АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том 36 1990 Вып. 3

УДК 534.28
© 1990 г.

Н. С. Горская, М. А. Раевский

НИЗКОЧАСТОТНОЕ АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В ОКЕАНИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С НЕРЕГУЛЯРНЫМ ДНОМ

В приближении многократного рассеяния исследуется поведение функции пространственной корреляции и когерентной компоненты нормальных мод акустического поля в волноводе с нерегулярным профилем дна.

Одной из актуальных задач акустики океана является изучение влияния нерегулярностей профиля дна на статистические характеристики низкочастотных звуковых сигналов. Прежде всего такие исследования важны для прогнозирования энергетических и корреляционных параметров акустического поля в мелком море и волноводах придонного типа. Кроме того, представляет интерес дистанционная акустическая диагностика мезомасштабного профиля океанического дна. Если для изучения микрорельефа (горизонтальные масштабы $10^{-2}\div10$ м) обычно используется глубоководная фотосъемка, а информацию о генеральном рельефе ($10^3\div10^5$ м) можно получить путем эхолотирования, то случайные мезомасштабные неровности дна ($10^2\div10^3$ м) в принципе можно исследовать путем анализа статистических параметров распространяющихся низкочастотных акустических волн [1]. Для решения прямых задач прогнозирования акустического поля и обратных задач диагностики дна необходима теоретическая модель, позволяющая сравнительно просто связать характеристики акустического поля и параметры случайнонерегулярного дна океана.

В данной работе проводится теоретическое рассмотрение статистических характеристик нормальных мод акустического поля в волноводе с нерегулярным профилем дна. Отметим, что ранее уже обсуждались эффекты затухания когерентной компоненты [2–4], а также изменение энергетических и корреляционных характеристик [2–5] нормальных мод в волноводе с нерегулярной импедансной границей. Однако в этих работах делаются различные допущения (например, предполагается импедансное граничное условие [5] или отсутствие скачка плотности на неровном дне [2]), которые далеко не всегда справедливы при рассмотрении акустического поля в океанических волноводах с нерегулярным дном. Здесь рассмотрено влияние плавнонерегулярного профиля дна океана с произвольными импедансными свойствами при единственном предположении — малости параметра Рэлея и уклонов поверхности. Получены уравнения для функции корреляции нормальных мод и выражение для декремента затухания их когерентной компоненты. Показано, что анализ затухания когерентного поля мод может быть проведен с помощью методов геометрической акустики. Обсуждаются зависимости декремента затухания от импедансных свойств дна.

Будем считать, что плоскослоистый акустический волновод с профилем скорости звука $c_1(z)$ и плотностью среды ρ_1 открыт ко дну, которое описывается моделью жидкого полупространства с профилем $c_2(z)$ и плотностью ρ_2. Случайные вертикальные отклонения дна от среднего положения $z=H$ будем описывать функцией $\xi(x, y)$. x, y — координаты в горизонтальной плоскости. Поле монохроматической звуковой волны с частотой ω в области вне источника (тип источника не конкретизируется и определяет лишь коэффициенты возбуждения мод) описывается уравнением Гельмгольца:

$$\Delta\varphi_\omega^{(1,2)}+\frac{\omega^2}{c_{1,2}^2(z)}\varphi_\omega^{(1,2)}=0, \tag{1}$$

где $\varphi_\omega^{(1)}$, $\varphi_\omega^{(2)}$ — соответственно значения звукового потенциала в воде и донном грунте, связанные на границе $z=H+\xi(x, y)$ условиями

$$\rho_1\varphi_\omega^{(1)}=\rho_2\varphi_\omega^{(2)}\Big|_{z=H+\xi(x,y)}$$
$$\frac{d\varphi_\omega^{(1)}}{d\mathbf{n}}=\frac{d\varphi_\omega^{(2)}}{d\mathbf{n}}\Bigg|_{z=H+\xi(x,y)} \tag{2}$$

$\mathbf{n}$ — единичный вектор, нормальный к поверхности дна. Уравнения (1), (2) необходимо исследовать совместно с условием излучения при $z=\infty$ и условием на свободной поверхности океана

$$\varphi_\omega^{(1)}=0\big|_{z=0}. \tag{3}$$

Будем полагать, что смещения ξ и наклоны $\nabla_\perp\xi$ неровного дна достаточно малы, так что граничные условия (2) можно разложить в ряд

$$\rho_1\varphi_\omega^{(1)}+\rho_1\frac{\partial\varphi_\omega^{(1)}}{\partial z}\xi+\ldots=\rho_2\varphi_\omega^{(2)}+\rho_2\frac{\partial\varphi_\omega^{(2)}}{\partial z}\xi+\ldots\Bigg|_{z=H}$$
$$\frac{\partial\varphi_\omega^{(1)}}{\partial z}+\frac{\partial^2\varphi_\omega^{(1)}}{\partial z^2}\xi-\nabla_\perp\xi\nabla_\perp\varphi_\omega^{(1)}+\ldots= \tag{4}$$
$$=\frac{\partial\varphi_\omega^{(2)}}{\partial z}+\frac{\partial^2\varphi_\omega^{(2)}}{\partial z^2}\xi-\nabla_\perp\xi\nabla_\perp\varphi_\omega^{(2)}+\ldots\Big|_{z=H}$$

где $\nabla_\perp=\{\partial/\partial x, \partial/\partial y\}$. В дальнейшем в (4) ограничимся линейными членами этого разложения, что соответствует малым значениям параметра Рэлея $R\ll1$ и уклонов поверхности $\sqrt{\langle(\nabla_\perp\xi)^2\rangle}\ll1$ ($\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций). Будем также предполагать крупномасштабность неровностей границы $(\omega/c_1)L_н\gg1$, где $L_н$ — масштаб их корреляции.

В отсутствие неровностей дна ($\xi=0$) акустическое поле, локализованное в волноводе, представляется суперпозицией нормальных мод $\varphi_{p\omega}(z)$ регулярного волновода, удовлетворяющих краевой задаче:

$$\frac{d^2\varphi_{p\omega}}{dz^2}+\left(\frac{\omega^2}{c_{1,2}^2(z)}-k_{p\omega}^2\right)\varphi_{p\omega}=0,$$
$$\varphi_{p\omega}^{(1)}=0\big|_{z=0}\qquad \rho_1\varphi_{p\omega}^{(1)}=\rho_2\varphi_{p\omega}^{(2)}\big|_{z=H}, \tag{5}$$
$$\frac{d\varphi_{p\omega}^{(1)}}{dz}=\frac{d\varphi_{p\omega}^{(2)}}{dz}\Bigg|_{z=H},$$

дополненной условием излучения при $z=\infty$. Здесь $k_{p\omega}$ — горизонтальное волновое число моды p. В дальнейшем функции $\varphi_p(z)$ предполагаются нормированными

$$\int_0^H\varphi_{p\omega}(z)\varphi_{p_2\omega}(z)\,dz+\frac{\rho_2}{\rho_1}\int_H^\infty\varphi_{p\omega}(z)\varphi_{p_2\omega}(z)\,dz=\delta_{pp_2}, \tag{6}$$

где δ_{pp_2} — символ Кронекера. При $\xi\neq0$ суперпозиция нормальных мод не удовлетворяет краевой задаче (1)—(3), поэтому представим решение в виде [6, 7]

$$\varphi(x,y,z)=\sum_p\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{b_{p\varkappa}(x)}{\sqrt{h_{p\varkappa}}}\varphi_p(z)e^{ih_{p\varkappa}x+i\varkappa y}\,d\varkappa+\Psi(x,y,z), \tag{7}$$

где $h_{p\varkappa}=\sqrt{k_p^2-\varkappa^2}$ — x-компонента волнового числа, $\varkappa$ — y — компонента, Ψ — малая величина порядка $\sqrt{\langle\xi^2\rangle}$. Индекс ω здесь для краткости опускается. Разложение (7) соответствует квазиплоской волне, распространяющейся вдоль x, при этом волны, рассеянные в обратном направлении, вследствие крупномасштабности неровностей не учитываются. Подставляя разложение (7) в краевую задачу (1)—(3), получим для Ψ неоднородную краевую задачу, из условия разрешимости которой следует уравнение:

$$\dot{b}_{p\varkappa}=\sum_{p_2=1}^{p_{\text{сч}}}\int d\varkappa_1 V_{\varkappa\varkappa_2\xi\varkappa_1}^{pp_2} b_{p_2\varkappa_2} e^{i(h_{p_2\varkappa_2}-h_{p\varkappa})x}+\sum_{p_2=1}^{p_{\text{сч}}}\int d\varkappa_1 U_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}\frac{d\xi_{\varkappa_1}}{dx} b_{p_2\varkappa_2} e^{i(h_{p_2\varkappa_2}-h_{p\varkappa})x}, \tag{8}$$

где $p_{\text{сч}}$ — число распространяющихся мод. Коэффициенты взаимодействия $V_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}$ и $U_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}$ имеют вид:

$$V_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}=\frac{1}{2i}\frac{1}{\sqrt{h_{p\varkappa}h_{p_2\varkappa_2}}}\left\{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-1\right)\frac{d\varphi_p^{(1)}}{dz}\frac{d\varphi_{p_2}^{(1)}}{dz}-\left[(k_{p_2}^2-k_2^2)\frac{\rho_1}{\rho_2}-\right.\right.$$
$$\left.\left.-(k_{p_2}^2-k_1^2)\right]\varphi_p^{(1)}\varphi_{p_2}^{(1)}+\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\varkappa_1\varkappa_2\varphi_p^{(1)}\varphi_{p_2}^{(1)}\right\}, \tag{9}$$

$$U_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}=\frac{-1}{2}\sqrt{\frac{h_{p_2\varkappa_2}}{h_{p\varkappa}}}\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)\varphi_p^{(1)}\varphi_{p_2}^{(1)}, \tag{10}$$

где $\varphi_p^{(1,2)}$ и $d\varphi_p^{(1,2)}/dz$ — соответствующие значения собственных функций и их производных при $z=H$, $c_1\equiv c_1(H)$, $c_2\equiv c_2(H)$, $k_1\equiv\omega/c_1$, $k_2\equiv\omega/c_2$.

На основе стохастического уравнения (8) в приближении «рассеяния вперед» можно получить замкнутые уравнения для первых двух моментов нормальных мод $\langle b_{p\varkappa}\rangle$ и $\langle b_{p\varkappa}b_{p_1\varkappa_1}\rangle$ [6, 7]. Как показано в этих работах, при условии малости рассеяния на масштабе интерференции мод $L_{\text{инт}}=[\min(k_p-k_{p_1})]^{-1}$ и масштабе корреляции $L_{\text{н}}$ уравнение для автокорреляционной функции мод $\langle b_{p\varkappa}b_{p_1\varkappa_1}^*\rangle=N_{p\varkappa}\delta(\varkappa-\varkappa_1)$ без предположения о некоррелированности мод имеет вид уравнения переноса

$$\frac{\partial N_{p\varkappa}}{\partial x}=\sum_{p_2=1}^{p_{\text{сч}}}\int W_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}N_{p_2\varkappa_2}d\varkappa_2-2\gamma_{p\varkappa}N_{p\varkappa}. \tag{11}$$

Для вероятности перехода между модами $W_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2}$ в нашем случае можно получить выражение:

$$W_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}=B(\varkappa_2-\varkappa,\ h_{p_2\varkappa_2}-h_{p\varkappa})R_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}R_{p_2p}^{\varkappa_2\varkappa},$$

$$R_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}=\frac{1}{2i\sqrt{k_pk_{p_2}}}\left\{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-1\right)\frac{d\varphi_p^{(1)}}{dz}\frac{d\varphi_{p_2}^{(1)}}{dz}+\right.$$
$$\left.+\left(1-\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)k_pk_{p_2}\varphi_p^{(1)}\varphi_{p_2}^{(1)}+k_1^2\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{c_1^2}{c_2^2}-1\right)\varphi_p^{(1)}\varphi_{p_2}^{(1)}\right\}, \tag{12}$$

где $B(k_x,\ k_y)$ — спектр вертикальных отклонений $\xi(x,\ y)$. При условии $\langle(\nabla\xi)^2\rangle^{1/2}\ll R\theta_p$ (θ_p — угол скольжения вблизи дна волны Бриллюэна, соответствующей моде «p») из (12) следует формула для $W_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}$, полученная в [3]. Заметим, что это условие на уклоны неровностей дна является весьма жестким и зачастую не выполняется в реальных ситуациях. Например, в случае мелкого моря с глубиной $H\cong 50$ м при частоте излучения $f\sim 10^2\div 10^3$ Гц для низших мод ($p\sim 1$) неравенство $\sqrt{\langle(\nabla\xi)^2\rangle}\ll R\theta_p$ выполняется при $\sqrt{(\nabla\xi)^2}\ll 10^{-2}\div 10^{-3}$, тогда как типич-

ные значения уклонов мезомасштабного рельефа меняются в пределах $10^{-2} \div 10^{-1}$ [1—3]. Декремент затухания когерентной компоненты $\gamma_{p\varkappa}$, фигурирующий в уравнении (11) и представляющий непосредственный интерес, также выражается через вероятность перехода между модами

$$\gamma_{p\varkappa} = {}^1/_2 \sum_{p_2} \int d\varkappa_2 W_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}. \tag{13}$$

Отметим, что величина $W_{pp_2}^{\varkappa\varkappa_2}$ всегда положительна; это можно показать непосредственно, используя свойства собственных функций $\varphi_p(z)$ и волновых чисел k_p.

Выше не учитывались моды сплошного спектра. Сами по себе эти моды не представляют интереса, так как для практических приложений интересно поле, локализованное в волноводе, которое описывается модами дискретного спектра. Тем не менее в случае нерегулярностей дна с достаточно малыми масштабами корреляции для тех мод, у которых углы скольжения вблизи дна θ_p удовлетворяют условию $\theta_p \gtrsim \theta_{сч} L_н k_1$ ($\theta_{сч}$ — критический угол волновода), необходимо учитывать эффект непосредственной перекачки их энергии в моды сплошного спектра. Меняется в этом случае и выражение для декремента затухания γ_p. При этом обобщение результатов проводится вполне аналогично тому, как это проделано в [7]. В разложении поля (7) необходимо учесть члены, соответствующие модам сплошного спектра, собственные функции которых $\varphi_\eta(z)$ нормированы согласно условию

$$\int_0^H \varphi_\eta \varphi_{\eta_1} dz + \frac{\rho_2}{\rho_1} \int_H^\infty \varphi_\eta \varphi_{\eta_1} dz = \delta(\eta - \eta_1), \tag{14}$$

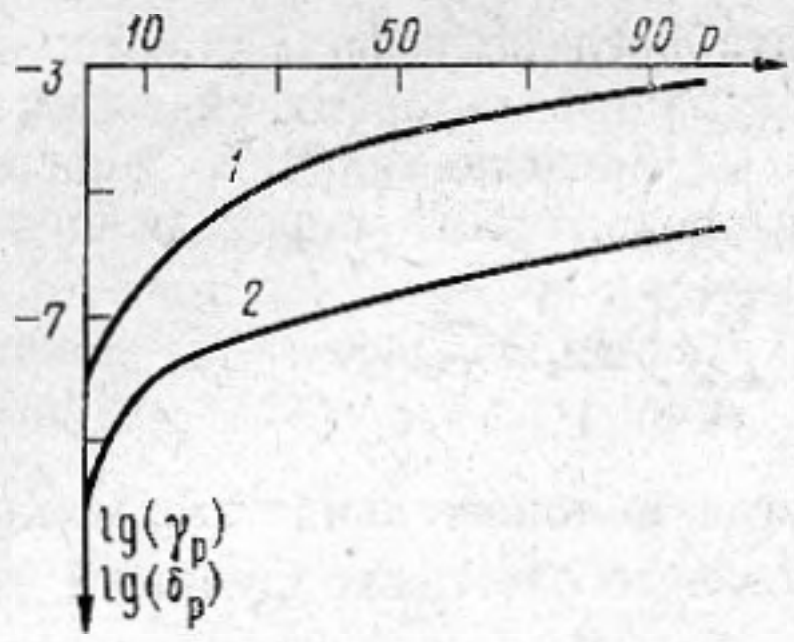
где $\delta(\eta - \eta_1)$ — дельта-функция, η — горизонтальное волновое число моды сплошного спектра, после чего получить обобщение стохастического уравнения (8) и уравнений для моментов (11)—(13). Не повторяя этой процедуры, отметим, что уравнение для $N_{p\varkappa}$ имеет тот же вид (11), а выражение для декремента затухания когерентной компоненты

$$\gamma_{p\varkappa} = {}^1/_2 \sum_p \int W_{\varkappa\varkappa_2}^{pp_2} d\varkappa_2 + {}^1/_2 \iint W_{\varkappa\varkappa_2}^{p\eta} d\varkappa_2 \, d\eta. \tag{15}$$

Вероятность перехода между модами дискретного и сплошного спектров имеет вид (12), где следует индекс p_2 заменить на η. Отметим, что в случае $\theta_p \ll \theta_{сч} L_н k_1$ вклад мод сплошного спектра в (15) пренебрежимо мал.

Рассмотрим подробнее затухание когерентной компоненты поля нормальных мод. Точное выражение для декремента γ_p весьма сложно для аналитического исследования, но может быть эффективно упрощено в случае многомодового волновода, когда для собственных функций $\varphi_p(z)$ и $\varphi_\eta(z)$ справедливы формулы ВКБ-приближения. Ограничимся для простоты рассмотрением изоскоростного дна: $c_2(z) = \text{const}$. Моды дискретного спектра при рассмотрении эффектов рассеяния на дне естественно разделить на две группы. Амплитуда мод, у которых $k_p > k_1$, экспоненциально мала вблизи дна, соответственно пренебрежимо малы и эффекты рассеяния для этих мод. Влияние нерегулярностей дна существенно для мод, имеющих вблизи дна осциллирующий характер, т. е. удовлетворяющих условию $k_2 < k_p < k_1$. В приближении ВКБ собственные функции этих мод в области $z < H$ имеют вид

$$\varphi_p(z) = 2C_p \frac{1}{\sqrt[4]{\dfrac{c_1^2}{c^2(z)} - \dfrac{k_p^2}{k_1^2}}} \cos\left[\int_z^{z_p} \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2(z)} - k_p^2}\, dz - \frac{\pi}{4}\right] \tag{16}$$



Зависимость декремента затухания когерентного поля γ_p от номера моды (*1*). Зависимость декремента затухания, обусловленного объемным поглощением звука в грунте, δ_p от номера моды (*2*), γ_p и δ_p приведены в $м^{-1}$

и соответственно в области $z>H$:

$$\varphi_p(z)=2C_p\frac{\rho_1/\rho_2}{\sqrt{\frac{c_1^2}{c^2(z)}-\frac{k_p^2}{k_1^2}}}\cos\left[\int\limits_H^{z_p}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2(z)}-k_p^2}\,dz-\frac{\pi}{4}\right]\times$$

$$\times\exp\left(\sqrt{k_p^2-k_2^2}(H-z)\right), \tag{17}$$

где

$$C_p^2=\left\{\frac{L_p}{\cos\theta_p}+\frac{2}{k_0}\frac{\rho_2}{\rho_1\sin\theta_p\sqrt{\cos^2\theta_p-c_1^2/c_2^2}}\frac{1}{1+\frac{\rho_1^2}{\rho_2^2}\frac{\cos^2\theta_p-c_1^2/c_2^2}{\sin^2\theta_p}}\right\}^{-1}.$$

Здесь L_p — длина цикла луча с углом скольжения в воде (при $z=H$), $\theta_p=\arccos(k_p/k_1)$, z_p — координата точки заворота этого луча. Волновые числа k_p мод удовлетворяют дисперсионному соотношению

$$\operatorname{tg}\left(\int\limits_H^{z_p}\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2(z)}-k_p^2}\,dz-\frac{\pi}{4}\right)=-\frac{\rho_1}{\rho_2}\frac{\sqrt{k_p^2-k_2^2}}{\sqrt{k_1^2-k_p^2}}. \tag{18}$$

Подставляя эти выражения для собственных функций в (13) и переходя от суммы по p_2 к интегралу (при этом предполагается, что масштаб корреляции $L_н$ мал по сравнению с длиной лучевого цикла L_p), после некоторых преобразований получим:

$$\gamma_p=\frac{k_1^2}{\pi L_p\theta_p}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{k_2}^{k_1}\frac{1}{\sqrt{1-\frac{u^2}{k_1^2}}}B(\varkappa,u)\left\{\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}-1\right)\theta_p\sin\alpha_p\sin\alpha_{p_2}\sqrt{1-\frac{u^2}{k_1^2}}+\right.$$

$$\left.+\left[\frac{k_p u}{k_1^2}-1+\frac{\rho_1}{\rho_2}\left(\frac{c_1^2}{c_2^2}-1\right)\right]\cos\alpha_p\cos\alpha_{p_2}\right\}^2 d\varkappa\,du, \tag{19}$$

где

$$\alpha_p=\int\limits_{z_p}^{H}\sqrt{\frac{\omega^2}{c_1^2(z)}-k_p^2}\,dz-\pi/4 \tag{20}$$

и предполагается, что $p\gg1$. В выражении (19) учитывается рассеяние данной моды p лишь в моды дискретного спектра. Вклад мод сплошного спектра учитывается вполне аналогично [7]. Используя для функций $\varphi_\gamma(z)$ формулы ВКБ-приближения, можно показать, что при условии

$$\Delta\varkappa k_1 H\sigma_\gamma^{-1}(H)\gg1, \tag{21}$$

где $\Delta\varkappa$ — характерная ширина спектра донных неровностей, $\sigma_\gamma(H)$ — локальное вертикальное волновое число при $z=H$ моды сплошного спект-

ра с горизонтальным волновым числом γ, точное выражение (15) имеет вид (19), но интегрирование по переменной u следует производить в области $0 \leqslant u \leqslant k_1$.

Полученное приближенное выражение для γ_p существенно упрощает анализ конкретных ситуаций, так как вместо громоздкого расчета модовых выражений предполагает существенно более простой анализ эффектов рассеяния вдоль лучевых траекторий. Выражение (19) позволяет получить также ряд результатов достаточно общего характера, и, в частности, проанализировать частотно-угловые зависимости декремента затухания при различном характере импеданса дна. Рассмотрим, например, моды с относительно низкими номерами, удовлетворяющие условию $k_{-1}-k_p \ll L_{\text{н}}^{-1}$. Анализируя приближенное выражение (19) с учетом мод сплошного спектра (т. е. область интегрирования: $0<u<k_1$), в случае акустически мягкого дна ($\rho_2 \to 0$) получим

$$\gamma_p = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{k_1^{3/2}\theta_p}{L_p(\theta_p)} \int\limits_0^{+\infty} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} u^{1/2} B(\varkappa, u)\, d\varkappa. \tag{22}$$

В случае акустически жесткого дна ($\rho_2 \to \infty$) имеем соответственно выражение

$$\gamma_p = \frac{1}{\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{k_1}}{\theta_p L_p(\theta_p)} \int\limits_0^{+\infty} du \int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\varkappa u^{3/2} B(\varkappa, u). \tag{23}$$

Отсюда видно, что зависимости декремента γ_p от угла скольжения моды θ_p и частоты ω существенно меняется при изменении импедансных свойств дна. Интересно отметить, что для широкого класса волноводов величина $\theta_p L_p(\theta_p)$ стремится к нулю при $\theta_p \to 0$, т. е. в случае жесткого дна γ_p монотонно уменьшается с увеличением номера моды. Особенность в (22), (23) при малых углах скольжения связана с неприменимостью приближения ВКБ для мод с номерами $p \sim 1$.

В заключение приведем пример численного расчета декремента затухания γ_p на основании точного выражения (13) в случае океанического волновода типа Пекериса ($c_1(z)=c_1=\text{const}$, $c_2(z)=c_2=\text{const}$). При расчетах спектр неоднородностей предполагается гауссовым

$$B(k_x, k_y) = \frac{\langle \xi^2 \rangle}{\pi k_*^2} \exp\{-(k_x^2+k_y^2)/k_*^2\}$$

с параметрами $k_*=10^{-2}$ м$^{-1}$, $\sqrt{\langle \xi^2 \rangle}=1$ м, такие параметры неровностей дна типичны для мезорельефа [1—3]. Результаты расчета для частоты $f=230$ Гц при типичных параметрах волновода приведены на рисунке. Для сравнения на графике приведены результаты расчетов декремента затухания мод δ_p, обусловленного объемным затуханием звука в донном грунте, для волновода с теми же значениями параметров. При проведении этих расчетов мы использовали следующее выражение для δ_p

$$\delta_p = \eta \frac{\rho_1\rho_2(k_1^2-k_p^2)f^2}{c_2 H k_p \sqrt{k_p^2-k_2^2}\,[\rho_2^2 k_1^2 - \rho_1^2 k_2^2 + (\rho_1^2-\rho_2^2)k_p^2]}$$

Здесь размерный коэффициент η имеет значение $7{,}23 \cdot 10^{-6}$ м$^{-1}\cdot$Гц$^{-1}$, а все величины в формулу надо подставлять в единицах системы СИ. При выводе этой формулы мы применили выражение для декремента δ_p из работы [8] к волноводу Пекериса и воспользовались эмпирическим законом [9] для коэффициента объемного затухания звуковой волны в дне: $\varepsilon=Kf$, где $K=10^{-5}$ дБ/м$\cdot$Гц, f выражается в Гц. Из результатов расчетов следует, что декремент затухания когерентной компоненты сигнала определяется в основном эффектами рассеяния, а не объемными потерями в дне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Агеева Н. С., Андреева И. Б., Воловов В. И., Житковский Ю. Ю., Чупров С. Д., Швачко Р. Ф.* Океанологические характеристики, важные для акустики океана // Акустика океана/Под ред. Бреховских Л. М. М.: Наука, 1974. С. 5–79.
2. *Suzanna T. Mc Daniel.* Mode conversion in shallow-water sound propogation // J. Acoust. Soc. Amer. 1977. V. 62. № 2. P. 320–325.
3. *Suzanna T. Mc Daniel.* Calculation of mode conversion rates // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 5. P. 1372–1374.
4. *Кудряшов В. М.* К расчету акустических полей в волноводах со статистически неровной поверхностью // Математические проблемы геофизики. Новосибирск: Наука, 1973. № 4. С. 256–272.
5. *Кряжев Ф. И., Кудряшов В. М.* Звуковое поле в волноводе со статистически шероховатой адмитанской границей // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 5. С. 662–666.
6. *Зайцев В. Ю., Раевский М. А.* О трансформации пространственно-временного спектра волнового поля в волноводе со случайной границей // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 1. С. 65–75.
7. *Горская Н. С., Раевский М. А.* О многократном рассеянии низкочастотных акустических волн на поверхностном волнении // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 2. С. 165–171.
8. *Frank Ingenito.* Mesurements of mode attenuation coefficients in shallow waterc // J. Acous. Soc. Amer. 1973. V. 53. № 3. P. 858–863.
9. *Jens M. Hoven, Greg O. Ingram.* Viscous attenuation of sond in saturated sand // J. Acoust. Soc. Amer. 1979. V. 66. № 6. P. 1807–1812.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16.05.89

N. S. Gorskaya, M. A. Raevskii

A LOW FREQUENCY ACOUSTIC FIELD IN AN OCEAN WAVEGUIDE WITH AN IRREGULAR BOTTOM

The behaviour of the space correlation function and the coherent components of normal modes of an acoustic field in a waveguide with an irregular bottom profile is investigated in the multiple scattering approximation.