АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 6, с. 786–792

УДК 534.22

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ ЗВУКА ПАКЕТАМИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В МЕЛКОМ МОРЕ

© 1998 г. Б. Г. Кацнельсон, С. А. Переселков

Воронежский государственный университет
394693 Воронеж, Университетская площадь, 1
E-mail: katz@mph.vsu.ru

Поступила в редакцию 16.12.97 г.

Рассмотрено влияние пакетов внутренних волн (ПВВ) на распространение звука низкой частоты в мелком море (океанический шельф). На основе экспериментальных данных формулируется модель ПВВ, которая используется как основа для теоретического анализа рассеяния звука с помощью метода взаимодействующих мод. В рамках этого подхода рассеянию звука соответствуют как переход интенсивности из когерентной компоненты в некогерентную (флуктуационную) компоненту звукового поля, так и перераспределение интенсивности звука между модами. Показано, что рассеяние звука на ПВВ в мелком море приводит и к увеличению флуктуаций звука, и к дополнительным потерям звуковой интенсивности. Эти акустические эффекты (флуктуации, дополнительные потери) в зависимости от частоты имеют резонансный характер.

Одним из главных факторов, вызывающих возмущение мелководной среды распространения звука (как впрочем и глубоководной), являются внутренние волны, влиянию которых на характеристики акустических сигналов уделяется в последнее время большое внимание. В частности, временные флуктуации акустических сигналов, обусловленные внутренними волнами исследовались экспериментально [1] (в области полярного фронта Баренцевого моря) и теоретически [1–3] на основе как лучевого, так и модового описания звукового поля. При этом, наиболее существенной частью анализа является построение специфической (мелководной) модели возмущения поля скорости звука, обусловленное внутренними волнами. В этой связи отметим, что одной из основных особенностей поля внутренних волн на мелководье является присутствие пространственно локализованных пакетов внутренних волн [4]. Такие пакеты неоднократно наблюдались в различных мелководных районах Мирового океана [5–7]. Отмечено, что они распространяются в основном по направлению к берегу, имея достаточно протяженный (несколько десятков километров) почти плоский фронт, примерно параллельный береговой линии. Причину их возникновения океанологи связывают с внутренними приливами: на шельфе происходит почти регулярная передача энергии от внутренних приливных волн к короткопериодным. Пакеты интенсивных внутренних волн (амплитуда вертикальных смещений на порядок превосходит аналогичное значение для фона внутренних волн и составляет около $|\varsigma| \sim 5$–10 м) чередуются с промежутками затишья, что делает картину поля внутренних волн нестационарной. Характерная длина цуга, имеющего квазисинусоидальное заполнение с периодом $\Lambda_p \sim 200$–400 м, составляет $l_p \leq 5$ км, промежуток L_p между ними – порядка 5–15 км. Скорость распространения пакетов составляет $V_p \sim 0.5$–0.7 м/с. Понятно, что при движении под некоторым углом к акустической трассе, пакет внутренних волн, возмущая поле скорости звука, вызывает соответствующие изменения звукового поля на приемной антенне.

Одним из заметных эффектов, вызванных движущимися пакетами солитонов, является аномально большое поглощение звука на некоторой резонансной частоте при распространении широкополосного сигнала на акустической трассе. Такое явление было отмечено в экспериментах в Желтом море [5].

В данной работе мы рассмотрим распространение звукового сигнала в мелководном волноводе при наличии пакетов внутренних волн, пересекающих акустическую трассу под не слишком большим углом (если волновой фронт примерно параллелен акустической трассе, то происходит почти синхронное изменение параметров волновода по всей трассе и анализ этой ситуации отличается от приводимого ниже).

Рассмотрим в качестве модели невозмущенного (т.е. в отсутствие внутренних волн) волновода, регулярный звуковой канал[1] следующего вида: водный слой глубины H, характеризуемый про-

[1] Учет плавных изменений параметров волновода вдоль трассы может быть сделан в рамках метода поперечных сечений. В качестве набора собственных функций для разложения в этом случае следует использовать моды сравнения нерегулярного волновода.

филем скорости звука $c(z)$ (или показателем преломления $n(z) = \dfrac{c(H)}{c(z)}$) и плотностью $\rho(z)$, лежащий на жидком однородном поглощающем полупространстве с плотностью и скоростью звука ρ_1, c_1 соответственно, поглощение в дне описывается с помощью введения комплексного волнового вектора:

$$k_1 = \frac{2\pi f}{c_1}\left(1 + i\frac{\alpha}{2}\right) = kn_1\left(1 + i\frac{\alpha}{2}\right),$$

$$n_1 = \frac{c_H}{c_1} < 1, \quad k = \frac{2\pi f}{c_H},$$

где параметр α будем называть коэффициентом поглощения звука в дне. Для характеристик водного слоя около дна введем обозначение $c_H = c(H)$, $\rho_H = \rho(H)$. Систему координат с осями r, z расположим так (рис. 1), что направление акустической трассы совпадает с осью r, источник звука и точка наблюдения расположены в плоскости (r, z) соответственно в точках $(0, z_0)$ и (r, z).

Вертикальные колебания жидкости в плоскости (r, z) (величину вертикального смещения поверхности постоянной плотности будем обозначать $\varsigma(r, z, t)$), обусловленные появлением пакетов внутренних волн, искажают профиль скорости звука и приводят к появлению некоторой случайной его части $\delta c(r, z, t)$. Заметим сразу, что временны́е изменения поля скорости звука, обусловленные вертикальными колебаниями и движением пакета внутренних волн, являются достаточно медленными по сравнению с изменениями поля звукового давления. Например, даже если характерные длительности звукового сигнала $T \sim 10^2$ с, то характерные масштабы пространственных изменений за это время, например, сдвиг пакета внутренних волн $V_pT \sim 50$ м, что гораздо меньше его длины и практически не скажется на величине звукового поля. Характерные периоды вертикальных колебаний внутренних волн также имеют величину до десятков минут. В связи с этим мы будем работать в предположении о "замороженности" среды, время в выражениях для изменчивости характеристик волновода будем считать параметром и в дальнейшем опускать. Далее в расчетах поля широкополосного сигнала предполагается очевидное использование интеграла Фурье, так что мы будем работать с Фурье-компонентной сигнала, что предполагает временно́й фактор $\exp(-i\omega t)$, также в дальнейшем опускаемый.

Для характеристики заполнения волновода мы будем использовать квадрат показателя преломления:

$$n^2(r, z) = n^2(z) + \mu(r, z), \tag{1}$$

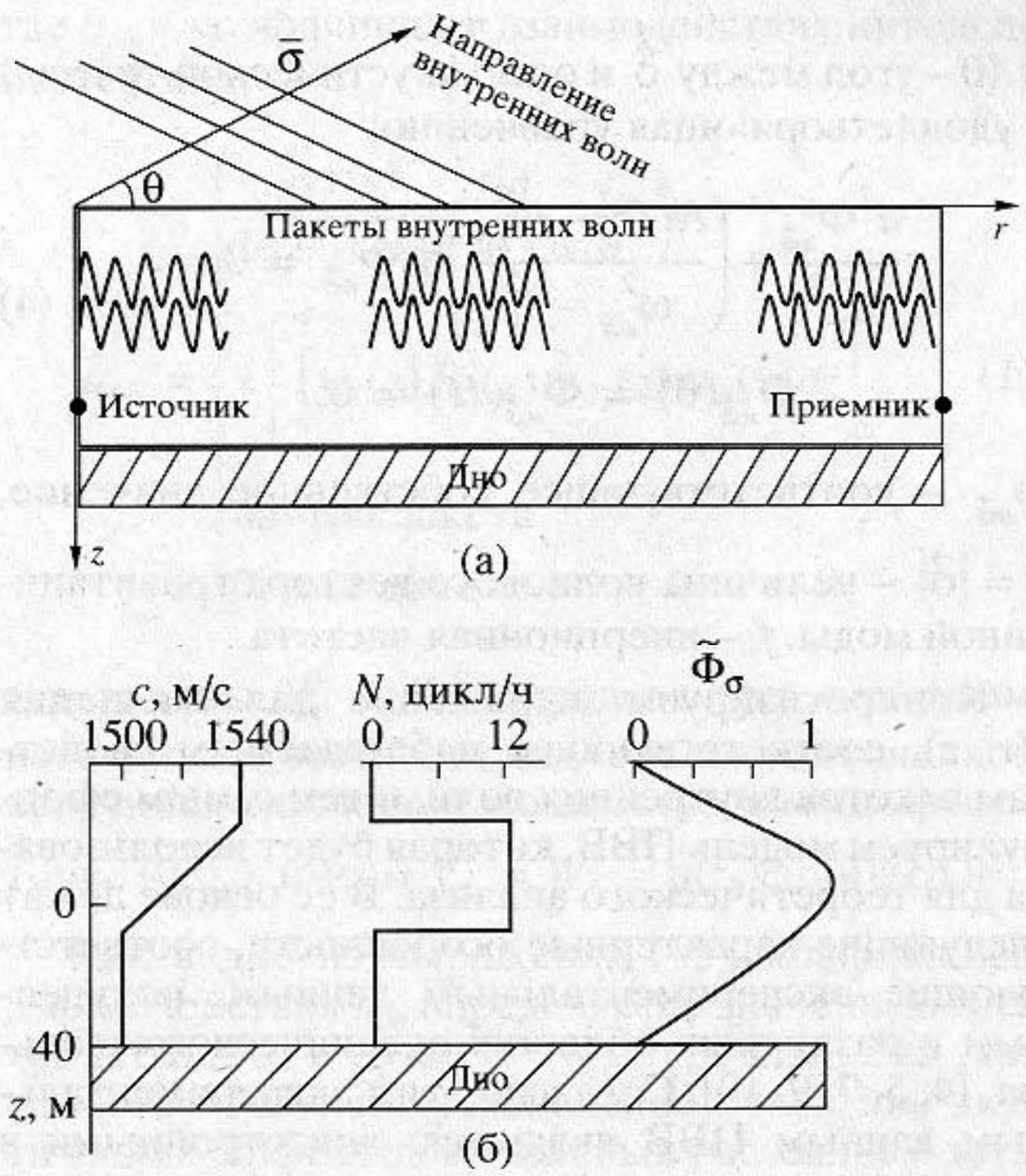

Рис. 1. Модель волновода, используемая в работе: а – картина распространения пакетов внутренних волн; б – профиль скорости звука, частота Вяйсяля и вертикальное распределение первой гравитационной моды.

где $\mu(r, z)$ – случайная часть квадрата показателя преломления $\langle\mu(r, z)\rangle = 0$. Эту случайную часть, как известно [8], можно выразить через смещение поверхности постоянной плотности $\varsigma(r, z)$:

$$\mu(r, z) = \begin{cases} 2QN^2(z)\varsigma(r, z), & \text{внутри пакета}, \\ 0, & \text{вне пакета}, \end{cases} \tag{2}$$

где $Q \approx 2.4$ м^2/с – константа, определяемая свойствами воды, $N(z) \approx \left(\dfrac{g}{\rho}\dfrac{d\rho}{dz}\right)^{1/2}$ – частота плавучести, g – ускорение свободного падения.

Как видно из (2), свойства случайной величины $\mu(r, z)$ определяются свойствами смещения поверхности постоянной плотности $\varsigma(r, z)$, которая в общем случае может быть представлена в виде разложения по собственным гравитационным модам внутренних волн:

$$\varsigma(r, z) = \begin{cases} \mathrm{Re}\left\{\int\sum\limits_n C_n(\vec{\sigma})\Phi_{n\vec{\sigma}}(z)\exp(i\sigma r\cos\theta)d\vec{\sigma}\right\}, \\ \text{внутри пакета}, \\ 0, \ \text{вне пакета}, \end{cases} \tag{3}$$

где $\Phi_{n\vec{\sigma}}(z)$ – собственная гравитационная мода с номером n, распространяющаяся в направлении

$\vec{\sigma}$ (θ – угол между $\vec{\sigma}$ и осью акустической трассы) и удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{d^2\Phi_{n\vec{\sigma}}}{dz^2} + \left(\frac{N^2(z) - \omega^2_{n\vec{\sigma}}}{\omega^2_{n\vec{\sigma}} - f_i^2}\right)\sigma^2\Phi_{n\vec{\sigma}} = 0, \quad (4)$$

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

$\omega_{n\vec{\sigma}}$ – соответствующее собственное значение, $\sigma = |\vec{\sigma}|$ – величина волнового вектора гравитационной моды, f_i – инерционная частота.

Конкретизируем выражение для смещения $\varsigma(r, z)$, соответствующее наблюдаемым свойствам пакетов внутренних волн, и тем самым сформулируем модель ПВВ, которая будет использована для теоретического анализа. В ее основе лежат следующие характерные особенности, соответствующие экспериментальным данным, полученным в различных областях океанического шельфа, [4, 5, 7, 9, 10]. Согласно этим экспериментальным данным ПВВ являются: анизотропными в горизонтальном направлении (имеют плоский фронт); квазисинусоидальными в горизонтальном направлении (имеют узкий пространственный спектр); колебания в вертикальной плоскости являются синхронными по глубине (имеет место доминирование в модовом составе первой гравитационной моды, в которой реально содержится до 90% энергии внутренних волн).

На основании этих фактов мы можем в выражении (3) ограничиться только первым слагаемым, интегрирование проводить только по величине волнового вектора, зафиксировав направление распространения пакета (угол θ между этим направлением и акустической трассой будем считать постоянным), а также, использовав узость пространственного спектра, вынести первую гравитационную моду $\Phi_{1\sigma}(z)$ из-под интеграла в точке $\sigma = \sigma_p$, соответствующей максимуму распределения по волновым векторам. Таким образом, вертикальные смещения, обусловленные ПВВ (рис. 1), могут быть представлены (индекс 1 в дальнейшем у характеристик гравитационной моды будем опускать) в виде:

$$\varsigma(r, z) = \tilde{\Phi}_{\sigma_p}(z)\mathrm{Re}\left\{\int_0^\infty C(\sigma)\exp(i\sigma r\cos\theta)d\sigma\right\}, \quad (5)$$

$\tilde{\Phi}_{\sigma_p}(z) = \Phi_{\sigma_p}(z)/\Phi_{\sigma_p}(z_{\max})$ – нормированная на максимальное единичное значение первая гравитационная мода, $z_{\max}$ – значение глубины, где первая гравитационная мода Φ_{σ_p} принимает максимальное значение.

В выражении (5) $C(\sigma)$ – случайная функция величины σ: $\langle C(\sigma)\rangle = 0$, $\langle|C(\sigma)|^2\rangle = S(\sigma)$, где $S(\sigma)$ – пространственный спектр ПВВ. Скобки $\langle\rangle$ означают усреднение по реализациям. Согласно [5, 7] спектр $S(\sigma)$, хотя имеет сложную форму, является узкополосным. В качестве первого приближения для функции $S(\sigma)$, которую будем использовать для вычислений, приводимых ниже, возьмем гауссовское распределение:

$$S(\sigma) = 2\frac{\langle\varsigma^2_{\max}\rangle}{\sqrt{2\pi}\Delta}\exp(-(\sigma - \sigma_p)^2/2\Delta^2), \quad (6)$$

где

$$\Delta \sim 0.1\sigma_p \ll \sigma_p = 2\pi/\Lambda_p,$$

$\langle\varsigma^2_{\max}\rangle$ – дисперсия вертикальных смещений на глубине $z_{\max}$.

Уравнение, определяющее звуковое поле $\Psi(r, z)$ в волноводе со случайными неоднородностями в толще воды, соответствующим пакетам внутренних волн, имеет обычный вид:

$$\nabla^2\Psi + k^2[n^2(z) + \mu(r, z)]\Psi = 0 \quad (7)$$

с соответствующими условиями вблизи источника и на границах.

Его решение ищем в виде разложения по модам невозмущенного волновода:

$$\Psi(r, z) = \sum_l \frac{c_l(r)}{\sqrt{q_l r}}\psi_l(z)\exp(iq_l r), \quad (8)$$

где собственные функции и собственные значения невозмущенной задачи определяются уравнением с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{d^2\psi_l}{dz^2} + k^2n^2(z)\psi_l = \xi_l^2\psi_l, \quad (9)$$

$$\psi_l\big|_{z=0} = 0, \quad \left[\psi_l + g_l\frac{d\psi_l}{dz}\right]_{z=H} = 0,$$

$$g_l = \frac{\rho_1}{\rho(H)}(\xi_l^2 - k^2n_1^2(1 + i\alpha))^{-1/2}.$$

Здесь q_l – вещественная часть комплексного (из-за поглощения в дне) собственного значения: $\xi_l = q_l + i\gamma_l/2$, γ_l будем называть модальным коэффициентом затухания.

После подстановки (8) в (7) получается система стохастических дифференциальных уравнения для коэффициентов $c_l(r)$, которая может быть приведена к форме системы уравнений взаимодействия интенсивностей и флуктуаций (аналогично [11, 12]) с использованием предположений о том, что случайные неоднородности, обусловленные ПВВ являются анизотропными – вытянутыми в продольном направлении. Для нашего случая характерные размеры радиуса корреляции в поперечном на-

правлении $R_\perp \sim 1$–10 м гораздо меньше соответствующего продольного радиуса $R_\parallel \sim 200$–400 м, который, в свою очередь, много меньше характерных расстояний наблюдения (длины трассы).

Итак, $R_\perp \ll R_\parallel \ll r$, что дает возможность пренебречь рассеянием назад и получить уравнения взаимодействия интенсивностей. Представим рассматриваемые случайные величины в виде суммы когерентной и некогерентной (флуктуационной) компонент. Это относится к модальным амплитудам $c_l = \langle c_l \rangle + \delta c_l$ и полю звукового давления $\Psi = \langle \Psi \rangle + \delta\Psi$. Тогда полная усредненная интенсивность звукового поля $I_f = \overline{\langle |\Psi|^2 \rangle}$ также может быть записана в виде: $I_f = I_c + I_n$. Здесь $I_c = \overline{|\langle \Psi \rangle|^2}$, $I_n = \overline{\langle |\delta\Psi|^2 \rangle}$ – интенсивности когерентной и некогерентной компонент звукового поля соответственно. Черта означает усреднение по масштабу межмодовых биений $D_l \sim 2\pi|q_{l+1} - q_l|^{-1}$ в продольном направлении или, что эквивалентно, по частотному интервалу: $\Delta\omega \sim D_l\omega/r$. Типичным условиям эксперимента соответствует $\Delta\omega \sim 25$ Гц.

Для определения наблюдаемых характеристик поля будем использовать модальные распределения полной интенсивности $W_l(r) = \langle |c_l(r)|^2 \rangle$, интенсивности когерентной компоненты $V_l(r) = |\langle c_l(r) \rangle|^2$ и интенсивности некогерентной компоненты $R_l(r) = |\langle \delta c_l(r) \rangle|^2$. Глубинное распределение соответствующих компонент просуммированной по модам интенсивности на расстоянии r имеет вид:

$$I_f(r, z) = \sum_l \frac{W_l(r)|\psi_l(z)|^2}{q_l r},$$

$$I_c(r, z) = \sum_l \frac{V_l(r)|\psi_l(z)|^2}{q_l r}, \qquad (10)$$

$$I_n(r, z) = \sum_l \frac{R_l(r)|\psi_l(z)|^2}{q_l r}.$$

В рамках статистического подхода [12] для величин V_l, W_l могут быть получены следующие дифференциальные уравнения с начальными условиями:

$$\frac{dV_l}{dr} = -\left(\gamma_l + \sum_m a_{lm}\right)V_l, \qquad (11)$$

$$V_l(0) = V_l^0,$$

$$\frac{dW_l}{dr} = -\gamma_l W_l + \sum_m a_{lm}(W_m - W_l), \qquad (12)$$

$$W_l(0) = W_l^0,$$

где a_{lm} – коэффициент взаимодействия интенсивностей мод:

$$a_{lm} = \begin{cases} \dfrac{\pi Q^2 k^4}{2 q_l q_m \cos\theta} S\left(\dfrac{|q_l - q_m|}{\cos\theta}\right) \times \\ \times \left[\displaystyle\int_0^H \psi_l(z) N^2(z) \tilde{\Phi}_{\sigma_p}(z) \psi_m(z) dz\right]^2, \\ \text{внутри пакета}, \\ 0, \ \text{вне пакета}, \end{cases} \qquad (13)$$

а величины V_l^0 и W_l^0 определяются свойствами источника, в частности для тонального точечного источника единичной мощности, помещенного в точке $(0, z_0)$, имеем $V_l^0 = W_l^0 = \rho(z_0)c(z_0)|\psi_l(z_0)|^2$.

Как видно из выражения (13), коэффициент взаимодействия a_{lm} определяется значением спектра ПВВ $S(\sigma)$ в точке $\sigma = |q_l - q_m|/\cos\theta$. Эта зависимость объясняет резонансное поведение акустических эффектов вызванных рассеянием звука на ПВВ. Учитывая, что ширина спектра $S(\sigma)$ – величина Δ – мала, условие взаимодействия мод с номерами l и m (то есть $a_{lm} \neq 0$) можно сформулировать в виде:

$$\sigma_p - \Delta \le \frac{|q_m - q_l|}{\cos\theta} \le \sigma_p + \Delta. \qquad (14)$$

В реальной ситуации узость спектра ПВВ означает малость величины Δ также по сравнению с характерными расстояниями между собственными значениями в спектре модальных волновых чисел на низких (до нескольких сотен герц) частотах: $\Delta < |q_l - q_m|$, так что условие (14) выполняется далеко не всегда и для многих значений звуковых частот может не найтись какой-либо пары мод, удовлетворяющих (14). Для этих частот эффекты рассеяния на ПВВ незначительны. Но акустические эффекты, вызванные ПВВ, становятся существенными в случае, если находится пара мод, для которой (14) выполняется.

Сказанное подтверждается анализом уравнений (11) и (12), определяющими изменение полной и когерентной интенсивностей по мере распространения звука в волноводе.

Рассмотрим уравнение (11), определяющее измерение когерентной составляющей поля в волноводе, из которого следует, что за счет взаимодействия с ПВВ при $a_{lm} > 0$ всегда происходит уменьшение модальной когерентной компоненты $V_l(r)$ с расстоянием (помимо спадания, обусловленного поглощением в дне), а, следовательно, и суммарной когерентной компоненты $I_c(r, z)$. При этом на частоте, удовлетворяющей условиям резонанса, когерентная компонента уменьшается

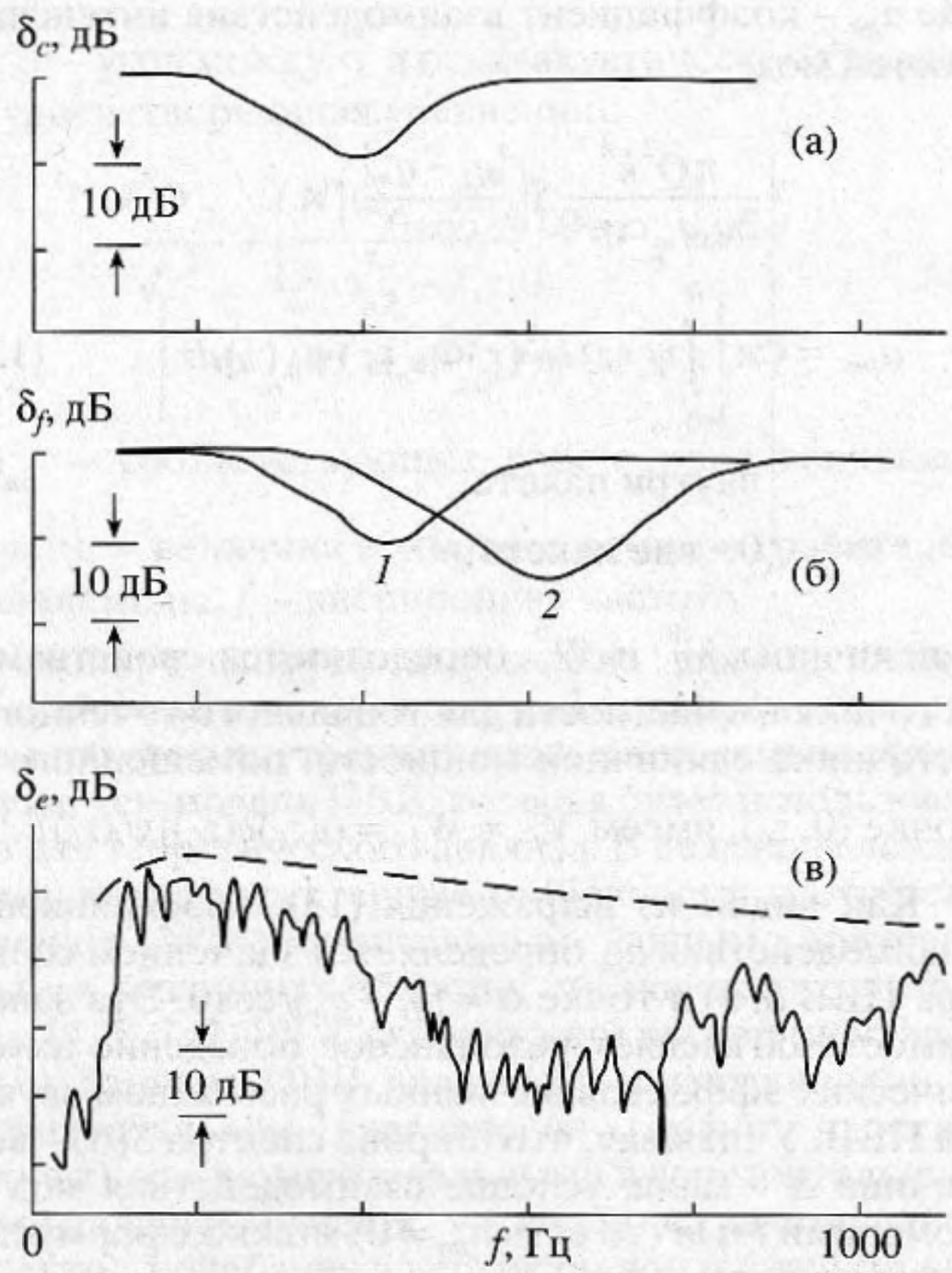

Рис. 2. Частотные зависимости когерентной компоненты (а) и полной интенсивности звука (б, в): б – расчет угла между направлением движения ПВВ и трассой $\theta = 0$ (кривая *1*) и $\theta = 32°$ (кривая *2*); в – экспериментальная зависимость [5]. Глубины приемника и источника составляют соответственно $z_0 = 40$ м и $z = 35$ м.

сильнее, и на частотной зависимости интенсивности когерентной компоненты образуется провал.

Изменение с расстоянием модального распределения полной интенсивности $W_l(r)$ определяется системой уравнений (12), и может быть различным, в зависимости от номера моды и величин a_{lm}, определяющих взаимодействие мод, а также "начальных" условий $W_l(0)$. Кроме того, наиболее сильным будет взаимодействие между той парой мод, которая удовлетворяет на некоторой частоте условиям резонанса (если они выполняются). В этом случае при прохождении сигналом области волновода, занятой ПВВ, происходит обмен энергии между взаимодействующими модами, что также изменит звуковое поле в точке наблюдения. Одним из таких эффектов является изменение характера поглощения звука на резонансной частоте. Дело в том, что закон спадания интенсивности звука на протяженных трассах определяется коэффициентами затухания γ_l основных энергонесущих мод, каковыми в большинстве случае являются несколько первых мод (мод с небольшими номерами l). В частности, для модели Пекериса наименьшим коэффициентом затухания обладает первая мода, у остальных этот коэффициент растет с номером l квадратично, и на больших расстояниях поле определяется только первой модой.

Для волновода с иным профилем скорости звука наименьшим коэффициентом затухания может обладать другая мода (или группа мод), и тогда именно в этих модах сосредотачивается энергия звука на больших расстояниях от источника. Если же на пути сигнала встречается ПВВ с характеристиками, удовлетворяющими условиям резонанса одной из нижних энергонесущих мод с быстрозатухающей модой, то происходит "заброс" излучения на резонансной частоте в моду с бóльшим коэффициентом поглощения и суммарная интенсивность (на данной частоте) будет спадать с расстоянием быстрее чем в случае отсутствия ПВВ. Конечно, если первоначально были возбуждены и переносят излучения моды с бóльшими коэффициентами поглощения, чем существующие, но не возбужденные моды, то может иметь место "заброс" излучения в моду с малым коэффициентом затухания, что приведет к аномально малому поглощению на резонансной частоте. Иначе говоря, на частотной зависимости интенсивности $I_f(r, z)$ (в отличие от I_c) может быть как максимум, так и минимум на резонансной частоте.

В работе [5] приводятся экспериментальные данные, полученные в Желтом море, которые демонстрируют, как предполагают авторы, резонансный характер акустических эффектов, вызванных пакетами внутренних волн. При проведении эксперимента с широкополосными сигналами на трассе длиной 28 км наблюдалось аномально большое поглощение звуковой интенсивности в некотором частотном диапазоне. На рис. 2в сплошной кривой показана полученная в этом эксперименте зависимость интенсивности звукового поля от частоты. Пунктирная кривая на этом рисунке соответствует теоретическому расчету частотной зависимости интенсивности звукового поля, в рамках которого не учитывается влияние пакетов внутренних волн. Как видно из рис. 2в, разница между экспериментальной и теоретической кривой имеет резонансный характер с максимумом в диапазоне 600 Гц. Причиной такого различия по мнению авторов работы [5] являются пакеты внутренних волн, наблюдавшиеся на трассе при проведении эксперимента.

В качестве примера расчетов по формулам (10)–(12) рассмотрим волновод с профилем скорости звука и частотой плавучести, изображенный на рис. 1. Параметры дна: $c_1 = 1700$ м/с, $\rho_1 = 1.8$ г/см^3, $\alpha = 0.02$. Эта картина близка к условиям проведения эксперимента в работе [2]. Будем считать[2], что спектр ПВВ имеет следующие достаточно типичные для мелководных районов па-

[2] Эти и другие данные о параметрах ПВВ в [2] не приводились, мы используем более или менее типичные значения.

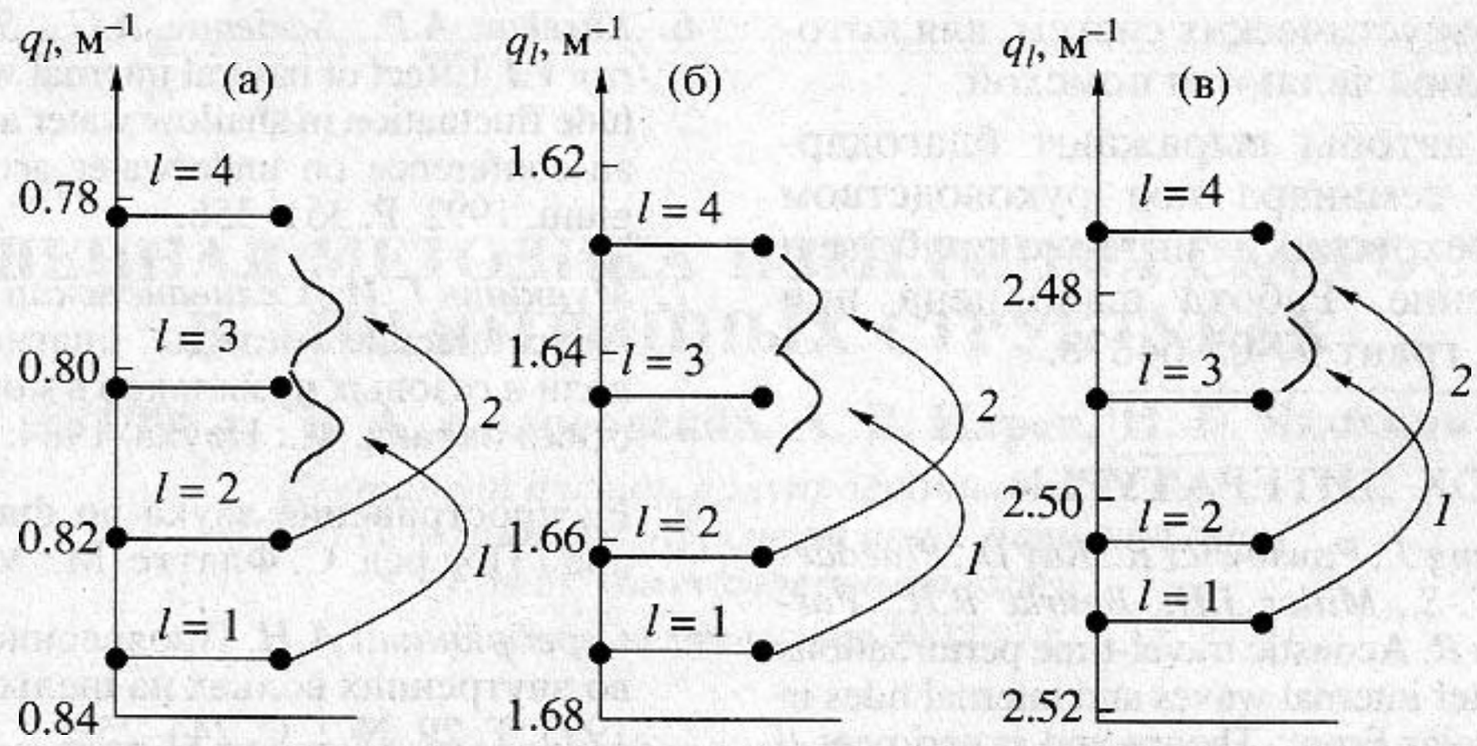

Рис. 3. Собственные значения первых четырех мод для модели волновода, показанной на рис. 1. а – частота звука $f = 200$ Гц; б – $f = 400$ Гц; в – $f = 600$ Гц. Кривыми *1*, *2* показаны возможные резонансы.

раметры: $\sigma_p = 0.0266$ м$^{-1}$, $\Delta \approx 0.1\sigma_p$. Пусть, кроме того, ПВВ распространяются вдоль акустической трассы $\theta = 0$. На рис. 3 приведены значения горизонтальных волновых чисел для нескольких первых мод, соответствующих этим значениям параметров волновода для трех различных частот: 200 Гц (а), 400 Гц (б), 600 Гц (в). Кривой *1* (*2*) показан диапазон волновых чисел (с учетом ширины Δ спектральной функции S), которые удовлетворяют условию (8) вместе с модой *1*(*2*). Как видно, для частот 200 Гц, 600 Гц не существует какой-либо пары мод, для которой выполняется условие (8). Зато для частоты 400 Гц условию (14) удовлетворяют моды 1 и 3. В результате, в диапазоне частот ~400 Гц резко усиливаются акустические эффекты, вызванные ПВВ. На рис. 2а представлена величина $\delta_c = 10\lg(I_c/I_f)$, определяющая когерентность звукового поля; на рис. 2б – дополнительные потери $\delta_f = 10\lg(I_f/I_0)$. Здесь I_0 – интенсивность звука при отсутствии внутренних волн (кривая *1*) так же, как и зависимость на рис. 2а, соответствует углу $\theta = 0$, кривая *2* на рис. 2б соответствует $\theta = 32°$. Для расчета кривых, приведенных на рис. 2, предполагалось, что акустическая трасса, имеет длину 28 км, и что там одновременно находятся три пакета внутренних волн на расстояниях от источника соответственно 10, 15 и 20 км. Длина каждого пакета ~1500 м. Дисперсия вертикальных смещений в пакетах $\langle \varsigma_{max}^2 \rangle = 16$ м^2. Параметры спектра ПВВ упомянуты выше. Расчет указанных величин состоял в использовании формул (10) на основе решения систем линейных уравнений (11), (12), определяющих взаимодействие мод с ПВВ. Это взаимодействие имеет место только на тех участках трассы, где и находятся ПВВ (как было сказано, таких участков три). В точках $r_{n'}$, соответствующих границам этих участков, производится сшивка решений, полученных в области, где есть ПВВ с решениями в области без ПВВ. Поскольку для наших условий численные значения коэффициентов взаимодействия $a_{13} \sim 10^{-4}$ м$^{-1}$, что несколько превышает модальный коэффициент затухания для нижних мод, то влияние этого взаимодействия будет заметным, несмотря на малость участков взаимодействия. Видно (рис. 2а), что предполагаемые ПВВ вызывают падение когерентной компоненты (или рост флуктуаций) в области резонанса примерно на 7 дБ (по сравнению с отсутствием такового). Что касается полной интенсивности, то характер распространения определяет аномальное поглощения в области резонанса. Видно, что кривая *2* на рис. 2б по точке резонанса (~600 Гц) и величине провала на частотной зависимости (~15 дБ) примерно соответствует экспериментальной зависимости [5]. Вместе с тем заметим, что согласие с экспериментом, полученное при указанных выше значениях характеристик ПВВ не следует переоценивать, так как в нашей задаче имеется слишком много неизвестных, не определенных в эксперименте параметров. В частности, зафиксировав угол $\theta = 0$, можно подбором других параметров задачи, например дисперсии $\langle \varsigma_{max}^2 \rangle$, также добиться согласия теории с экспериментом.

Таким образом, изложенный выше подход позволяет описывать акустические эффекты, вызванные пакетами внутренних волн в мелком море. Резонансный характер акустических эффектов, вызванных ПВВ, позволяет отделять влияние ПВВ от других факторов и, возможно, определять такие параметры пакетов как форма спектра, направление распространения по данным зондирования широкополосными сигналами. В рамках предложенного подхода можно также предсказывать те частотные диапазоны, на которых влияние внутренних волн наиболее значительно. Эти частотные диапазоны должны учитываться при про-

ектировании гидроакустических систем, для которых внутренние волны являются помехой.

В заключение авторы выражают благодарность участникам семинара под руководством академика Л.М. Бреховских за интерес к работе и полезное обсуждение. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 97-05-64878.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lynch J.F., Guoliang J., Pawlowicz R., Ray D., Plueddeman A.J., Chiu C.-S., Miller J.H., Bourke R.H., Parsons A.R., Muench R.* Acoustic travel-time perturbations due to shallow water internal waves and internal tides in the Barents Sea Polar Front: Theory and experiment // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 2. P. 803–821.
2. *Tryakovski P.* Travel-time perturbations due to internal waves: Equivalence of modal and ray solutions // J. Acoust. Soc. Amer. 1996. V. 99. № 2. P. 822–830.
3. *Tielburger A., Finette B., Wolf S.* Acoustic propagation through an internal wave field in a shallow water waveguede // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 101. № 2. P. 789–808.
4. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Волны внутри океана. Санкт-Петербург: Гидрометеоиздат, 1992. 271 с.
5. *Zhou J., Zhang X.Z., Rogers P.H.* Resonant interaction of sound wave with internal solitons in the coastal zone // J. Acoust. Soc. Amer. 1991. V. 90. № 4. P. 2042–2054.
6. *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, 1992. P. 351–356.
7. *Муякшин С.И., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю.* Акустические методы диагностики внутренних волн и газовых пузырьков в море // Проблемы акустики океана. М.: Наука, 1984. С. 164–175.
8. Распространение звука во флуктуирующем океане / Под ред. С. Флатте. М.: Мир, 1982. 336 с.
9. *Серебрянный А.Н.* Проявление свойств солитонов во внутренних волнах на шельфе // Изв. АН ФАО. 1993. Т. 29. № 2. С. 244–252.
10. *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.
11. *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.
12. *Колер В., Папаниколау Дж.К.* Распространение волн в случайно-неоднородном океане // Распространение волн и подводная акустика / Под ред. Келлера Дж.Б., Пападакиса Дж.С., М.: Мир, 1980. С. 126–179.

Resonance Effects in Sound Scattering by Internal Wave Packets in a Shallow Sea

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

The influence of internal wave packets (IWP) on low-frequency sound propagation in a shallow sea (an oceanic shelf) is considered. On the basis of experimental data, a model of the IWP is developed. The model is used in the theoretical analysis of sound scattering by the method of interacting modes. In the framework of this approach, sound scattering is found to be accompanied by both the energy transfer from the coherent component to the incoherent (fluctuating) component of the sound field and the redistribution of the sound energy between the modes. It is shown that the scattering of sound by IWP in a shallow sea leads to an increase of sound fluctuations and additional losses of the sound energy. The frequency dependences of these acoustic effects (fluctuations, additional losses) exhibit resonance features.