированной частоте, зависимость от ω в аргументах функций явно указываться не будет.

Предположим, что размер акватории, с которой собирается шум в некоторой точке среды, велик по сравнению с характерной длиной цикла луча D в подводном звуковом канале: $D/L \ll 1$, где величина L имеет порядок обратного декремента затухания волны в среде: $L \sim 1/\alpha$. В этом случае в разложении поля p по собственным функциям волновода можно пренебречь всеми членами, кроме N первых, где N — число распространяющихся на данной частоте мод: $p(\boldsymbol{\rho}, z) = \sum_{n=1}^{N} P_n(\boldsymbol{\rho}) \varphi_n(z)$. Здесь функции φ_n удовлетворяют уравнениям $[d^2/dz^2 + k_0^2 \varepsilon(z) - \xi_n^2]\varphi_n = 0$ и граничным условиям при $z=0$ и $z=h$, ξ_n — горизонтальное волновое число n-й моды. При выполнении того же условия комплексные амплитуды отдельных мод оказываются некоррелированными между собой: $\langle P_n P_m^* \rangle = 0$ при $n \neq m$ (см., например, [4]). Отметим, что указанные свойства корреляции $\langle P_n P_m^* \rangle$ в шумовом поле не связаны с наличием случайных неоднородностей, и имеют место при полном отсутствии флуктуаций среды.

Нашей целью является вычисление функции когерентности шума $g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z_1, z_2) = \langle p(\boldsymbol{\rho}_1, z_1) p^*(\boldsymbol{\rho}_2, z_2) \rangle$. В соответствии со сказанным выше для этого достаточно найти корреляционный вектор $\mathbf{G} = \{G_n\}$, $n = 1, \ldots, N$ с компонентами $G_n(\boldsymbol{\rho}) = \langle P_n(\boldsymbol{\rho}_1) P_n^*(\boldsymbol{\rho}_2) \rangle$ (в силу симметрии задачи вектор $\mathbf{G}$ зависит лишь от разности $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}_1$). Чтобы определить $\mathbf{G}$, произведем в горизонтальной плоскости разложение шумового поля по плоским волнам и вычислим среднюю интенсивность каждой такой волны. Если горизонтальный радиус корреляции флуктуаций среды a_r велик по сравнению с длиной звуковой волны λ, для расчета интенсивности каждой спектральной компоненты можно использовать параболическое уравнение, а рассеяние на случайных неоднородностях учесть в марковском приближении [1, 6]. Окончательный ответ получится интегрированием всех плоских волн, приходящих с различных направлений в точку наблюдения.

Получим требуемое разложение шумового поля. Введем в горизонтальной плоскости полярные координаты с осью, направленной по вектору $\boldsymbol{\rho}$. Введем также вспомогательную декартову систему координат x_θ, y_θ с осью абсцисс, составляющей угол θ с полярной осью. Коррелятор $\mathbf{G}$ можно разложить в спектр по координате y_θ:

$$\mathbf{G}(x_\theta, y_\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu \mathbf{S}_\theta(x_\theta, \nu) \exp(-i\nu y_\theta); \quad \mathbf{S}_\theta = \{S_{\theta_n}\}.$$

В то же время $\mathbf{G}$ можно представить и в виде полного фурье-разложения в горизонтальной плоскости: $\mathbf{G}(\boldsymbol{\rho}) = \int d^2\varkappa \mathbf{E}(\boldsymbol{\varkappa}) \exp(-i\boldsymbol{\varkappa}\boldsymbol{\rho})$. Выражая в последнем соотношении двумерный спектр $\mathbf{E}$ через $\mathbf{S}_\theta$ и переходя при интегрировании по $\boldsymbol{\varkappa}$ к полярным координатам, найдем

$$\mathbf{G}(\boldsymbol{\rho}) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} d\theta\, \varkappa d\varkappa\, e^{-i\varkappa\rho} \int_{-\infty}^{+\infty} dx\, e^{i\varkappa x} \mathbf{S}_\theta(x, 0). \tag{1}$$

Выразим функцию $\mathbf{S}_\theta(x, 0)$ через ее значение при $x=0$. Для этого представим $\mathbf{S}_\theta$ в виде суммы $\mathbf{S}_\theta = \mathbf{S}_\theta^+ + \mathbf{S}_\theta^-$, где через $\mathbf{S}_\theta^\pm$ обозначены вклады в спектр от волн, бегущих соответственно в положительном и отрицательном направлениях оси x_θ. Считая, что амплитуда n-й моды A_n остается постоянной на дистанциях, порядка радиуса корреляции шумового поля, для $\mathbf{S}_\theta^+$ будем иметь $S_{\theta_n}^+(x_2 - x_1, 0) = \langle A_n \exp(i\xi_n x_1) A_n^* \exp(-i\xi_n x_2) \rangle = \exp[-i\xi_n(x_2 - x_1)] S_{\theta_n}^+(0, 0)$, т. е. $\mathbf{S}_\theta^+(x, 0) = \exp(-i\hat{K}x)\mathbf{S}_\theta^+(0, 0)$. Здесь ввели оператор горизонтального волнового числа $\hat{K}$, имеющий в базисе $\{\varphi_n\}$ матрицу $K_{nm} = \xi_n \delta_{nm}$, δ_{nm} — символ Кронеккера. Принимая во внимание аналогичное соотношение для $\mathbf{S}_\theta^-(x, 0)$ и вычисляя в (1) интеграл

по x, $\varkappa$, получим

$$\mathbf{G}(\boldsymbol{\rho}) = \hat{K} \int_0^{2\pi} d\theta e^{-i\hat{K}\rho\cos\theta} \mathbf{S}_\theta^+(0, 0). \tag{2}$$

Формула (2) сводит задачу к расчету величин $\mathbf{S}_\theta^+(0,0)$, т. е. интенсивностей мод, распространяющихся в положительном направлении оси x_θ.

Для сокращения введем обозначение $\mathbf{S}(\nu) = \mathbf{S}_\theta^+(0, \nu)$, и будем далее опускать индекс θ у координат x, y.

Используем для вычисления $\mathbf{S}(\nu)$ параболическое приближение. Вводя вместо $\mathbf{P}$ вектор «медленно меняющихся» амплитуд $\mathbf{U}$, $\mathbf{U} = \hat{K}^{1/2} \exp(-i\hat{K}x)\mathbf{P}$, обычным образом [5] получим параболическое уравнение

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} + (2i\hat{K})^{-1}\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \hat{\alpha}\right]\mathbf{U} = \hat{\varepsilon}\mathbf{U} + \mathbf{I}. \tag{3}$$

Здесь $\mathbf{I} = (2i\hat{K}^{1/2})^{-1}\exp(-i\hat{K}x)\mathbf{F}$, $F_n = \int dz\, f(\boldsymbol{\rho}, z)\varphi_n(z)$, $\hat{\alpha}$ — оператор затухания. В базисе $\{\varphi_n\}$ оператор $\hat{\alpha}$ имеет матрицу $\alpha_{nm} = \delta\xi_n\delta_{nm}$, где $\delta\xi_n$ — мнимая часть волнового числа n-й распространяющейся моды. Оператор межмодового взаимодействия $\hat{\varepsilon}$ в том же базисе имеет элементы

$$\varepsilon_{nm} = \frac{ik_0^2}{2}(\xi_n\xi_m)^{-1/2} e^{-i(\xi_n - \xi_m)x} \int \tilde{\varepsilon}(\boldsymbol{\rho}, z)\varphi_n\varphi_m\, dz.$$

Стандартная техника марковского приближения [6] позволяет провести статистическое усреднение уравнения (3) и получить следующую замкнутую систему уравнений для величин $W_n(x, y_2 - y_1) = \langle U_n(x, y_1) \times U_n^*(x, y_2)\rangle$ (более подробно аналогичная процедура описана в работах [7, 8]):

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} + 2\hat{\alpha}\right]\mathbf{W} = \hat{V}\mathbf{W} + \boldsymbol{\Psi}. \tag{4}$$

Здесь матрица $\hat{V}$ имеет элементы $V_{nm}(y) = a_{nm}(y) - \delta_{nm}\sum_{l=1}^{\infty} a_{l_n}(0)$, причем под суммированием по l подразумевается также и интегрирование по непрерывному спектру; $a_{nm} = (4\xi_n\xi_m)^{-1}\int dt\, b_{nm}(t, y)\cos[(t/2)(\xi_n + \xi_m)]$; $b_{nm}(t, y_2 - y_1) = \langle\varepsilon_{nm}(x - (t/2), y_1)\varepsilon_{nm}^*(x + (t/2), y_2)\rangle$. Вектор $\boldsymbol{\Psi}$ определяется соотношениями $\Psi_n(y_2 - y_1) = \langle U_n(x, y_1)I_n^*(x, y_2)\rangle + \langle U_n^*(x, y_2)I_n(x, y_1)\rangle$.

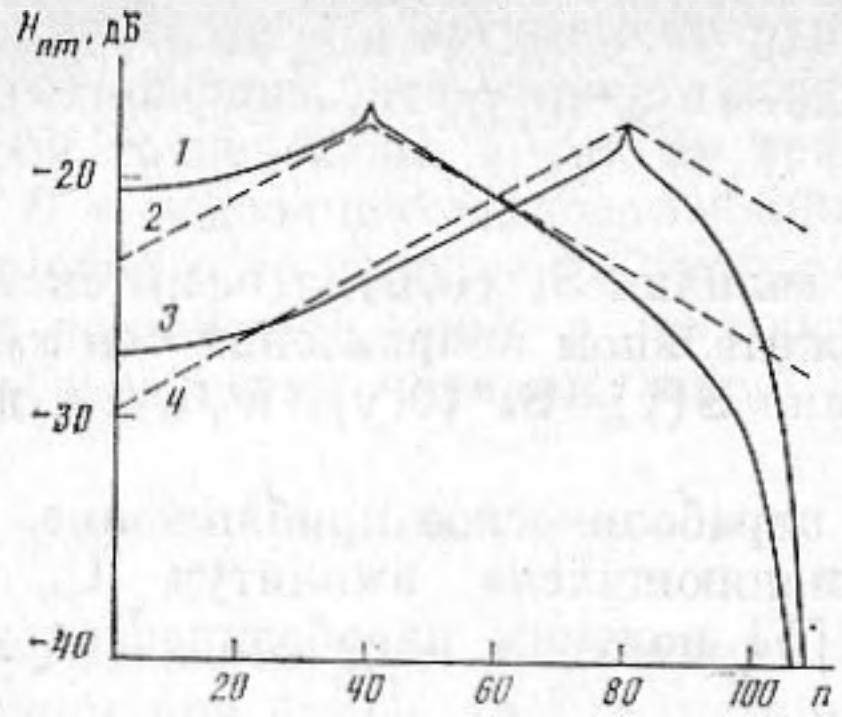
При выводе уравнения (4) мы учли статистическую однородность шумового поля по координате y. Кроме того, использованные нами параболическое и марковское приближения накладывают ряд ограничений на дистанцию и параметры неоднородностей. Не имея возможности продемонстрировать здесь получение соответствующих оценок, приведем их без вывода: $\lambda \ll a_r, L$; $(L/a_r) \ll (a_r/\lambda)^4$; $a_r, D \ll V_{nn}^{-1}$.

В соответствии с тем, что статистические характеристики шума не должны зависеть от горизонтальных координат, рассмотрим далее стационарное, не зависящее от x, решение уравнения (4). Оно имеет вид $\mathbf{W}^{st}(y) = (2\hat{\alpha} - \hat{V})^{-1}\boldsymbol{\Psi} = \hat{H}\boldsymbol{\Psi}$. Интересующая нас величина $\mathbf{S}(\nu)$ связана с $\mathbf{W}^{st}$ соотношением $\mathbf{S}(\nu) = (2\pi\hat{K})^{-1}\int dy \exp(i\nu y)\mathbf{W}^{st}(y)$. Переходя в (4) к спектрам по y, найдем

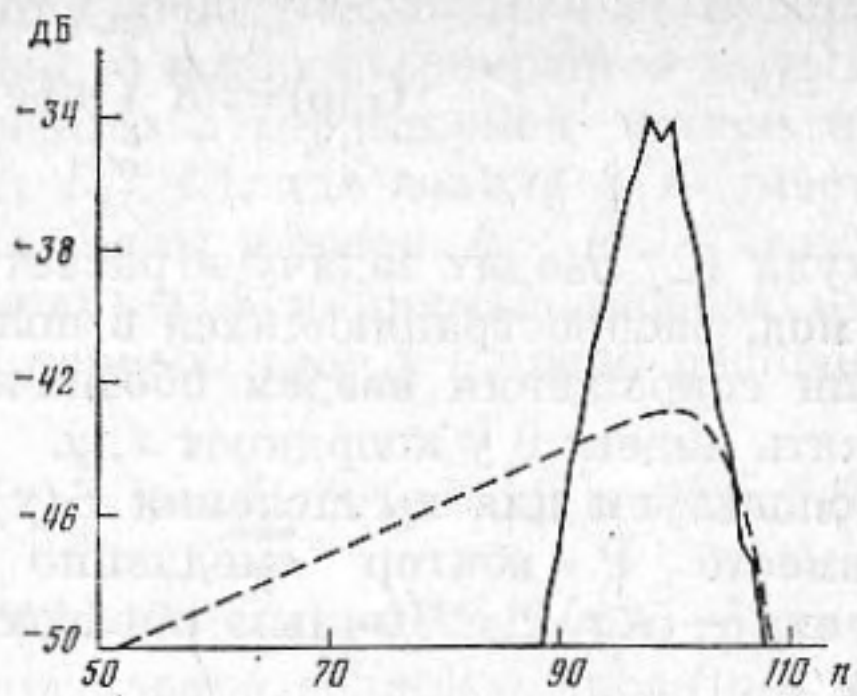
$$\mathbf{S}(0) = \hat{K}^{-1}\int_{-\infty}^{+\infty} d\nu\, \hat{\varepsilon}(\nu)\boldsymbol{\Lambda}(-\nu), \tag{5}$$

где

$$\boldsymbol{\Lambda}(\nu) = (2\pi)^{-1}\int e^{-i\nu y}\boldsymbol{\Psi}(y)\, dy, \quad \hat{\varepsilon}(\nu) = (2\pi)^{-1}\int e^{-i\nu y}\hat{H}(y)\, dy.$$



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимость элементов H_{nm} от индекса n при фиксированном m: $m=40$ и $m=80$ (кривые *1*, *2* и *3*, *4* соответственно). По оси ординат отложена величина $10\lg(2\alpha H_{nm})$, $\alpha=0{,}001$ дБ/км. Сплошная линия – численный расчет, пунктир – расчет по формуле (9)

Фиг. 2. Распределение энергии шума по модам в невозмущенном (сплошная линия) и случайно-неоднородном (пунктир) океане. По оси абсцисс – номер моды, по оси ординат – $\langle|P_n|^2\rangle$ в децибелах относительно уровня $C\xi_1/(8\alpha h)$; $\alpha=0{,}001$ дБ/км

Учтем теперь крупномасштабность случайных неоднородностей в горизонтальной плоскости. Поскольку горизонтальный радиус корреляции шумовых источников на рассматриваемых нами частотах в любом случае не превышает длины звуковой волны, характерная ширина спектра $\mathbf{\Lambda}(\nu)$ очень велика по сравнению с шириной спектра $\hat{\varepsilon}$. В соответствии с этим разложим в (5) $\mathbf{\Lambda}(\nu)$ в ряд Тейлора в окрестности $\nu=0$. Принимая во внимание четность $\hat{\varepsilon}(\nu)$ и ограничиваясь в разложении двумя первыми не исчезающими членами, получим

$$\mathbf{S}(0)=\hat{K}^{-1}\hat{H}\left[\mathbf{\Lambda}(0)-\frac{1}{2}\hat{V}''_{\perp\perp}\hat{H}\mathbf{\Lambda}_{\nu\nu}''(0)\right], \tag{6}$$

причем $\hat{H}$ и $\hat{V}$ в этой формуле берутся при $y=0$, а индекс $\perp$ означает, что дифференцирование проводится по координате, перпендикулярной направлению распространения.

Величины $\mathbf{\Lambda}(0)$, $\mathbf{\Lambda}_{\nu\nu}''(0)$ можно выразить через спектр источников поля $\mathbf{\Phi}(\xi)\equiv\mathbf{\Phi}(\xi_x,\ \xi_y)$, $\mathbf{\Phi}=(4\pi^2)^{-1}\int d^2\rho\mathbf{B}(\rho)\exp(-i\xi\rho)$, где $B_n(\rho_2-\rho_1)=\langle F_n(\rho_1)F_n^*(\rho_2)\rangle$. Не останавливаясь здесь на соответствующих простых выкладках, приведем результат:

$$\Lambda(0)=\pi(2\hat{K})^{-1}\Phi_0,$$

$$\Lambda_{\nu\nu}''(0)=\pi(2\hat{K})^{-1}(\Phi_2-\hat{K}^{-1}\Phi_1), \tag{7}$$

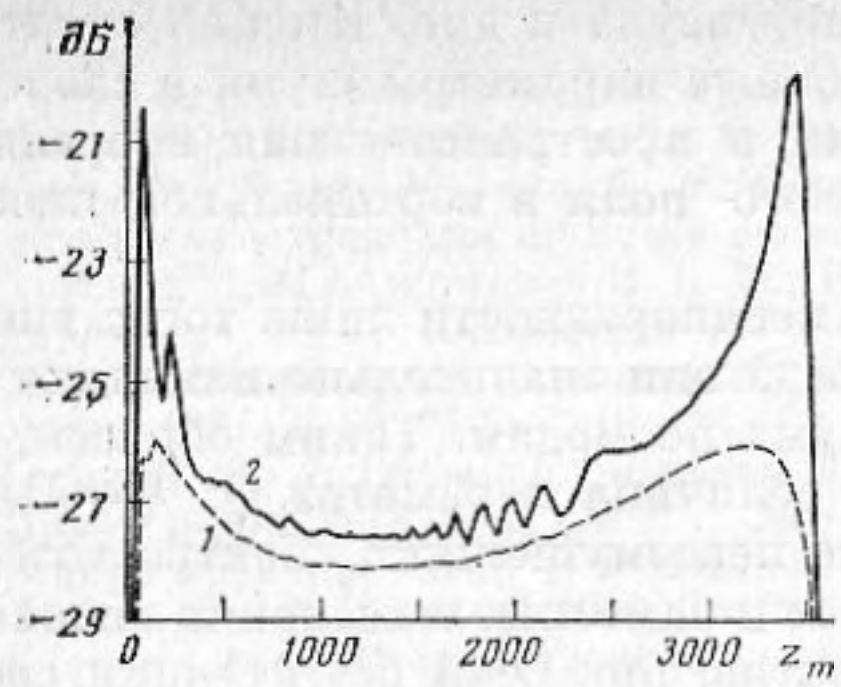
причем

$$(\mathbf{\Phi}_0)_n=\Phi_n(\xi_n,0);\ (\mathbf{\Phi}_1)_n=\frac{\partial\Phi_n}{\partial\xi_x}(\xi_n,0);\quad (\mathbf{\Phi}_2)_n=\frac{\partial^2\Phi_n}{\partial\xi_y^2}(\xi_n,0).$$

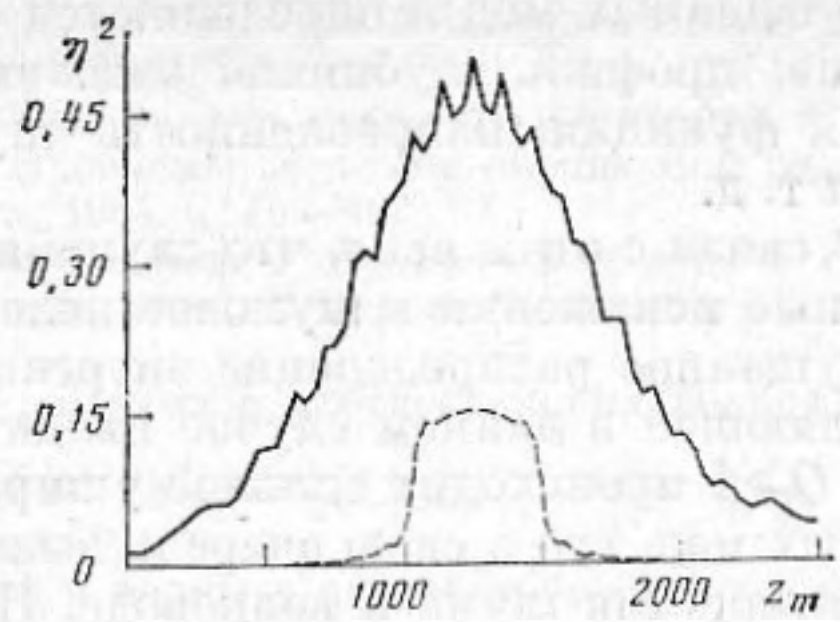
Наконец, подставляя соотношения (7) в (6) и восстанавливая в аргументах функций зависимость от θ, получим окончательно:

$$\mathbf{S}_\theta^+(0,\ 0)=\pi(2\hat{K})^{-1}\hat{H}\{\hat{K}^{-1}\Phi_0(\theta)-(1/2)\hat{V}''_{\perp\perp}\hat{H}\hat{K}^{-1}[\Phi_2(\theta)-\hat{K}^{-1}\Phi_1(\theta)]\}. \tag{8}$$

Соотношения (2), (8) решают поставленную задачу. Формула (8) позволяет найти направленность шумового поля в горизонтальной плоскости $\mathbf{S}_\theta^+(0,0)$. Формула (2) сводит определение функции когерентности к интегрированию $\mathbf{S}_\theta^+(0,0)$ по θ. Отметим, что второе слагаемое в фигурных скобках формулы (8), учитывающее влияние горизонтальной рефракции в случайно-неоднородном океане на шумовое поле, как правило, пренебрежимо мало по сравнению с первым: их отношение оценивается величиной $(a_f/a_r)^2\ll1$, где a_f – горизонтальный радиус когерентности поля источников.



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 3. Глубинные зависимости интенсивности шума в случайно-неоднородном (*1*) и невозмущенном (*2*) океане в децибелах относительно уровня $C\xi_1/(8\alpha h^2)$; $\alpha=0{,}001$ дБ/км

Фиг. 4. Квадрат коэффициента вертикальной корреляции шума, осредненный по интервалу $\Delta z=400$ м; $z_1=1250$ м

Основной трудностью при вычислении $\mathbf{S}_0^+(0,0)$ по формуле (8) является обращение матрицы $(2\hat{\alpha}-\hat{V})$. Хотя при конкретных численных расчетах на ЭВМ это не представляет проблемы, для обсуждения общих закономерностей поведения функции $\mathbf{S}$ полезно иметь для $\hat{H}=(2\hat{\alpha}-\hat{V})^{-1}$ приближенное аналитическое выражение. Применяя метод, аналогичный изложенному в [7, 8], можно получить

$$H_{nm}=(2\sqrt{d_m\gamma_m})^{-1}\exp\left(-|n-m|\sqrt{\gamma_m/d_m}\right), \tag{9}$$

где $\gamma_m=2\delta\xi_m+\alpha_m^{\varepsilon}$, $\alpha_m^{\varepsilon}=\sum\limits_{l>N} a_{lm}(0)$ — декремент затухания интенсивности m-й моды, связанный с перерассеянием энергии в непрерывный спектр; $d_m=(1/2)\sum\limits_{-\infty}^{+\infty} l^2 a_{l+m,m}$. Отношение $N_H=\sqrt{d_m/\gamma_m}$ определяет по порядку величины число мод, на которые распадается m-я мода после прохождения дистанции порядка размера акватории L. Условиями применимости (9) являются: $N_H\gg 1$ — моды «успевают» сильно провзаимодействовать, $N_H\ll N$ — установившееся распределение энергии шума по модам еще далеко от своего предельного значения, достигаемого при $\hat{\alpha}\to 0$.

Величина d_m совпадает с вводимым в [5, 9] коэффициентом диффузии по модам. Это позволяет с помощью формулы (9) качественно оценить влияние океанических неоднородностей различного рода на шумовое поле, так как обычно удается получить аналитические выражения для соответствующих коэффициентов диффузии [9].

Обсудим полученные выше результаты на конкретной модели шума, создаваемого поверхностными δ-коррелированными дипольными источниками в глубоком океане. При этом $(\mathbf{\Phi}_0)_n=(4\pi^2)^{-1}C\varphi_n'^2(0)$, где константа C характеризует средний квадрат флуктуаций стороннего давления, создаваемого источниками на поверхности: $\langle f(\boldsymbol{\rho}_1, z_1)f^*(\boldsymbol{\rho}_2, z_2)\rangle=C\delta(\boldsymbol{\rho}_2-\boldsymbol{\rho}_1)\times\delta'(z_1)\delta'(z_2)$. Пренебрегая вторым слагаемым в правой части (6), для изотропных в горизонтальной плоскости неоднородностей найдем в этом случае

$$g(\boldsymbol{\rho}, z_1, z_2)=\frac{C}{4}\sum_{n,m} J_0(\xi_n\rho)\varphi_n(z_1)\varphi_n(z_2)H_{nm}\frac{1}{\xi_m}\varphi_m'^2(0).$$

Как известно [2], в типичных условиях глубокого океана энергия шумового поля, создаваемого поверхностными источниками, заключена в относительно небольшом числе N_* сильно возбужденных мод: $N_*/N\ll 1$. Это число определяется, грубо говоря, двумя факторами: величиной Δc разности скорости звука у дна $c(h)$ и скорости звука у поверхности $c(0)$, $\Delta c=$

$=c(h)-c(0)>0$, и величиной поглощения звука в дне. Именно спектром возбужденных мод и определяются основные параметры шума в слоистом океане: профиль глубинной зависимости и пространственная корреляционная функция, направленность шумового поля в вертикальной плоскости и т. д.

В связи с этим ясно, что случайные неоднородности лишь тогда внесут сильные искажения в шумовое поле, когда они значительно изменяют невозмущенное распределение энергии шума по модам. Таким образом, определяющей в данном случае является величина параметра Q, $Q=N_H/N$. При $Q\gg1$ происходит сильное уширение невозмущенного спектра возбужденных мод, что в свою очередь вызывает и заметные изменения основных характеристик шума в волноводе. Напротив, при $Q\ll1$ флуктуации среды приводят лишь к выравниванию энергий возбужденных мод, что мало сказывается на суммарном поле.

Проиллюстрируем сказанное на численном примере океана с каноническим профилем скорости звука $c(z)=c_0(1+\varepsilon_M(\exp(-t)+t-1))$, где c_0 — скорость звука на оси канала, $c_0=1485$ м/с, $\varepsilon_M=5{,}7\cdot10^{-3}$, $t=2(z-z_0)/B_M$, $z_0=1250$ м — глубина оси, $B_M=1700$ м. Шумовое поле создается дельта-коррелированными дипольными источниками, расположенными на поверхности. Предположим, что флуктуации показателя преломления среды обусловлены случайным полем внутренних волн, параметры которого описываются спектром Гаррета-Манка. Расчет матрицы $\hat{V}$ для таких флуктуаций описан в работе [10].

Рассмотрим частотную компоненту шума на частоте 200 Гц. При этом имеется 109 захваченных звуковым каналом мод. Затухание звука в воде положим равным 0,001 дБ/км, в дне — 10 дБ/км. На фиг. 1 приведены графики зависимости матричных элементов H_{nm} от индекса n при фиксированных m : $m=40$ (кривые *1* и *2*) и $m=80$ (кривые *3* и *4*). Сплошной линией отмечены результаты, полученные численным обращением матрицы $2\hat{\alpha}-\hat{V}$, пунктиром — найденные по асимптотической формуле (9). На фиг. 2 в относительных единицах изображены невозмущенный (сплошная линия) и осредненный по флуктуациям среды (пунктир) профили распределения энергии шума по модам подводного волновода. Как видно из фиг. 1, 2, в данном случае неоднородности приводят к значительному уширению спектра возбужденных мод (параметр Q приблизительно равен 5). Как следствие, получаем заметное сглаживание глубинной зависимости интенсивности шума (фиг. 3, кривая *1*) по сравнению с невозмущенным случаем (кривая *2*). Отметим еще значительное понижение общего уровня шума, вызванное перекачкой энергии во взаимодействующие с дном, сильно затухающие моды.

На фиг. 4 изображен график квадрата коэффициента пространственной корреляции шумового поля $\eta^2=[\langle p(\rho, z_1)p^*(\rho, z_2)\rangle/\langle|p(\rho, z_1)|^2\rangle]^2$, при $z_1=1250$ м, сглаженного по периодам осцилляции глубинных зависимостей возбужденных мод. Хорошо видно существенное уменьшение вертикального радиуса корреляции шума во флуктуирующей среде (пунктир) по сравнению с невозмущенным случаем (сплошная линия), также непосредственно связанное с ростом числа мод, дающих вклад в поле.

Остановимся в заключении на связи полученных результатов с экспериментальными данными. Как известно [11], в эксперименте не наблюдается ярко выраженного минимума интенсивности шумового поля на оси канала, предсказываемого теорией в рамках моделей слоистого океана (кривая *2* фиг. 3). Как видно из приведенного примера, учет случайных неоднородностей может в некоторых ситуациях привести к существенному выравниванию глубинной зависимости (кривая *1* фиг. 3). В то же время из имеющихся данных о коэффициенте диффузии по модам для разных типов неоднородностей океанической среды [9] следует, что на частотах порядка 100 Гц и менее параметр Q в глубоком океане обычно не превышает единицы. Следовательно, флуктуациями гидрологических параметров нельзя в общем случае объяснить расхождение теории и эксперимента. Для его устранения необходимы, по-видимому, более сложные расчеты в рамках моделей трехмерно-неоднородного океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
2. *Курьянов Б. Ф., Клячин Б. И.* Применение теории переноса излучения к задачам распространения шумов в океане // Проблемы акустики океана/Под ред. Бреховских Л. М., Андреевой И. Б. М.: Наука, 1984. С. 16–30.
3. *Воронович А. Г.* Приближение некоррелированных отражений в задаче о распространении звука в волноводе со статистически неровной границей // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 1. С. 19–30.
4. *Газарян Ю. Л.* Об энергетическом спектре шума в плоскослоистых волноводах // Акуст. журн. 1975. Т. 21. № 3. С. 382–390.
5. Распространение волн и подводная акустика/Под ред. Келлера Дж. Б. и Пападакиса Дж. С. М.: Мир. 1980. С. 1229.
6. *Кляцкин В. И.* Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 336 с.
7. *Моисеев А. А.* О расчете функции когерентности поля в случайно-неоднородном волноводе // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279. № 6. С. 1339–1344.
8. *Моисеев А. А.* О расчете функции когерентности поля в случайно-неоднородном волноводе. М.: 1984. 20 с.– Деп. в ВИНИТИ № 6433–84.
9. *Артельный В. В., Горская Н. С., Раевский М. А.* Статистические характеристики нормальных волн в случайно-неоднородных океанических волноводах: Препринт № 148. Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
10. *Моисеев А. А.* Поле точечного источника в океаническом волноводе в присутствии внутренних волн // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 3. С. 523–528.
11. *Morris G. B.* Depth dependence of ambient noise in the north-eastern Pacific ocean // J. Acoust Soc. Amer. 1978. V. 64. № 2. P. 581–590.

Институт океанологии
им. П. П. Ширшова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14.I.1987