

УДК 534.222

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 1997 г. Б. Г. Кацнельсон, С. А. Переселков

Воронежский государственный университет
394693 Воронеж, Университетская пл., 1

Поступила в редакцию 01.07.96 г

Рассмотрено звуковое поле точечного источника в мелководном волноводе с внутренними волнами. Сформулирована модель, в которой учтены основные особенности поля внутренних волн на шельфе. Исследовано поведение когерентной (детерминированной) и некогерентной (флуктуационной) составляющих звукового поля. Приведена оценка пространственных масштабов когерентности для различных волноводов.

Реальна океаническая среда является существенно случайно-неоднородной. Один из важнейших факторов, порождающих неоднородности океанической среды – внутренние волны. Они вызывают резкие изменения профиля скорости звука на сравнительно небольших расстояниях, что приводит к рассеянию звука и таким явлениям, как изменение структуры звукового поля, засветка зон тени, рефракция, флуктуации амплитуды и фазы звукового поля, изменение вертикальной направленности шума. Исследованию воздействия внутренних волн на звуковое поле уделяется большое внимание в акустике океана [1, 2]. Теоретические оценки для эффектов, обусловленных действием внутренних волн на акустических трассах в глубоком море, рассчитанные по модели Гарретта–Манка дают хорошее согласие с экспериментальными данными (см. обзор [2]). Иначе обстоит дело в мелком море, где внутренние волны имеют ряд особенностей и не описываются спектром Гарретта–Манка. Характерные особенности распространения внутренних волн на шельфе, в том числе влияние их на распространение звука, были рассмотрены в работах [3–8]. В работе [3] водная среда в волноводе представляется в виде двух однородных слоев различной плотности, граница между которыми имеет форму внутренней волны – синусоиды со случайной начальной фазой; в модели, использованной в работе [5], для восстановления поля внутренних волн в волноводе была взята экспериментально полученная временная (буйковая) реализация температурных флуктуаций и сделано предположение об отсутствии дисперсии; в работе [6] поле внутренних волн представлялось в виде первой гравитационной моды, соответствующей конкретному волновому числу, т.е. синусоиды. Следует отметить, что в перечисленных моделях не учитывался ряд особенностей внутренних волн, в

частности пространственная дисперсия и соответствующее спектральное распределение.

Цель нашей работы состоит в том, чтобы рассмотреть изменения структуры низкочастотного звукового поля в мелководном океаническом волноводе, обусловленные рассеянием звука внутренними волнами. При этом пренебрежем влиянием других факторов, вызывающих рассеяние (поверхностные волны, неровности дна и т.д.). Их влияние может быть дополнительно учтено в рамках предложенного подхода.

В основе нашего рассмотрения лежит предположение о том, что по мере распространения звука в мелководном канале в результате рассеяния звука на внутренних волнах происходит перераспределение энергии по волноводным модам, при этом для мелководного канала существенным является поглощение в дне, сравнимое по своему воздействию с эффектами рассеяния. С другой стороны, в результате рассеяния происходит перекачка энергии из когерентной (детерминированной) составляющей в некогерентную (флуктуационную) часть поля. Это приводит к тому, что устойчивая на малых расстояниях интерференционная картина поля по мере распространения на большие расстояния разрушается.

В том случае, когда число актов рассеяния и число распространяющихся мод достаточно велики, для описания указанных процессов целесообразно пользоваться статистическим подходом [9–11]. В частности, для реальных условий преобладания рассеяния на малые углы можно использовать приближения для первых двух моментов амплитуд мод. Подобный подход использовался для описания поля точечного [12] и распределенного (поверхностный шум) [13] источника при наличии случайных неоднородностей.

Рассмотрим гидроакустический волновод, ограниченный свободной поверхностью $z = 0$ и однород-

ным поглощающим полупространством $z = H$ с квадратом показателя преломления: $n_b^2(1 + i\alpha)$ и плотностью ρ_b . Квадрат показателя преломления в волноводе представим в виде суммы средней и флуктуационной частей: $n^2(z) + \mu(r, z)$, $\langle \mu \rangle = 0$, $|\mu| \ll n^2(z)$. Плотность в водном слое зависит от глубины: $\rho = \rho(z)$. Вообще говоря, перечисленные величины зависят от времени, однако эту зависимость можно считать достаточно плавной и учесть в конечных формулах введением параметра t . Построим флуктуационную часть показателя преломления $\mu(r, z)$ в волноводе, обусловленную наличием внутренних волн. Согласно работам [4–8] поле внутренних волн на шельфе имеет следующие особенности, которые не учитываются в модели Гарретта–Манка:

– сильная неоднородность и нестационарность (что обусловлено наличием пакетов интенсивных солитоноподобных внутренних волн);

– анизотропия в горизонтальной плоскости: радиус кривизны фронта внутренних волн составляет десятки километров, внутренние волны распространяются преимущественно в направлении к берегу;

– весьма заметная синфазность смещений водных слоев по вертикали, свидетельствующая о преобладании первой гравитационной моды (в ней содержится порядка 90% всей энергии внутренних волн).

В рамках нашей модели поле внутренних волн состоит из трех компонент:

– внутренние приливы (имеет форму, близкую к синусоидальной с 12-часовым периодом и скоростью ~ 0.5 м/с;

– пакеты интенсивных солитоноподобных волн (пакеты имеют длину ~ 5 км с интервалами “затишья” ~ 15 км, ширина солитонов в пакетах 80–300 м, высота 2–10 м, скорость распространения близка к скорости приливной волны);

– фон внутренних волн (обуславливает изменчивость в промежутках между пакетами солитонов; именно в этой компоненте содержится основная доля энергии внутренних волн).

Такое представление поля позволяет отделить нестационарную компоненту, обусловленную пакетами солитоноподобных волн, от стационарного фона внутренних волн. Последний может быть описан в рамках общей линейной модели внутренних волн.

Рассмотрим случай, когда внутренние волны распространяются под малыми углами к акустической трассе. В том случае именно фон внутренних волн обуславливает флуктуации звукового поля на больших расстояниях. Внутренний прилив мы не учитываем по причине его медленнос-

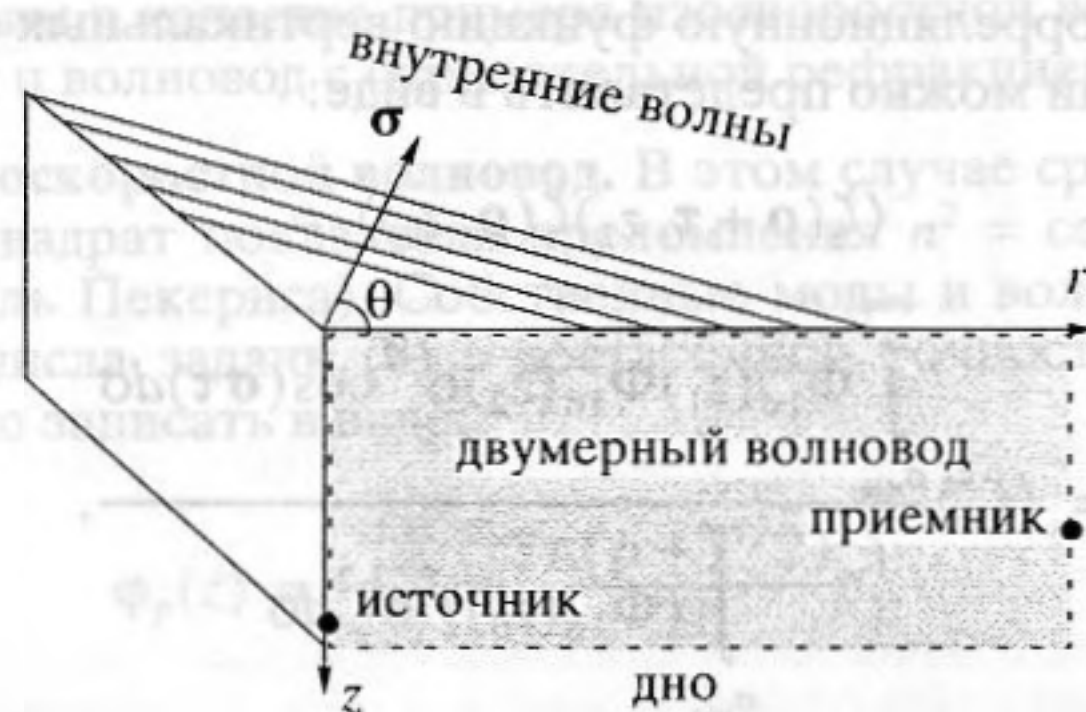


Рис. 1. Модель мелководного волновода с внутренними волнами.

ти, а пакеты солитоноподобных волн – в силу низкой интенсивности этой компоненты.

При такой геометрии можно считать, что внутренние волны имеют плоский фронт в горизонтальном направлении (рис. 1), определяемом направлением волновых векторов σ (мы считаем, что все составляющие пространственного спектра направлены одинаково), зависимость по глубине определяется суперпозицией первых гравитационных мод, соответствующих различным волновым числам, а пространственный спектр в соответствии с предположением о плоском волновом фронте зависит только от величины $\sigma = |\sigma|$ и спадает как $S(\sigma) = G\sigma^{-n}$, где $n \approx 2$. Константа G определяется из условия нормировки спектра. Согласно [1] в этом случае вертикальные смещения изопикнической линии в двумерном волноводе, обусловленные внутренними волнами, равны:

$$\zeta(\rho, z) = \operatorname{Re} \left\{ \int_{\sigma_{\min}}^{+\infty} C(\sigma) \Phi_{1\sigma}(\sigma, z) \exp(i(\sigma\rho - \omega_{1\sigma}t)) d\sigma \right\}. \quad (1)$$

Здесь $\zeta(\rho, z)$ – вертикальное смещение, σ – волновой вектор внутренней волны ($|\sigma| = \sigma$), $\Phi_{1\sigma}(z)$ – первая гравитационная мода волновода, соответствующая горизонтальному волновому числу σ , $C(\sigma)$ – модальные коэффициенты ($\langle |C(\sigma)|^2 \rangle = S(\sigma)$). Гравитационные моды $\Phi_{p\sigma}(z)$ и $\omega_{p\sigma}$ представляют собой соответственно собственные функции и собственные значения следующей задачи Штурма–Лиувилля:

$$\frac{d^2 \Phi_{p\sigma}}{dz^2} + \left(\frac{N^2(z) - \omega_{p\sigma}^2}{\omega_{p\sigma}^2 - f_i^2} \right) \sigma^2 \Phi_{p\sigma} = 0, \quad (2)$$

$$\Phi_{p\sigma}(0) = \Phi_{p\sigma}(H) = 0,$$

где $N^2(z) \approx -(g/\rho)(d\rho/dz)$ – частота Брента–Вяйсяля; g – ускорение свободного падения; f_i – инерционная частота.

Корреляционную функцию вертикальных смещений можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \langle \zeta(\rho + \tau, z_1) \zeta(\rho, z_2) \rangle &= \\ &= \frac{\int_{\sigma_{\min}}^{+\infty} \Phi_{1\sigma}(z_1) \Phi_{1\sigma}(z_2) \sigma^{-2} \cos(\sigma \tau) d\sigma}{\int_{\sigma_{\min}}^{+\infty} (\Phi_{1\sigma}(z_0))^2 \sigma^{-2} d\sigma}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\langle \zeta_0^2 \rangle$ – дисперсия вертикальных смещений на некоторой фиксированной глубине z_0 .

Согласно [1] смещения $\zeta(r, z)$ в плоскости двумерного волновода приводят к отклонению скорости звука $\delta c(r, z)$ от среднего значения $\langle c(z) \rangle$. Учитывая связь $\delta c(r, z)$ и флуктуаций квадрата показателя преломления, запишем:

$$\mu(r, z) \equiv \frac{2\delta c(r, z)}{\langle c(z) \rangle} = 2QN^2(z)\zeta(r, z), \quad (4)$$

где $Q \approx 2.4$ – константа, определяемая физическими свойствами воды. Соответственно в плоскости двумерного волновода корреляционная функция квадрата показателя преломления имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \mu(r + \tau, z_1) \mu(r, z_2) \rangle &= \\ &= 4Q^2 N^2(z_1) N^2(z_2) \langle \zeta(r + \tau, z_1) \zeta(r, z_2) \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Поле звукового давления ψ точечного ненаправленного источника частоты ω в случайно-неоднородном волноводе удовлетворяет уравнению Гельмгольца с соответствующими граничными условиями:

$$\nabla^2 \psi + k^2 [n^2(z) + \mu(r, z)] \psi = 0, \quad (6)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число. Решение уравнения (6) представимо в виде суммы взаимодействующих мод:

$$\psi(r, z) = \sum_{p=1}^{\infty} \frac{c_p(r)}{\sqrt{\beta_p r}} \varphi_p(z) \exp(i\beta_p r), \quad (7)$$

где $c_p(r) = \langle c_p(r) \rangle + \delta c_p(r)$, $\langle c_p(r) \rangle$ соответствует когерентной составляющей звукового поля, т.е. той его части, которая образует среднюю интерференционную картину, устойчивую во времени, $\delta c_p(r)$ соответствует некогерентной (флуктуирующей) составляющей звукового поля, $\varphi_p(z)$, $\xi_p =$

$= \beta_p + i\gamma_p/2$ – собственные функции и собственные значения задачи Штурма–Лиувилля:

$$\frac{d^2 \varphi_p}{dz^2} + k^2 n^2(z) \varphi_p = \xi_p^2 \varphi_p, \quad \varphi_p|_{z=0} = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{d\varphi_p}{dz} \right|_{z=H} + g_p \varphi_p|_{z=H} = 0,$$

где $g_p = (\rho(H)/\rho_b)(1/\sqrt{\xi_p^2 - k^2 n_b^2(1 + i\alpha)})$ – комплексный импеданс дна.

Определим следующие величины: $W_p(r) = \langle |c_p(r)|^2 \rangle$ – полная интенсивность моды, $V_p(r) = \langle |c_p(r)|^2 \rangle$ – когерентная интенсивность моды, $R_p(r) = \langle |\delta c_p(r)|^2 \rangle = W_p(r) - V_p(r)$ – некогерентная интенсивность моды.

Если число распространяющихся мод достаточно велико, спектральная плотность собственных значений также высока. В этом случае можно приближенно считать дискретную переменную – номер моды p – непрерывной переменной, которая может быть сопоставима с углом скольжения луча, соответствующего данной моде.

Поведение $W_p(r)$, когда в каждом акте рассеяния взаимодействует относительно мало мод ($\Delta p \ll p_{cr}$ – число распространяющихся мод), описывается уравнением диффузионного типа с граничными и начальными условиями, определяемыми положением и свойствами источника:

$$\frac{\partial W_p(r)}{\partial r} = -\gamma_p W_p(r) + \frac{\partial}{\partial p} \left(a_p \frac{\partial W_p(r)}{\partial p} \right), \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial W_p}{\partial p} \right)_{p=0} = 0, \quad W_{p=\infty} = 0,$$

$$W_p(0) = W_0(p),$$

$$a_p = \frac{1}{2} \sum_q a_{pq} (p - q)^2 \quad (10)$$

– коэффициент диффузии.

В этих соотношениях коэффициенты взаимодействия a_{pq} определяются корреляционной функцией флуктуационной части показателя преломления:

$$\begin{aligned} a_{pq} &= \frac{k^4}{4\beta_p \beta_q} \int_0^{+\infty} d\tau \int_0^H dz_1 \int_0^H dz_2 \varphi_p(z_1) \varphi_q(z_1) \times \\ &\times \langle \mu(r + \tau, z_1) \mu(r, z_2) \rangle \varphi_p(z_2) \varphi_q(z_2) \times \\ &\times \cos((\beta_p - \beta_q)\tau). \end{aligned}$$

Откуда

$$a_{pq} = 4Q^2 N_0^4 \langle \zeta_0^2 \rangle \frac{k^4 G \cos^n(\theta)}{\beta_p \beta_q (\beta_p - \beta_q)^n} (J_{pq})^2, \quad (11)$$

где $J_{pq} = \frac{1}{\Phi_{1\sigma}(z_0)} \int_0^H N^2(z) \Phi_{1\sigma}(z) \Phi_p(z) \Phi_q(z) dz$, $\sigma = |\beta_p - \beta_q|/\cos(\theta)$.

Используя статистический подход подобный тому, который использовался в работах [9–11], можно показать, что при условии малости рассеяния на масштабе корреляции вертикальных смещений и на масштабе биений мод, которое выполняется в реальной ситуации, интенсивность $V_p(r)$ убывает по закону:

$$V_p(r) = V_p(0) \exp(-\gamma_p r - \nu_p r). \quad (12)$$

Здесь кроме поглощения в дне, описываемого модальным коэффициентом γ_p , имеет место дополнительное затухание, обусловленное рассеянием энергии из когерентной части поля в некогерентную часть. Оно определяется выражением:

$$\nu_p = \sum_{p=1} a_{pq}. \quad (13)$$

Следует отметить зависимость эффектов рассеяния от угла между направлением распространения внутренних волн и плоскостью волновода. С увеличением угла эффекты перераспределения энергии, обусловленные внутренними волнами, уменьшаются. Далее будем рассматривать эффекты рассеяния только в направлении распространения внутренних волн.

Полная интенсивность поля, усредненная по пространственному интервалу, большему, чем масштаб интерференционной структуры, по глубине волновода и по реализациям случайных неоднородностей, имеет вид:

$$I_n(r) = \int_0^{+\infty} \frac{W_p(r)}{\alpha_p(z) D_p} dp, \quad (14)$$

где $\alpha_p(z) = \sqrt{k^2 n^2(z) - \beta_p^2}$, $D_p = 2\beta_p \int_z^z (\alpha_p(z))^{-1} dz$.

Аналогичным образом можно определить усредненные интенсивности когерентной $I_k(r)$ и некогерентной $I_n(r)$ компонент поля:

$$I_k(r) = \int_0^{+\infty} \frac{V_p(r)}{\alpha_p(z) D_p} dp, \quad (15)$$

$$I_n(r) = \int_0^{+\infty} \frac{R_p(r)}{\alpha_p(z) D_p} dp.$$

Предположим, что частота Брента–Вяйсяля постоянна: $N(z) = N_0$, тогда первая гравитационная мода имеет вид: $\Phi_{1\sigma}(z) = \frac{1}{N_0} \sqrt{\frac{2}{H}} \sin\left(\frac{\pi}{H} z\right)$. Будем считать, что $S(\sigma) = G\sigma^{-2}$ (тогда $G = \sigma_{\min}$). Рас-

смотрим в качестве примера изоскоростной волновод и волновод с отрицательной рефракцией.

Изоскоростной волновод. В этом случае средний квадрат показателя преломления $n^2 = \text{const}$ (модель Пекериса). Собственные моды и волновые числа задачи (8) с достаточной точностью можно записать в виде:

$$\Phi_p(z) = \sqrt{\frac{2}{H}} \sin\left(\frac{\pi(p+1/2)}{H} z\right),$$

$$\beta_p = k \sqrt{1 - \left(\frac{\pi(p+1/2)}{kH}\right)^2}.$$

Начальное условие в таком волноводе, соответствующее ненаправленному точечному источнику, примет вид: $W_p(0) = V_p(0) = 2\pi/H$.

Коэффициент поглощения имеет вид:

$$\gamma_p = \gamma p^2, \quad (16)$$

где $\gamma = s\pi^2/k^2 H^3$, $s = \text{Re}(2m/\sqrt{n_b^2(1+i\alpha)} - 1)$, $m = \rho_b/\rho(H)$. Так, например, при типичных параметрах волновода $s = 0.1$, $H = 200$ м и частоты звука 300 Гц получаем $\gamma \approx 10^{-7} \text{ м}^{-1}$.

Для коэффициента диффузии в таком волноводе можно получить следующую зависимость для коэффициента диффузии в (10) и для дополнительного декремента затухания в (13):

$$a_p = \frac{a}{\left(p + \frac{3}{2}\right)^2}, \quad \nu_p = \frac{a_p}{2}, \quad (17)$$

$$a = \langle \mu_0^2 \rangle \frac{\sigma_{\min}(kH)^4}{9\pi^6}, \quad \langle \mu_0^2 \rangle = 4Q^2 N_0^4 \langle \zeta_0^2 \rangle.$$

Для следующих параметров $\sigma_{\min} \sim 10^{-3} \text{ м}^{-1}$, $\langle \mu_0^2 \rangle \sim 10^{-6}$ ($N_0 \approx 6$ цикл/ч, $\langle \zeta_0^2 \rangle = 4 \text{ м}^2$) получим значение $a \sim 4 \times 10^{-4} \text{ м}^{-1}$.

Решение уравнения (9) будем искать, используя методы теории возмущений. Представим решение в виде:

$$W_p(r) = W_p(0) \times \quad (18)$$

$$\times \exp(f_p^{(0)}(r) + a f_p^{(1)}(r) + a^2 f_p^{(2)}(r) + \dots).$$

В качестве нулевого приближения возьмем $f_p^{(0)}(r) = -\gamma p^2 r$, что соответствует модальному распределению интенсивности в отсутствие внутрен-

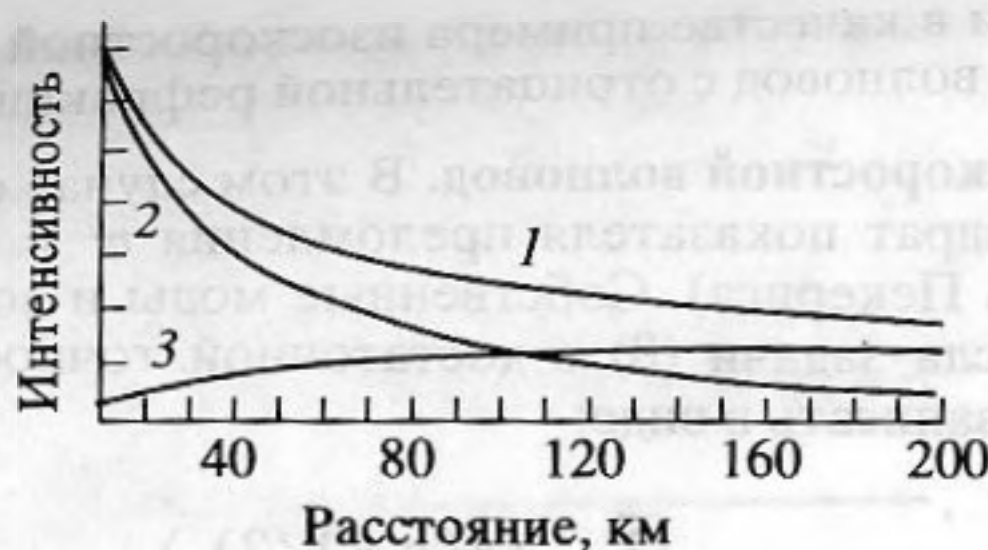


Рис. 2. Зависимость интенсивности от расстояния: 1 – полная интенсивность звукового поля, 2 – интенсивность когерентной части поля, 3 – интенсивность некогерентной части поля.

них волн. Тогда для следующего приближения получим

$$af_p^{(1)}(r) = \left(\frac{3}{2}\right)^2 \times \left(\gamma p^2 r \frac{4/3}{(p+3/2)^2} + \frac{p-3/2}{(p+3/2)^3} \right) \left(\frac{r}{r_0}\right)^2, \quad (19)$$

где $r_0 = 3/2 \sqrt{a\gamma}$.

Из (19) следует, что на расстояниях $r < r_0$ (для приведенных выше параметров $r_0 \approx 240$ км) рассеяние оказывает незначительное влияние на распределение полной интенсивности по модам. На таких расстояниях:

$$W_p(r) \approx W_p(0) \exp(-\gamma p^2 r), \quad (20)$$

и следовательно, полная интенсивность звукового поля (14) спадает в соответствии с известным законом $r^{-3/2}$.

Распределение когерентной и некогерентной интенсивности поля по модам в таком волноводе имеет вид:

$$V_p(r) = V_p(0) \exp\left(-\gamma p^2 r - \frac{a}{2(p+3/2)^2} r\right), \quad (21)$$

$$R_p(r) = V_p(0) \times \exp(-\gamma p^2 r) \left(1 - \exp\left(-\frac{a}{2(p+3/2)^2} r\right)\right).$$

На рис. 2 показаны зависимости $I_n(r)$, $I_k(r)$, $I(r)$, рассчитанные по формулам (14) и (15) для приведенных выше параметров.

Поведение интенсивности звука в волноводе с внутренними волнами зависит от двух факторов: поглощения энергии дном и ее перераспределения между когерентной I_k и некогерентной I_n составляющей поля из-за рассеяния. Вблизи источника, когда эффекты рассеяния слабы, практически все звуковое поле является когерентным: $I_n \approx I_k$,

флуктуации звука малы, в волноводе наблюдается устойчивая интерференционная картина. При удалении от источника поглощение энергии некогерентной составляющей дном с избытком компенсируется притоком энергии из когерентной компоненты. Соответственно вторая спадает быстрее, чем полная интенсивность I_n , а первая растет. Как результат, амплитуда флуктуаций звукового поля увеличивается. Этот процесс продолжается до тех пор пока интенсивность некогерентной компоненты не достигает максимума. Далее приток энергии из I_k уже не компенсирует поглощение I_n и последняя начинает убывать, хотя относительно когерентной компоненты ее рост продолжается. На больших расстояниях ($r \geq r_0$), из-за рассеяния практически вся энергия звукового поля сосредотачивается в некогерентной компоненте $I_n \approx I_n$, т.е. на таких расстояниях уже не существует устойчивой интерференционной картины. В этой области значений r необходим учет следующих членов разложения (18), и спадание с расстоянием полной интенсивности, например, не описывается уже законом $r^{-3/2}$ (см. [12]).

Назовем степень стохастичности акустического поля $h(r)$ отношение некогерентной интенсивности к полной интенсивности поля:

$$h(r) = \frac{I_n(r)}{I(r)}, \quad (22)$$

и определим характерный продольный масштаб когерентности поля r_{cog} как расстояние от источника, на котором интенсивности когерентной и некогерентной компонент равны: $h(r_{\text{cog}}) = 1/2$. При $r \ll r_{\text{cog}}$ в волноводе наблюдается устойчивая интерференционная картина звукового поля, при $r \geq r_{\text{cog}}$ интерференционная картина разрушается. Выражение для r_{cog} получим, оценив интегралы (15) методом перевала. Учитывая, что перевальная точка (определяемая равенством $p_n(p_n + 3/2)^3 = a/2\gamma$) удовлетворяет условию $p_n \gg 3/2$, для r_{cog} получается простая оценка:

$$r_{\text{cog}} \approx \frac{1}{2\sqrt{a\gamma}}. \quad (23)$$

Для приведенных выше значений параметров выражение $r_{\text{cog}} \approx 80$ км.

Волновод с отрицательной рефракцией. Рассмотрим теперь случай волновода, в котором скорость звука убывает с глубиной – слой с отрицательной рефракцией: $n^2(z) = n_0^2 + \varepsilon z$. Типичные значения градиента $\varepsilon \approx 3 \times 10^{-4} \text{ м}^{-1}$. Этот градиент является причиной существования группы так называемых придонных мод (лучей), не касающихся поверхности, а распространяющихся путем последовательных отражений от дна и вследствие чего имеющих иной, чем для модели Пекериса,

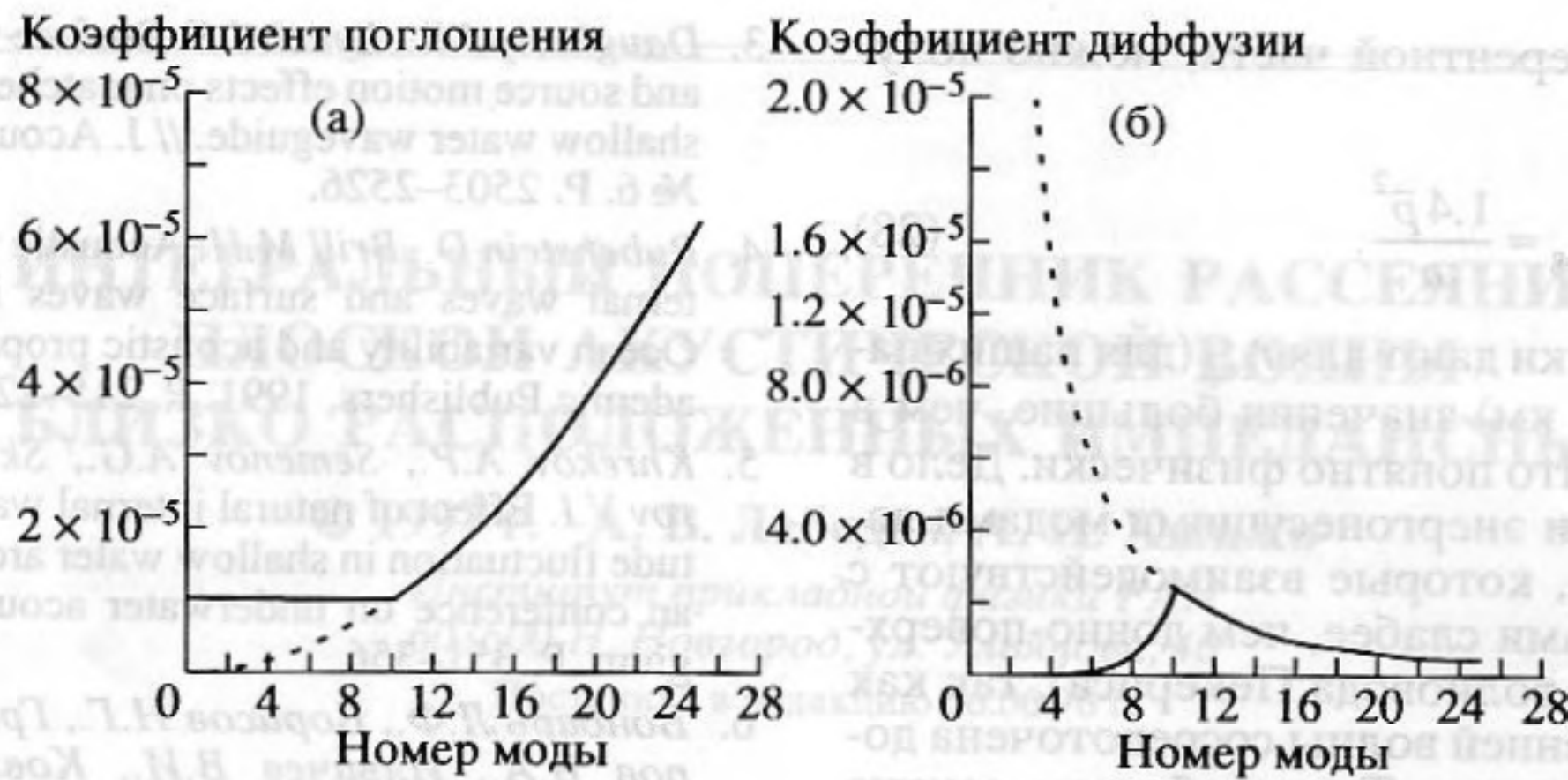


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения (а) и диффузии (б) от номера моды. Пунктирная линия – изоскоростной волновод, сплошная – волновод с отрицательной рефракцией.

вид зависимости характеристик от номера моды (угла скольжения луча). Наряду с придонными модами существует группа донно-поверхностных мод (лучей), которые уже отражаются как ото дна, так и от поверхности. Для малых градиентов (что имеет место в реальной ситуации) моды этой группы ведут себя подобно модам волновода Пекериса с соответствующими номерами. Обозначим $\bar{p} \approx (2kH/3\pi)\sqrt{\epsilon N}$ – число придонных мод (для приведенного выше градиента $\bar{p} \approx 10$, общее число распространяющихся мод ~ 40). Тогда донные моды имеют номера $p < \bar{p}$, а донно-поверхностные $p > \bar{p}$.

Зависимость коэффициентов поглощения и диффузии будем оценивать, используя для придонных мод приближение ВКБ:

$$\varphi_p(z) = 2\sqrt{\frac{\beta_p}{D_p \alpha_p(z)}} \cos \int_z^H \alpha_p(z') dz'. \quad (24)$$

Начальное условие для источника, расположенного на дне, примет вид

$$W_p(0) = \begin{cases} \frac{2\pi(\bar{p} + 1/4)^{3/2}}{H(p + 1/4)}, & p < \bar{p} \\ \frac{2\pi}{H}, & p > \bar{p} \end{cases}. \quad (25)$$

Можно показать, что коэффициенты поглощения придонных мод практически равны, а для донно-поверхностных мод они будут, как в модели Пекериса, возрастать квадратично с номером моды. В результате для коэффициента поглощения получим

$$\gamma_p \approx \begin{cases} \gamma \bar{p}^2 = \text{const}, & p < \bar{p} \\ \gamma p^2, & p > \bar{p} \end{cases}. \quad (26)$$

Для оценки зависимости от номера моды для дополнительного поглощения ν_p и коэффициента диффузии a_p используем следующие рассуждения. В суммах (10) и (13) основной вклад дают первые (ненулевые) члены a_{pp-1}, a_{pp+1} . Эти коэффициенты пропорциональны квадрату цикла луча D_p^2 , который для донных мод $\sim p^3$. Отсюда получим

$$\nu_p \approx \begin{cases} \frac{a}{2\bar{p}^8} p^6, & p < \bar{p}, \\ \frac{a}{2p^2}, & p > \bar{p}, \end{cases} \quad a_p \approx \begin{cases} \frac{a}{\bar{p}} p^6, & p < \bar{p}, \\ \frac{a}{p^2}, & p > \bar{p}. \end{cases} \quad (27)$$

При таком подходе мы пренебрегли зависимостью J_{pp-1}, J_{pp+1} от номера моды. Очевидно, что ее учет лишь увеличит степень p для донных мод, поскольку при уменьшении номера моды точка поворота приближается ко дну, и следовательно, взаимодействие с первой гравитационной модой уменьшается.

На рис. 3 показаны зависимости γ_p и a_p для волновода с отрицательной рефракцией с приведенными выше параметрами.

При оценке $r_{\text{сog}}$ учтем следующий факт – с увеличением расстояния интерференционная картина начинает разрушаться от поверхности ко дну. Это объясняется тем, что основная энергия некогерентной компоненты сосредоточена в моде \bar{p} , интенсивность которой в звуковом поле увеличивается от дна к поверхности. Оценив $r_{\text{сog}}$ как расстояние, на котором половина энергии моды \bar{p}

заклучена в некогерентной части, можно получить

$$r_{\text{cog}} \approx \frac{1.4 \bar{p}^2}{a}. \quad (28)$$

Численные оценки дают для r_{cog} (для наших параметров это ~ 350 км) значения большие, чем в модели Пекериса, что понятно физически. Дело в том, что основными энергонесущими модами являются придонные, которые взаимодействуют с внутренними волнами слабее, чем донно-поверхностные (т.е. моды волновода Пекериса), так как первая мода внутренней волны сосредоточена достаточно далеко ото дна. Таким образом, можно сделать вывод о том, что наличие отрицательного градиента в волноводе является "стабилизирующим" фактором для звукового поля при наличии внутренних волн. Интерференционная картина звукового поля в таком волноводе разрушается на значительно больших расстояниях по сравнению с изоскоростным волноводом (при прочих равных параметрах).

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность К.Д. Сабину за интерес к работе и полезные обсуждения модели поля внутренних волн.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-17194).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. Флатте С. М.: Мир, 1982. 160 с.
2. Куртенов В.М. Влияние внутренних волн, волн Россби, мезомасштабных вихрей и течений на распространение звука в океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М., 1982. С. 36–52.

3. Daugherty J.R., Lynch J.E. Surface wave, internal wave, and source motion effects on matched field processing in shallow water waveguide. // J. Acous. Soc. Amer. V. 87. № 6. P. 2503–2526.
4. Rubenstein D., Brill M.H. Acoustic variability due to internal waves and surface waves in shallow water // Ocean variability and acoustic propagation. Kluwer Academic Publishers, 1991. P. 215–228.
5. Khrekov A.P., Semenov A.G., Skvortsov A.T., Susarov V.I. Effect of natural internal waves on sound amplitude fluctuation in shallow water arctic region // European conference on underwater acoustics. Brussels, Belgium. P. 351–356.
6. Бондарь Л.Ф., Борисов Н.Г., Гриценко А.В., Захаров В.А., Ильичев В.И., Ковзель Д.Г., Моргунов Ю.Н., Рутенко А.Н. Результаты исследования флуктуаций интенсивности и фазы низкочастотных акустических сигналов на стационарных трассах в шельфовой зоне Японского моря // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 4. С. 561–570.
7. Сабинин К.Д. Внутренние волны в океане // Акустика океана. Современное состояние / Под ред. Бреховских Л.М., Андреевой И.Б. М., 1982. С. 209–226.
8. Коняев К.В., Сабинин К.Д. Волны внутри океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 271 с.
9. Dozier L., Tappert F. Statistics of normal mode Amplitudes in a Random Ocean I. Theory // J. Acoust. Soc. Amer. 1978. V. 63. № 2. P. 353–365.
10. Keller, Papadakis J.S. Wave propagation and underwater acoustic. N.Y.: Springer-Verlage, 1977. Ch. IV.
11. Горская Н.С., Раевский М.А. О влиянии случайного поля внутренних волн на распространение звука в океане // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 183–191.
12. Кацнельсон Б.Г., Сиденко А.В. Спадание интенсивности в многомодовом волноводе со случайными неоднородностями и поглощающей границей // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 4. С. 433–438.
13. Дервягина Е.И., Кацнельсон Б.Г. Влияние случайных неоднородностей на вертикальную направленность поверхностного шума в мелком море // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 3. С. 240–244.

Sound Field Intensity in a Shallow-Water Waveguide in the Presence of Internal Waves

B. G. Katsnel'son and S. A. Pereselkov

The sound field of a point source in a shallow-water waveguide with internal waves is considered. A model allowing for the basic characteristics of shelf internal waves is proposed. The behavior of coherent (deterministic) and incoherent (fluctuating) components of the sound field is investigated. The spatial of coherence scales are estimated for various waveguides.