АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2003, том 49, № 1, с. 43–50

УДК 534.222

РАССЕЯНИЕ ЗВУКА НА ПРОСТРАНСТВЕННО-ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

© 2003 г. В. А. Григорьев, Б. Г. Кацнельсон, С. А. Переселков, В. Г. Петников*

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

** Научный центр волновых исследований Института общей физики РАН*
117333 Москва, Вавилова 38
E-mail: petniko@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 3.04.2002 г.

Развит метод решения задачи рассеяния звука сосредоточенными неоднородностями в волноводе малой глубины в присутствии внутренних волн (ВВ), характерных для океанского шельфа. Рассчитаны и проанализированы флуктуации звукового поля, связанные как с движением модельного рассеивателя (мягкого сфероида), так и с распространением ВВ. Показано, что поле внутренних волн существенным образом влияет на рассеянное поле даже при небольших (в несколько километров) расстояниях источник–приемник и источник–рассеиватель. Это влияние зависит не только от амплитуды ВВ, но и от направления их распространения.

Ввиду своего важного прикладного значения исследование малоуглового рассеяния (дифракции) звуковых волн в плоскослоистых волноводах является в настоящее время одним из актуальных направлений развития волновой теории. В ряде работ [1–7] представлены некоторые подходы к решению этой задачи. В частности, в работах [3, 5, 6] используется разложение падающего и рассеянного поля по волноводным модам для задачи без рассеивателя. Возможность получения замкнутых аналитических выражений в рамках этого подхода связана с предположениями о малости рассеивателя по сравнению с характерными размерами пространственной изменчивости среды, что позволяет как бы рассмотреть отдельно процессы распространения звука в волноводе и рассеяния на объекте. В свою очередь это дает возможность получить выражение для рассеянного поля с использованием данных о рассеянии на объекте, находящемся в однородном безграничном пространстве. Заметим далее, что хотя основные результаты работ [5, 6] приводятся для регулярных каналов, они очевидным образом могут быть обобщены на случай плавного (адиабатического) изменения параметров волновода. Иначе говоря, в рамках указанного подхода единственной причиной, обусловливающей рассеяние звука (в волноводе это эквивалентно трансформации мод), является рассеиватель (локализованная неоднородность). Вместе с тем учет реальных особенностей среды требует включения в теорию других механизмов трансформации совместно с рассеянием на локализованных неоднородностях. Понятно, что это существенно усложняет картину дифракции звука в волноводе, что в ряде случаев ограничивает возможности расчетов. В частности, в работе [7] рассмотрена задача рассеяния звука на теле в случайно-неоднородном океаническом волноводе. Учет совместного действия на звуковое поле случайно-неоднородной среды и рассеивателя проводился в рамках малоуглового уравнения переноса для задачи распространения и приближения Кирхгофа для дифракции звука, что дало возможность определить статистические характеристики рассеянного звукового поля.

Однако в работе [7] анализируются статистические свойства только рассеянного поля (обозначим его P_s), а не полного (P_1) в точке приема $P_1 = P_0 + P_s$, здесь P_0 – прямое падающее поле. В реальности же мы всегда наблюдаем полное поле и в этом случае временные флуктуации поля P_1 обусловлены как вариациями величины P_s, связанными с движением рассеивателя, так и изменениями прямого и рассеянного полей, вызванными флуктуациями параметров среды. Данная работа посвящена анализу полного поля, с изучением роли флуктуаций параметров среды на прямое и рассеянное поля.

Флуктуации среды в океанических волноводах с характерными временами, сравнимыми с вариациями P_s, связаны, в основном, с присутствием внутренних волн. Однако реализации внутренних волн, описываемые моделью Гаррета–Манка, а

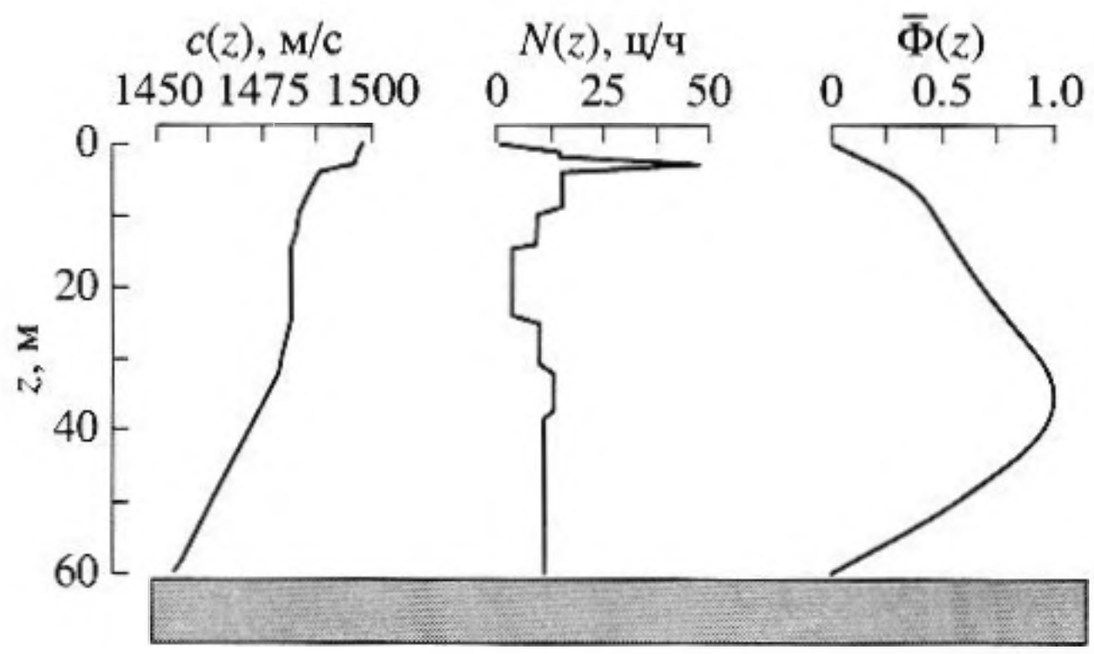

Рис. 1. Равновесные зависимости от глубины скорости звука $c(z)$, частоты плавучести $N(z)$ и первой гравитационной моды $\bar{\Phi}(z)$.

также рассмотренные в работе [7], не являются единственно возможными для таких волноводов. Подобные реализации типичны только для глубокого океана. В настоящей работе рассмотрены примеры решения задачи дифракции в присутствии внутренних, в том числе нелинейных солитонобразных волн, характерных для мелководья [8]. Для описания возмущений волновода в этом случае вполне допустим детерминированный подход. Заметим также, что используемый нами метод решения задачи дифракции [6] позволяет проанализировать флуктуации звукового поля P_1 для рассеивателей с малыми волновыми размерами (сравнимыми с длиной волны звука). Такими рассеивателями являются, например, крупные морские животные, относящиеся к семейству китообразных [9].

Итак, пусть волновод образован водным слоем с квадратом показателя преломления: $n^2(\vec{r}, z, t) = n_0^2(\vec{r}, z) + \mu(\vec{r}, z, t)$, где $\vec{r}$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости для точки с координатами (x, y), а t – время; $n_0^2(\vec{r}, z)$ соответствует некоторой средней равновесной стратификации слоя, описываемой скоростью звука $c(\vec{r}, z)$ и плотностью $\rho(z)$, а $\mu(\vec{r}, z, t)$ – изменению его акустических свойств, вызванному пакетом внутренних волн. Задача решается в системе координат, связанной с волноводом (плоскость (x, y) совпадает с поверхностью моря, ось z направлена вертикально вниз). Водный слой ограничен по глубине свободной поверхностью $z = 0$ и однородным поглощающим полупространством – дном $z = H(\vec{r})$, с плотностью ρ_1 и квадратом показателя преломления: $n_1^2 = n_д^2(1 + i\alpha)$, где α – определяется поглощающими свойствами дна.

Изменение в пространстве и во времени величины $\mu(\vec{r}, z, t)$ определяется следующим соотношением [10]:

$$\mu(\vec{r}, z, t) = -\frac{2\delta c(\vec{r}, z, t)}{c(\vec{r}, z)} = 2QN^2(z)\zeta(\vec{r}, z, t). \quad (1)$$

Здесь $N(z) = \{(g/\rho)(d\rho/dz)\}^{1/2}$ – частота плавучести, g – ускорение свободного падения, $Q \approx 2.4$ с^2/м – константа, определяемая физическими свойствами воды; ζ – вертикальные смещения водных слоев, которые можно записать в виде:

$$\zeta(\vec{r}, z, t) = \bar{\Phi}(z)\zeta_0(\vec{r} - \vec{u}t), \quad (2)$$

где $\bar{\Phi}(z)$ – нормированная на свое максимальное значение первая гравитационная мода внутренних волн, $\vec{u}$ – скорость движения пакета ВВ, $\zeta_0(\vec{r} - \vec{u}t)$ – вертикальные смещения поверхности постоянной плотности на глубине, где функция $\bar{\Phi}(z)$ максимальна. (Преобладание первой гравитационной моды в модальном разложении ВВ есть отличительная особенность мелководья.) Усредненные равновесные глубинные зависимости профиля скорости звука $c(z)$, частоты плавучести $N(z)$ и функции $\bar{\Phi}(z)$, полученные на основе экспериментальных данных [8] и используемые далее при расчетах, показаны на рис. 1. В соответствии с формулой (2) волновые фронты пакета ВВ предполагаются плоскими, что достаточно хорошо описывает реальные ВВ (длина примерно плоского фронта ВВ может составлять 2–3 десятка километров). Другими словами, (2) отражает тот известный экспериментальный факт, что поле скорости звука в присутствии ВВ в мелком море является анизотропным. Это приводит к зависимости флуктуаций скорости звука (показателя преломления) и, соответственно, акустических флуктуаций от ориентации трассы распространения звука, точнее от угла между трассой и направлением скорости $\vec{u}$ в рамках нашего предположения о прямолинейном характере волновых фронтов. Понятно, что наиболее резкими являются изменения показателя преломления при ориентации акустической трассы примерно перпендикулярно волновым фронтам ВВ. Типичные масштабы пространственной изменчивости в этом случае могут быть ~200–400 м, скорость звука в области термоклина на таких расстояниях может меняться на 20–30 м/с. В этом случае взаимодействие мод на дистанции порядка нескольких километров может быть значительным, оно должно быть учтено одновременно с рассеянием на локализованной неоднородности. Вместе с тем наш анализ будет проводиться в предположении, что мы можем разделить процессы распространения звука в волноводе (даже при учете трансформа-

ции мод) и рассеяния на теле. Это возможно сделать в нашем случае, поскольку характерные масштабы трансформации мод (расстояние, на котором изменение модового состава становится заметным) порядка нескольких километров, что значительно превышает размеры рассеивателя (в нашем случае несколько метров).

Будем считать, что источник находится в точке $(\vec{r}_0, z_0)$, $\vec{r}_0 = (0, 0)$. В этом случае поле $P_0(\vec{r}, z)$ в произвольной точке $(\vec{r}, z)$ в звуковом канале, нерегулярном из-за присутствия внутренних волн, можно представить как суперпозицию взаимодействующих локальных мод (нормальных волн) канала [10]:

$$P_0(\vec{r}, z) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}} \sum_m^M \frac{C_m(\vec{r}_0, \vec{r})\psi_m(\vec{r}; z)}{\sqrt{q_m r}} \times \times \exp\left(i \int_{(K_m)} q_m(s)ds\right). \quad (3)$$

Здесь $\psi_l(\vec{r}; z)$ и $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ – собственные (локальные) функции и собственные значения невозмущенной краевой задачи Штурма–Лиувилля (заметим здесь, что задача Штурма–Лиувилля формулируется по-разному в зависимости от ориентации трассы распространения звука), M – число энергонесущих мод в канале, $C_m(\vec{r}_0, \vec{r})$ – модальные амплитуды, изменяющиеся при распространении. Вообще говоря, интегрирование в формуле (3) ведется вдоль горизонтального криволинейного (из-за горизонтальной рефракции) луча K_m, соединяющего источник и точку, в которой вычисляется поле, и соответствующего вертикальной моде с номером m. В выражениях (3) и в дальнейших выражениях для поля мы опускаем временную зависимость. В связи с относительно медленными изменениями среды и положения рассеивателя (по сравнению с временами распространения звуковых волн) задача решается в предположении о замороженном времени, иначе говоря, время t является параметром, который в явном виде не выписывается.

Изменение модальных амплитуд $C_m(\vec{r}_0, \vec{r})$ при распространении вдоль такого луча, характеризуемого текущей координатой s, определяется уравнением взаимодействующих мод:

$$\frac{dC_m}{ds} = -\frac{\gamma_m}{2}C_m + i\sum_{l=1}^{M} C_l V_{ml}(\vec{r}) \times \times \exp\left(i \int_{K_m} (q_m(s') - q_l(s'))ds'\right), \quad (4)$$

с начальными условиями $C_m(\vec{r}_0, \vec{r}_0)$, определяемыми источником. В частности, для точечного источника звука мощностью W начальные условия записываются в виде:

$$C_m(\vec{r}_0, \vec{r}_0) = \sqrt{8\pi c(z_0)\rho(z_0)W}\psi_m(0; z_0). \quad (5)$$

Коэффициенты взаимодействия в уравнениях определяются нашим разложением задачи на невозмущенную часть и возмущение. В частности, при анализе распространения звука примерно перпендикулярно волновым фронтам ВВ локальные моды определяются следующей задачей Штурма–Лиувилля:

$$\frac{d^2\psi_l(\vec{r}; z)}{dz^2} + [k^2 n_0^2(\vec{r}, z) - \xi_l^2(\vec{r})]\psi_l(\vec{r}; z) = 0,$$
$$\psi_l(\vec{r}; z)|_{z=0} = 0,$$
$$\left[\psi_l(\vec{r}; z) + g(\vec{r}; \xi_l)\frac{d\psi_l(\vec{r}; z)}{dz}\right]_{z=H} = 0. \quad (6)$$

Здесь

$$g(\xi) = \frac{\rho_1/\rho}{\sqrt{\xi^2 - k^2 n_1^2}},$$

$k = 2\pi f/c$ – волновой вектор, соответствующий скорости звука c на некотором горизонте, f – частота звука.

Возмущением, ответственным за взаимодействие мод в случае указанного направления распространения, считаем изменение показателя преломления (1). Тогда коэффициенты взаимодействия мод в уравнении (4) имеют вид:

$$V_{ml}(\vec{r}) = \frac{k^2}{2\sqrt{q_l q_m}} \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho(z)}\psi_m(\vec{r}; z)\mu(\vec{r}; z)\psi_l(\vec{r}; z)dz. \quad (7)$$

Вообще говоря, при вычислении поля в произвольной точке уравнения взаимодействующих мод (4) численно интегрируются от источника до данной точки, вдоль соответствующего горизонтального луча. В настоящей статье мы рассмотрели случаи, когда изменения вертикальных смещений, связанных с внутренними волнами в направлении, перпендикулярном вектору $\vec{r}$, не слишком велики и горизонтальной рефракцией можно пренебречь. Это значит, что интегрирование в (3) и при численном решении (4) можно проводить вдоль этого вектора.

Рассмотрим далее решение задачи дифракции (см. рис. 2). Предположим, что в рассматриваемом волноводе по прямой линии на постоянной глубине и с постоянной скоростью $\vec{v}$ движется рассеивающее тело. Положение тела в заданный момент времени t определяется некоторой условной точкой, связанной с телом и называемой

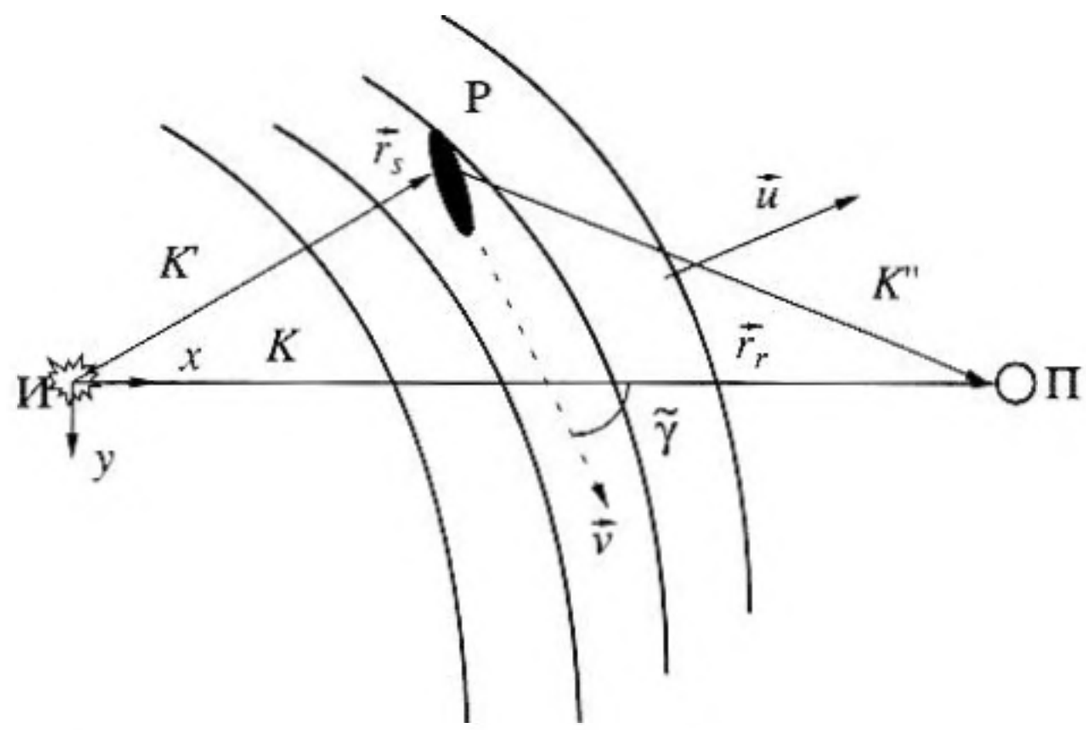

Рис. 2. Постановка задачи рассеяния. И – источник звука, П – приемник, Р – модельный рассеиватель.

"центром тела" ($\vec{r}_s(t)$, z_s). Акустическая трасса (прямая линия, соединяющая источник и приемник) расположена в нашей постановке задачи вдоль оси x. Пусть указанное тело пересекает акустическую трассу под некоторым углом $\tilde{\gamma}$. Для расчета звукового поля $P_0(\vec{r}_r, z_r)$, попадающего в точку наблюдения без рассеяния, поля $P_i(\vec{r}_s, z_s)$, падающего на тело, а также рассеянного поля в точке приема $P_s(\vec{r}_r, z_r)$, будем использовать соотношения, аналогичные (3):

$$P_0(\vec{r}_r, z_r) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}}\sum_m^M \frac{C_m^0(\vec{r}_0, \vec{r}_r)\psi_m(\vec{r}_r; z_r)}{\sqrt{q_m r_r}} \times \exp\left(i\int_{(K)} q_m(s)ds\right), \quad (8)$$

$$P_i(\vec{r}_s, z_s) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}}\sum_m^M \frac{C_m^i(\vec{r}_0, \vec{r}_s)\psi_m(\vec{r}_s; z_s)}{\sqrt{q_m r_s}} \times \exp\left(i\int_{(K')} q_m(s)ds\right), \quad (9)$$

$$P_s(\vec{r}_r, z_r) = \sqrt{\frac{i}{8\pi}}\sum_\mu^M \frac{C_\mu(\vec{r}_s, \vec{r}_r)\psi_\mu(\vec{r}_r; z_r)}{\sqrt{q_\mu|\vec{r}_r - \vec{r}_s|}} \times \exp\left(i\int_{(K'')} q_\mu(s)ds\right), \quad (10)$$

где интегрирование ведется вдоль соответствующих прямых линий: K – между источником $(0, z_0)$ и точкой наблюдения ($\vec{r}_r$, z_r), K', соединяющей точки с координатами ($\vec{r}_0$, z_0) и ($\vec{r}_s$, z_s), и K'', проходящей между точками ($\vec{r}_s$, z_s) и ($\vec{r}_r$, z_r). Модальные амплитуды $C_m^0(\vec{r}_0, \vec{r}_r)$, $C_m^i(\vec{r}_0, \vec{r}_s)$, $C_\mu(\vec{r}_s, \vec{r}_r)$ также находятся в результате решения системы (4) и эти уравнения интегрируются вдоль указанных прямых линий K, K' и K'' соответственно.

Начальные условия для модальных амплитуд $C_m^0(\vec{r}_0, \vec{r}_r)$, $C_m^i(\vec{r}_0, \vec{r}_s)$, входящих в выражения (8), (9), определяются соотношением (5). Для записи же начальных условий амплитуд $C_\mu(\vec{r}_s, \vec{r}_r)$ воспользуемся результатами работы [6], где получено выражение для матрицы $S_{\mu m}$, определяющей рассеяние нормальной волны падающего поля с номером m в нормальную волну рассеянного поля с номером μ:

$$C_\mu(\vec{r}_s, \vec{r}_s) = \sum_m^M S_{\mu m}\frac{C_m^i(\vec{r}_0, \vec{r}_s)}{\sqrt{q_m r_s}}\exp\left(i\int_K q_m(s)ds\right), \quad (11)$$

где

$$S_{\mu m} = 4\pi[a_m^+ a_\mu^+ F(\vec{k}_m^+, \vec{k}_\mu^-) + a_m^+ a_\mu^- F(\vec{k}_m^+, \vec{k}_\mu^+) + a_m^- a_\mu^+ F(\vec{k}_m^- \vec{k}_\mu^-) + a_m^- a_\mu^- F(\vec{k}_m^-, \vec{k}_\mu^+)]. \quad (12)$$

Здесь $a_m^\pm = \frac{1}{2}\left[\psi_m(z) \pm \frac{d\psi_m/dz}{i\sigma_m}\right]_{z=z_s}$, $\sigma_m = \sqrt{k^2 - q_m^2}$, k – волновое число, $F(\vec{k}_m^\pm, \vec{k}_\mu^\pm)$ – амплитуда рассеяния тела в свободном пространстве, $\vec{k}_m^\pm$ и $\vec{k}_\mu^\pm$ – волновые вектора падающих и рассеянных плоских волн, соответствующих волноводным модам.

Рассмотрим далее ряд численных примеров решения задачи дифракции с использованием приведенных выше соотношений для прямого P_0 и рассеянного P_s звуковых полей в точке приема. Пусть модельный волновод имеет средние равновесные зависимости от глубины $c(z)$ и $N(z)$, показанные на рис. 1, его глубина составляет $H = 60$ м, а параметры дна равны: $n_g = 0.829$, $\rho_1 = 2$ г/см^3, $\alpha = 0.02$. Предположим, что в таком волноводе со скоростью $u = 0.2$ м/с распространяются пакеты внутренних волн, вызывающие вертикальные колебания частиц жидкости на глубине 33.5 м, показанные на рис. 3. (Модельные пакеты ВВ формировались на основе экспериментальных данных, приведенных в работе [8].) В качестве рассеивающего тела в численных экспериментах использовался мягкий сфероид длиной $L = 10$ м и диаметром $D = 3$ м. Скорость звука в теле сфероида выбиралась равной $c_s = 1540$ м/с, плотность сфероида $\rho_s = 1.05$ г/см^3. Сфероид с такими размерами и акустическими свойствами моделирует серых китов [9]. Предполагалось, что сфероид движется со скоростью $v = 1$ м/с на глубине $z_s = 20$ м

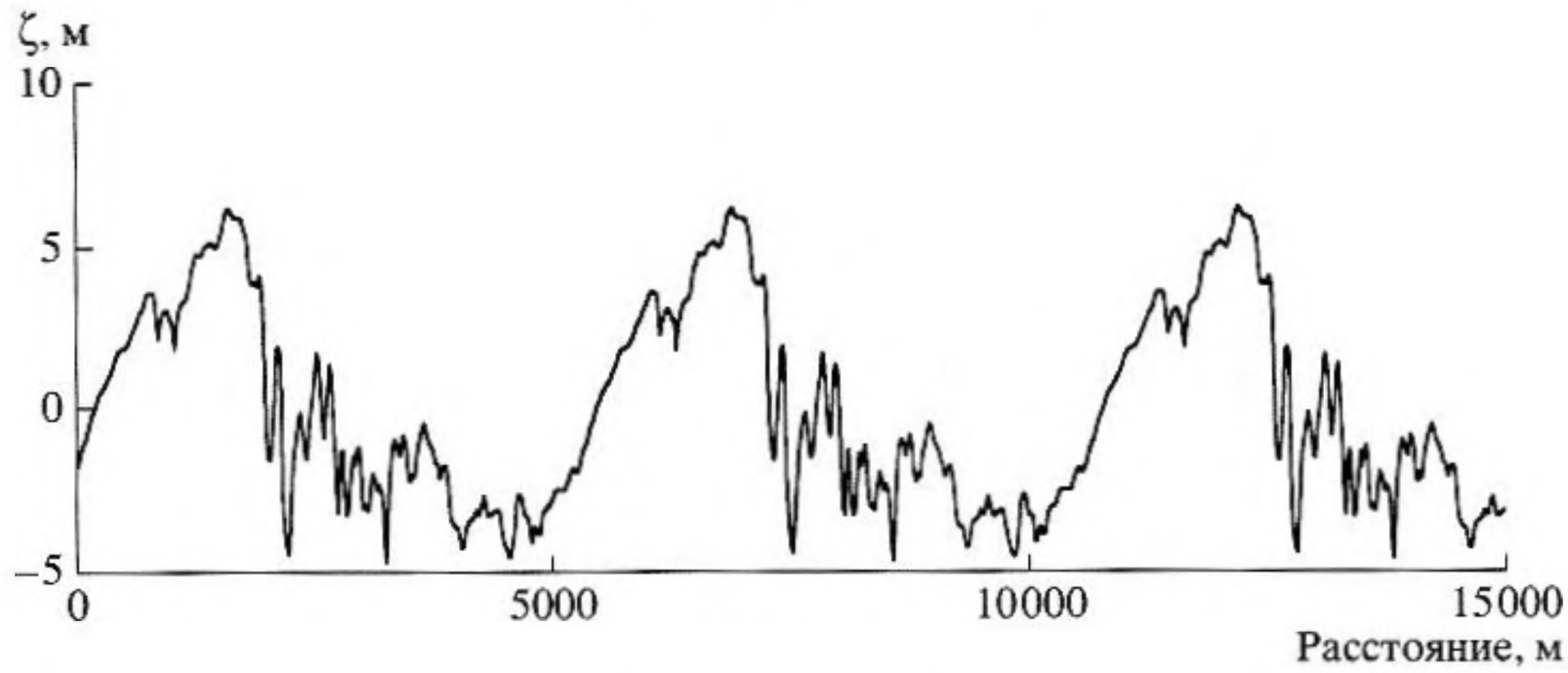

Рис. 3. Вертикальные отклонения частиц жидкости, вызванные внутренними волнами.

и пересекает под прямым углом ($\tilde{\gamma} = 90°$) стационарную акустическую трассу между неподвижными источником звука и вертикальной цепочкой приемников. Длина стационарной трассы выбиралась равной $r = 10$ км. Полагалось, что источник мощностью $W = 20$ Вт излучает непрерывный тональный сигнал с частотой $f = 300$ Гц. При расчетах рассеянного поля на мягком сфероиде использовалась амплитуда рассеяния, записанная в следующем виде [11]:

$$F(\vec{k}_m^{\pm}, \vec{k}_\mu^{\pm}) = \frac{2i}{k}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{l=n}^{\infty}\varepsilon_n S_{nl}(\chi, \cos\theta_m^{\pm}) S_{nl}(\chi, \cos\theta_\mu^{\pm}) \times$$
$$\times \frac{m_s^{-1} R_{nl}^{(1)}(\chi, \vartheta) R_{nl}^{(1)'}(\chi_s, \vartheta) - R_{nl}^{(1)'}(\chi, \vartheta) R_{nl}^{(1)}(\chi_s, \vartheta)}{m_s^{-1} R_{nl}^{(1)'}(\chi, \vartheta) R_{nl}^{(3)}(\chi_s, \vartheta) - R_{nl}^{(3)'}(\chi, \vartheta) R_{nl}^{(1)}(\chi_s, \vartheta)} \times \tag{13}$$
$$\times \cos[n(\varphi_m^{\pm} - \varphi_\mu^{\pm})],$$

где $\theta_m^{\pm}$, $\varphi_m^{\pm}$, $\theta_\mu^{\pm}$, $\varphi_\mu^{\pm}$ – углы в сферической системе координат, определяющие направления волновых векторов $\vec{k}_m^{\pm}$; $\vec{k}_\mu^{\pm}$; $\varepsilon_n = \begin{cases} 1, n = 0, \\ 2, n \neq 0 \end{cases}$ – символ Неймана; S_{nl}, $R_{nl}^{(1)}$, $R_{nl}^{(3)}$ – вытянутые угловые и радиальные сфероидальные функции первого и третьего рода (штрих у символа радиальных функций означает производную по ϑ); $\chi_s = \frac{k_s}{2}\sqrt{L^2 - D^2}$ ($k_s = 2\pi f/c_s$), $m_s = \rho_s/\rho(z_s)$, $\chi = (k/2)\sqrt{L^2 - D^2}$ ($k = 2\pi f/c(z_s)$), $\vartheta = L/\sqrt{L^2 - D^2}$.

Учитывая резкую горизонтальную анизотропию поля ВВ на мелководье и связанные с ней особенности формирования звуковых полей [8, 10], при численном моделировании анализировались две возможные ситуации распространения внутренних волн: вдоль и поперек стационарной трассы. При этом в случае движения внутренних волн от приемника к источнику подразумевалось, что в начальный момент времени распределение $\zeta(x)$ по трассе соответствует смещениям, показанным на рис. 3 (интервал 0–10 км). При интегрировании системы (4) учитывалось изменение коэффициентов взаимодействия мод в зависимости от угла между прямыми K' и K'' с акустической трассой, которое имеет место при движении рассеивателя. При распространении внутренних волн поперек стационарной трассы предполагалось, что фронт внутренней волны можно считать плоским на длине трассы, т.е. колебания частиц жидкости происходят синхронно вдоль всей трассы. Поперек же трассы смещение $\zeta(y)$ в начальный момент времени выбиралось соответствующим участку от 3740 до 5250 м на рис. 3. Отметим также, что при такой модели поперечных возмущений в волноводе методика расчетов была более простой, поскольку собственные функции $\psi_l(\vec{r}; z)$ строятся в этом случае с учетом возмущения (1), обусловленного ВВ и включаемого таким образом в уравнение (6). (Вместо равновесного показателя преломления $n_0(\vec{r}, z)$ уравнение (6) записывается для $n(\vec{r}, z, t)$, зависящего от времени как от параметра.) Коэффициенты V_{ml} для таких мод в уравнении (4) в этом случае равны нулю.

Результаты численных экспериментов для глубины приема $z_r = 25$ м показаны на рис. 4. На рис. 4а–в приведена зависимость от времени величины $dP_s = |P_s + \bar{P}_0| - |\bar{P}_0|$, где $\bar{P}_0$ – среднее за время численного эксперимента значение прямого поля. Рис. 4г–е демонстрирует вариации $dP_1 = |P_s + P_0| - |\bar{P}_0|$. Рис. 4а, г соответствует ситуации, когда внутренние волны отсутствуют (фактически на этих рисунках приведена одна и та же зависимость, но в разных масштабах по вертикальной оси), рис. 4б, д отвечает продольному распростра-

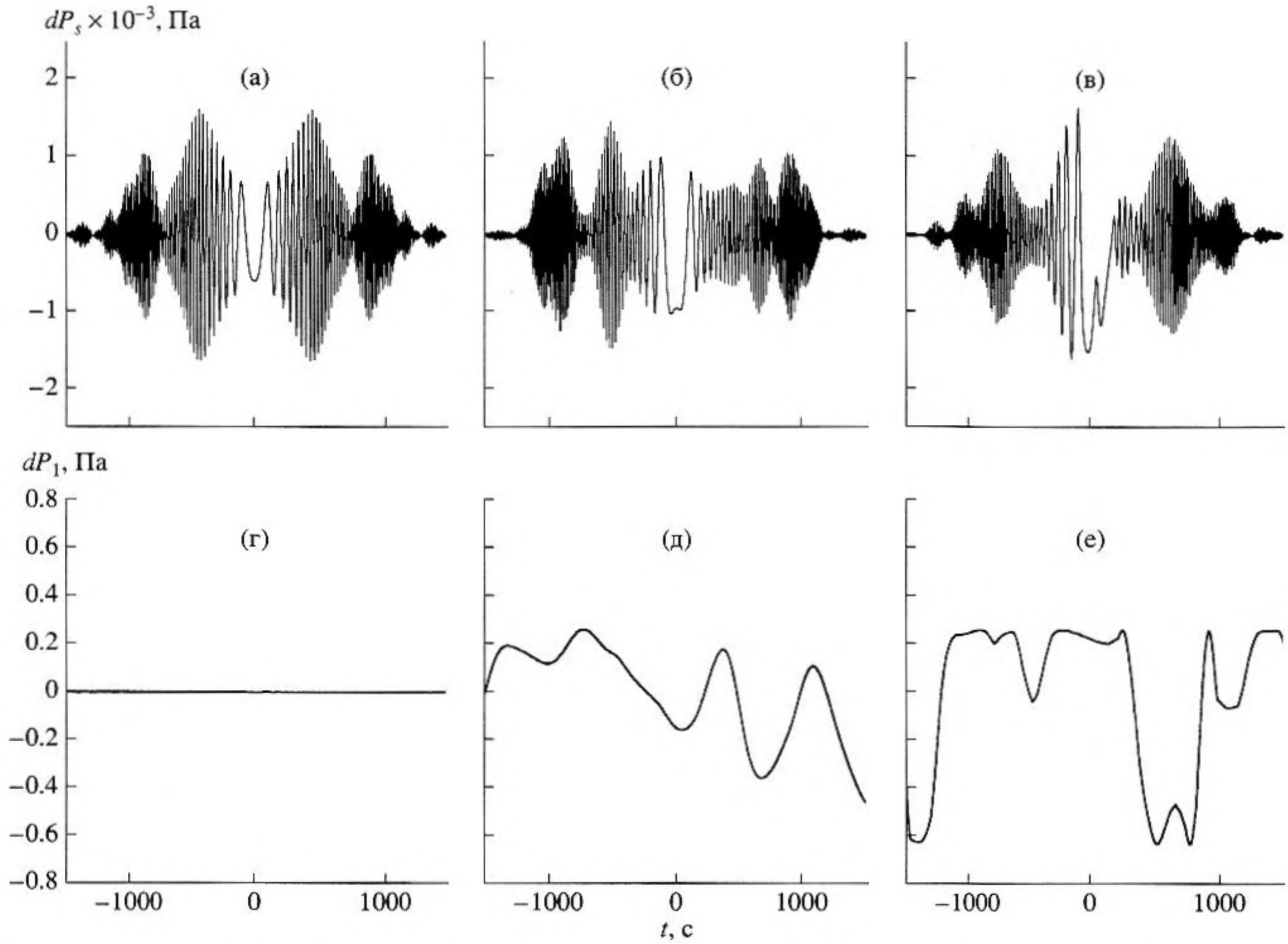

Рис. 4. Вариации звукового поля, обусловленные рассеянием на движущимся мягком сфероиде, а, г – при отсутствии внутренних волн, б, д – при продольном распространении внутренних волн, в, е – при поперечном распространении внутренних волн.

нению ВВ, а рис. 4в, е – поперечному. Как видно на рисунке, внутренние волны оказывают существенное влияние на флуктуации прямого и рассеянного звуковых полей, причем при поперечном распространении это воздействие существенно больше, несмотря на то, что при моделировании для случая поперечного распространения выбирался кусок реализации ВВ (см. рис. 3) с относительно небольшой амплитудой. Существенно также, что при поперечном распространении и частота флуктуаций оказывается выше, что соответствует полученным ранее результатам [8]. В целом важно отметить, что флуктуации прямого поля оказываются настолько велики, что на их фоне вариации амплитуды принимаемого сигнала, связанные с движением рассеивателя, практически незаметны (см. рис. 4д–е). Это имеет место, несмотря на явные различия по характерным частотам изменений звукового поля. Как видно на рис. 4, модельный рассеиватель вызывает вариации большей частоты.

Анализируя лишь высокочастотные[1] (выше 0.0067 Гц, на высоких частотах флуктуации прямого поля при продольном распространении ВВ практически отсутствуют) вариации звукового поля в точке приема, сравним их при наличии и отсутствии внутренних волн, используя корреляционный критерий:

$$K(\tau) = 2\frac{\langle B(\tau)\rangle}{\langle B_1(0)\rangle + \langle B_2(0)\rangle}. \qquad (14)$$

Здесь $B(\tau)$ – огибающая взаимной корреляционной функции профильтрованных сигналов $dP_1(t)$ при наличии и отсутствии ВВ (методика выделения огибающей взаимной корреляционной функции с использованием квадратурных компонент сигналов описана, например, в монографии [12]), $B_1(\tau)$ и $B_2(\tau)$ – автокорреляционные функции профильтрованных сигналов при отсутствии и при-

[1] Для высокочастотной фильтрации зависимости $dP_1(t)$ использовался фильтр Баттерворта 8-го порядка.

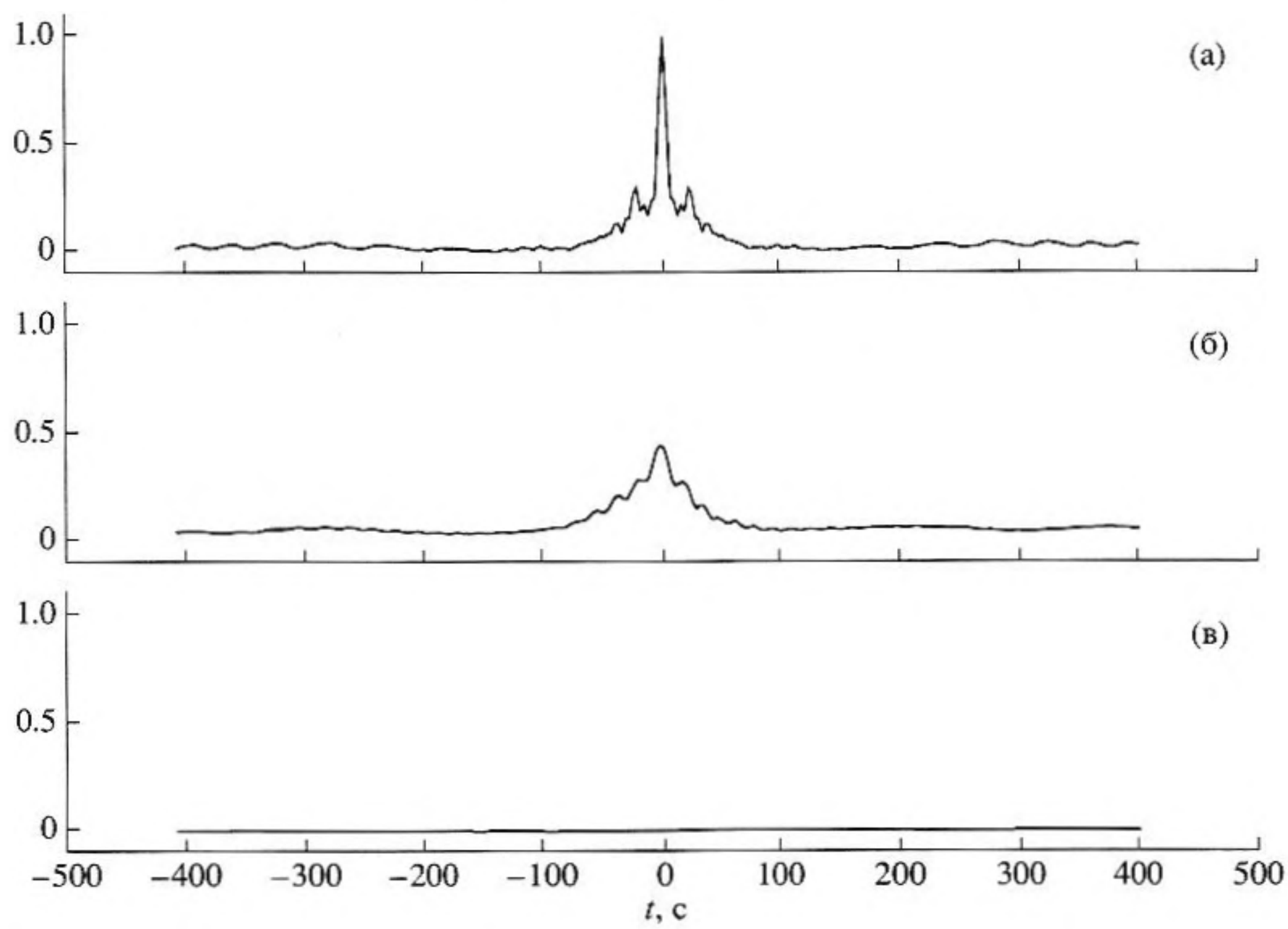

Рис. 5. а – коэффициент автокорреляции сигнала $K_0(\tau) = B_1(\tau)/B_1(0)$, б, в – коэффициент взаимной корреляции $K(\tau)$ сигналов при продольном и поперечном распространении внутренних волн соответственно.

сутствии внутренних волн соответственно. Угловые скобки означают усреднение по глубине приема. Здесь при расчетах предполагалось, что приемники расположены на глубинах от 5 до 55 м через каждые 5 м. Зависимости $K(\tau)$ для разных случаев приведены на рис. 5. Как видно на рисунке, для продольного распространения внутренних волн существует заметная корреляция между сигналами в присутствии ВВ и без них. При поперечном же распространении внутренние волны практически полностью разрушают указанную корреляцию.

В заключение подчеркнем, что полученные результаты свидетельствует о значительном влиянии поля внутренних волн на рассеянное звуковое поле даже при относительно небольших (в несколько километров) расстояниях источник–приемник и источник–рассеиватель. При мелководном звуковом канале это влияние зависит не только от амплитуды ВВ, но и от направления их движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 99-02-17671, проект № 00-05-64752, проект № 02-02-16509), а также при поддержке ФЦП "Интеграция науки высшего образования России на 2002–2006 годы", контракт № И04-10

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лямшев Л. М.* Незеркальное отражение, резонансное рассеяние и излучение звука пластинками и оболочками в воде. // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 5. С. 693–716.
2. *Горский С.М., Зверев В.А., Хилько А.И.* Особенности дифракции акустических полей на пространственно-локализованных неоднородностях в волноводах океанического типа // Формирование акустических полей в океанических волноводах. Под ред. Зверева В.А. Н. Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. С. 82–114.
3. *Ingenito F.* Scattering from an object in a stratified medium // J. Acoust. Soc. Amer. 1987. V. 82. № 6. P. 2051–2059.
4. *Елисеевнин В.А., Тужилкин Ю.И.* Дифракция звукового поля на плоском прямоугольном вертикальном экране в волноводе // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 249–253.
5. *Sarkissian A.* Extraction of target scattering response from measurements made over long ranges in shallow water // J. Acoust. Soc. Amer. 1997. V. 102. № 2. P. 825–832.
6. *Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Особенности дифракции акустических волн в стратифицированных звуковых каналах // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 1. С. 44–51.
7. *Вдовичева Н. К., Сазонтов А. Г., Хилько А. И.* Дифракция акустического поля на рассеивателе в случайно-неоднородном океане // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 2. С. 181–191.

8. *Кацнельсон Б.Г., Переселков С.А., Петников В.Г., Сабинин К.Д., Серебряный А.Н.* Акустические эффекты, обусловленные интенсивными внутренними волнами на шельфе // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 4. С. 494–500.

9. *Белькович В.М., Григорьев В.А., Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* О возможностях использования акустической дифракции в задачах мониторинга китообразных // Акуст. журн. 2002. Т. 48. № 2. С. 162–165.

10. *Кацнельсон Б.Г., Петников В.Г.* Акустика мелкого моря. М.: Наука, 1997. 191 с.

11. *Бабайлов Э.П., Каневский В.А.* Рассеяние звука горизонтальным сфероидальным пузырем рыбы // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 1. С. 19–23.

12. *Гоноровский И.С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Сов. радио, 1977. 608 с.

Sound Scattering by Spatially Localized Inhomogeneities in a Shallow-Water Waveguide in the Presence of Internal Waves

V. A. Grigor'ev, B. G. Katsnel'son, S. A. Pereselkov, and V. G. Petnikov*

Voronezh State University,
Universitetskaya pl. 1, Voronezh, 394693 Russia
e-mail: katz@mph.vsu.ru

** Wave Research Center, General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,*
ul. Vavilova 38, Moscow, 117333 Russia
e-mail: petniko@kapella.gpi.ru

Abstract—A method is developed for solving the problem of sound scattering by concentrated inhomogeneities in a waveguide of small depth in the presence of internal waves (IW) typical of an oceanic shelf. The sound field fluctuations related to the motion of a model scatterer (a soft spheroid) and to the propagation of the IW are calculated and analyzed. It is shown that the field of internal waves considerably affects the scattered sound field even when the source–receiver and source–scatterer distances are relatively small (of about several kilometers). This effect depends not only on the amplitude of the IW, but on their propagation direction as well.