

ШИРОКОПОЛОСНОЕ ЗВУКОВОЕ ПОЛЕ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ДНОМ

© 2023 г. Д. Д. Сидоров^а, *, В. Г. Петников^а, **, А. А. Луньков^а, ***

^аИнститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991 Россия

*e-mail: sidorov.dan.dmit@gmail.com

**e-mail: petniko@kapella.gpi.ru

***e-mail: lunkov@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 10.04.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

С помощью численного моделирования исследуется широкополосное (35–1000 Гц) звуковое поле, создаваемое точечным излучателем в шельфовой зоне с неоднородной структурой донных осадков. Глубина шельфа составляет около 30 м, максимальное расстояние — 10 км. В качестве модельной неоднородности выбирается переходная область от дна со скоростью звука 1400 м/с к дну со скоростью 1600 м/с. Для расчетов звукового поля используется модовое описание и широкоугольные параболические уравнения. В численных экспериментах показано, что на частоте ниже 100 Гц проявляется главным образом горизонтальная рефракция. Она приводит к увеличению амплитуды низкочастотного звукового импульса, распространяющегося вдоль переходной области, на 10 и более дБ по сравнению с аналогичным волноводом с однородным дном. На частоте выше 100 Гц доминирующим эффектом является межмодовое взаимодействие, вызывающее появление модуляции амплитуды мод в частотной области. Сделанные в рамках упрощенной модели выводы подтверждаются при расчетах для реальной структуры донных осадков в Карском море.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, численное моделирование, нормальные волны, широкополосный сигнал, горизонтальная рефракция, межмодовое взаимодействие, неоднородное дно

DOI: 10.31857/S0320791923600221, **EDN:** NFQPMC

ВВЕДЕНИЕ

В акустике мелкого моря всегда большое внимание уделялось и уделяется определению свойств дна и изучению их влияния на распространение звука в водном слое [1]. Если геометрические параметры мелководного волновода и профиль скорости звука в воде измерить относительно просто, то оценка параметров даже верхнего осадочного слоя представляется весьма сложной задачей, которая решается главным образом с помощью методов геоакустической инверсии [2] (в том числе в трехмерной постановке [3]) при поддержке анализа проб грунта в отдельных точках. Среди последних исследований в этом направлении следует выделить комплексный эксперимент Mud patch experiment, проведенный на Атлантическом шельфе США в области с неоднородным грязеподобным дном [4, 5]. Основное внимание было уделено оценке зависимости скорости звука и плотности от глубины в верхнем слое осадков.

Пожалуй, наиболее сложная структура дна наблюдается на Арктическом шельфе. Данные инженерной сейсморазведки в Карском море [6] позволили получить трехмерное распределение скорости звука в верхнем слое донных осадков, которое выявило значительные неоднородности. В частности, были обнаружены обширные области водоподобных осадков, где скорость звука в дне примерно равна скорости звука в воде, граничащие с областями полуконсолидированных и консолидированных осадков. При этом толщина водного слоя оставалась примерно постоянной.

Неоднородности дна влияют на звуковое поле, формируемое в водном слое. В большинстве случаев в качестве доминирующего фактора выступает донный рельеф [7–9], однако встречаются ситуации, когда характеристики звукового поля в основном определяются структурой толщи дна [10–13]. Например, как показало численное моделирование в работе [11], неоднородности в структуре дна даже при его ровной поверхности могут приводить к эффектам горизонтальной ре-

фракции и межмодового взаимодействия, которые обычно свойственны подводной среде с интенсивными внутренними волнами или особенностями батиметрии. В указанной работе было рассмотрено распространение тональных сигналов. Представляет интерес проследить эти эффекты в широкой полосе частот и для импульсных сигналов. Это важно, например, для более точного прогнозирования акустического воздействия на животных под водой на низких частотах [14], и оценки работоспособности алгоритмов звукоподводной связи (ЗПС) на более высоких частотах [15]. Типичным низкочастотным широкополосным источником (30–80 Гц) является пневмолушка, используемая в сейсморазведке [16]. Наиболее перспективным диапазоном для дальней ЗПС на мелководном арктическом шельфе является область 500–1000 Гц.

Моделирование широкополосных сигналов в сложных волноводах проводилось в работах [17–19], но трехмерные неоднородности в толще дна не рассматривались. В работах [20, 21] в рамках численного моделирования было показано, что частотная зависимость амплитуд мод вследствие межмодового взаимодействия на сосредоточенной неоднородности (локальное поднятие дна, солитон внутренних волн, ледяной киль) приобретает характерную модуляцию, период которой зависит от расстояния до этой неоднородности. Измеряя период модуляции, можно оценивать дистанцию от источника звука до неоднородности при работе на стационарной акустической трассе. Оценка применимости этого подхода для локализации неоднородностей в структуре верхнего слоя донных осадков представляется актуальной задачей.

В настоящей работе рассматривается формирование широкополосного звукового поля точечным ненаправленным источником в полосе частот от 35 до 1000 Гц в мелководном волноводе постоянной глубины с неоднородной структурой поля скорости звука в верхнем слое донных осадков. Для оценки влияния данного типа неоднородности на распространение звука проводится численное моделирование с использованием метода нормальных волн и метода параболического уравнения. Последовательно рассматриваются две модели неоднородного дна: 1) идеализированная, в которой предполагается, что скорость звука в дне зависит только от одной, горизонтальной координаты; 2) приближенная к реальности, которая строится на основе данных 3D сейсморазведки в Карском море [6]. Ввиду отсутствия подробной информации о пространственном распределении плотности дна и коэффициента затухания звука в дне эти параметры выбираются

постоянными в обеих моделях. При этом значение плотности соответствует экспериментальным данным, полученным при пробном бурении в указанной акватории. При распространении звука поперек неоднородности анализируется межмодовое взаимодействие, при распространении вдоль – горизонтальная рефракция. Причем первый эффект сильнее выражен на более высоких частотах (100–1000 Гц), а второй – на низких (до 100 Гц) в одномодовом режиме [10]. Межмодовое взаимодействие исследуется в 2D постановке с использованием широкоугольного параболического уравнения в вертикальной плоскости [22] и последующего выделения мод на вертикальной антенне, горизонтальная рефракция – с помощью модовых параболических уравнений [23]. В последнем случае широкоугольное параболическое уравнение решается в горизонтальной плоскости с введением на границах рассматриваемой области искусственных поглощающих слоев.

Модовое описание широкополосного звукового поля в неоднородном волноводе

Комплексная амплитуда звукового давления, создаваемого излучателем в точке волновода с декартовыми координатами (x, y, z) на частоте ω , может быть записана в виде суммы локальных волноводных мод $\Psi_l(\omega, z, x, y)$ [24]

$$P(\omega, x, y, z) = \sum_{l=1}^{M(\omega)} A_l(\omega, x, y) \Psi_l(\omega, z, x, y), \quad (1)$$

где $A_l(\omega, x, y)$ – амплитуды моды с номером l , причем в месте расположения источника звука (точка (x_s, y_s, z_s)) $A_l(\omega, x_s, y_s) = \Psi_l(\omega, z_s, x_s, y_s)$. Собственные функции $\Psi_l(\omega, z, x, y)$ и собственные значения $\xi_l^2(\omega, x, y)$ определяются решением задачи Штурма–Лиувилля

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Psi_l}{dz^2} + \left[\frac{\omega^2}{c_w^2(z, x, y)^2} - \xi_l^2(\omega, x, y) \right] \Psi_l = 0, \\ \Psi_l|_{z=0} = 0, \\ \left[\Psi_l + g(\xi_l(\omega, x, y)) \frac{d\Psi_l}{dz} \right]_{z=H(x, y)} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $c_w(z, x, y)$ – вертикальный профиль скорости звука в водном слое, $g(\xi_l(\omega, x, y)) = iZ_l(\xi_l(\omega, x, y))/\omega\rho_w$, $Z_l(\xi_l(\omega, x, y))$ – входной импеданс на границе вода/дно, который определяется распределением скорости звука в дне

$c_b(x, y, z)$, плотностью ρ_b и коэффициентом затухания β_λ , ρ_w — плотность воды.

В данном исследовании предполагается, что градиент скорости звука в дне c_b имеет доминирующую составляющую вдоль оси Y . При распространении звука вдоль оси Y рассматривается только межмодовое взаимодействие. При распространении вдоль направления оси X — только горизонтальная рефракция.

Взаимодействие мод

При умеренном межмодовом взаимодействии, когда можно пренебречь обратным рассеянием, модовые амплитуды $A_l(\omega, x, y)$ удовлетворяют системе из $M(\omega)$ обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка [25]

$$\frac{dA_l}{dy} = i\xi_l(\omega, x, y)A_l + \sum_{m=1}^{M(\omega)} B_{lm}(\omega, x, y)A_m; \quad (3)$$

$$l = \overline{1, M(\omega)}.$$

Приближенное выражение для коэффициентов межмодового взаимодействия имеет вид

$$B_{lm}(\omega, x, y) \approx \int_0^{H(x,y)} \Psi_m(\omega, z, x, y) \frac{\partial \Psi_l(\omega, z, x, y)}{\partial y} dz \approx -B_{ml}(\omega, x, y).$$

Если неоднородности распределены по всей акустической трассе, то решение задачи (2) и системы (3) в широкой полосе частот является довольно трудоемким. В этом случае удобнее проводить вычисление полного звукового поля $P(\omega, x, y, z)$ методом широкоугольного параболического уравнения [22] в вертикальной плоскости, а затем только в конце акустической трассы выделять моды (оценивать A_l). Этот прием использован в настоящей работе.

Горизонтальная рефракция

Модовые амплитуды $A_l(\omega, x, y)$ в горизонтальной плоскости в отсутствие межмодового взаимодействия описываются $M(\omega)$ уравнениями вида

$$\frac{\partial^2 A_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_l}{\partial y^2} + \xi_l^2(\omega, x, y)A_l = 0. \quad (4)$$

Если акустическая волна распространяется преимущественно вдоль оси X и обратное рассеяние

мало, то уравнение (4) можно свести к параболическому уравнению вида [23]

$$\frac{\partial A_l}{\partial x} = iq_l^0(\omega) \left(1 + \sum_{j=1}^n \frac{a_{j,n} X_l(\omega, x, y)}{1 + b_{j,n} X_l(\omega, x, y)} \right) A_l. \quad (5)$$

Здесь в скобках использована Паде-аппроксимация оператора квадратного корня $(1 + X_l(\omega, x, y))^{1/2}$. Коэффициенты $a_{j,n}$ и $b_{j,n}$ регулируют точность и устойчивость решения; $X_l = q_l^{0-2}(\partial^2/\partial y^2 + \xi_l^2 - (q_l^0)^2)$, где $q_l^0(\omega)$ — действительная часть горизонтального волнового числа $\xi_l^0(\omega) = q_l^0(\omega) + i\alpha_l^0(\omega)$ моды l в месте расположения источника звука. Численное решение уравнения (5) находится с помощью алгоритма split-step Padé [26].

МОДЕЛИРОВАНИЕ В ШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ И ВЫДЕЛЕНИЕ МОД

В настоящей работе комплексные амплитуды звукового давления $P(\omega, x, y, z)$ вычисляются для отдельных частотных составляющих ω_k с шагом 1 Гц в полосе от 50 до 1000 Гц.

При известном спектре излучаемого сигнала $S_0(\omega)$ временная реализация сигнала на приемнике получается с помощью Фурье-синтеза

$$p(t, x, y, z) = 2\text{Re} \left\{ \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_0(\omega) P(\omega, x, y, z) e^{i\omega t} d\omega \right\}. \quad (7)$$

В работе предполагается, что источники звука излучают сигналы с равномерным спектром $S_0(\omega) \equiv 1$ в диапазоне частот между 35 и 1000 Гц. Амплитуду звукового давления в импульсе удобно представлять в логарифмическом масштабе (в дБ)

$$\text{SPL}(x, y, z) = 20 \lg \left(\frac{\max_t p_{\text{envel}}(t, x, y, z)}{\max_t p_{\text{envel}}(t, x = 1 \text{ м}, 0, 0)} \right), \quad (8)$$

где p_{envel} — огибающая импульса, получаемая с применением преобразования Гильберта.

Выделение мод (оценка модовых амплитуд A_l) из полного звукового поля $P(\omega, x, y, z)$ на некотором расстоянии от источника звука осуществляется с помощью вертикальной приемной антенны, перегораживающей весь водный слой по глубине

$$\tilde{A}_l(\omega, x, y) = \int_0^H P(\omega, x, y, z) \Psi_l(\omega, z, x, y) dz. \quad (9)$$

Здесь использовано условие ортогональности $\int_0^H \Psi_l(\omega, z, x, y) \Psi_m(\omega, z, x, y) dz = \delta_{lm}$, где δ_{lm} — символ Кронекера. При интегрировании только

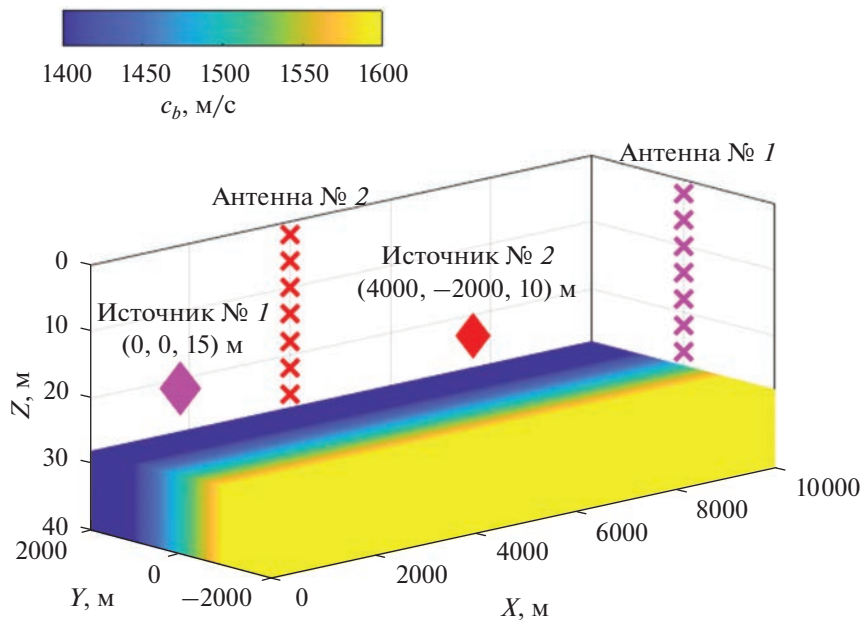


Рис. 1. Схема модельного волновода с изображением распределения скорости звука в дне в области перехода от относительно малых значений c_b к большим и для двух взаимно перпендикулярных акустических трасс: Источник № 1 – Антенна № 1 (изучение горизонтальной рефракции), Источник № 2 – Антенна № 2 (изучение межмодового взаимодействия).

по водному слою условие ортогональности выполняются лишь приближенно.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ ИДЕАЛИЗИРОВАННОЙ МОДЕЛИ

Параметры волновода

Как и в предыдущей работе [10], вначале будем рассматривать следующую идеализированную модель мелководного волновода, представленную на рис. 1: на неоднородном полупространстве дна расположен однородный водный слой постоянной толщины H и с постоянной скоростью звука c_w . Параметры волновода представлены в табл. 1.

Будем анализировать звуковое поле в области перехода от дна со скоростью звука меньшей чем в воде ($c_b < c_w$) к дну со скоростью звука большей

чем в воде ($c_b > c_w$). Плотность дна ρ_b и коэффициент затухания в нем β_λ предполагаются постоянными. Скорость звука в дне кусочно-линейно изменяется в направлении оси Y , но не зависит от координат x и z :

$$c_b(y) = \begin{cases} 1600 \frac{\text{м}}{\text{с}} & \text{при } y < -\frac{\Delta y}{2} \text{ м,} \\ \left(1500 - \frac{200}{\Delta y} y\right) \frac{\text{м}}{\text{с}} & \text{при } -\frac{\Delta y}{2} < y < \frac{\Delta y}{2} \text{ м,} \\ 1400 \frac{\text{м}}{\text{с}} & \text{при } y > \frac{\Delta y}{2} \text{ м.} \end{cases}$$

Взаимодействие мод

Для изучения особенностей взаимодействия мод акустическая трасса длиной $r = 4$ км была ориентирована вдоль оси Y (трасса Источник № 2 – Антенна № 2). Источник звука располагается в точке с координатами $x_s = 4000$ м, $y_s = -2000$ м на глубине $z_s = 10$ м. Приемная вертикальная линейная антенна (Антенна № 2), фильтрующая моды с помощью (9), перегораживает весь волновод по глубине с шагом 1 м в точке $x_A = 4000$ м, $y_A = 2000$ м. Модовая фильтрация (9) показывает, что в конце акустической трассы звуковое поле формируется главным образом первой, наиболее энергонесущей модой. Это связано с сильным ростом модо-

Таблица 1. Параметры модельного волновода

Толщина водного слоя H , м	28
Скорость звука в воде c_w , м/с	1470
Плотность воды ρ_w , кг/м ³	1000
Плотность дна ρ_b , кг/м ³	1850
Коэффициент затухания в дне β_λ , дБ/λ	0.33
Ширина переходной области Δy , м	600–4000

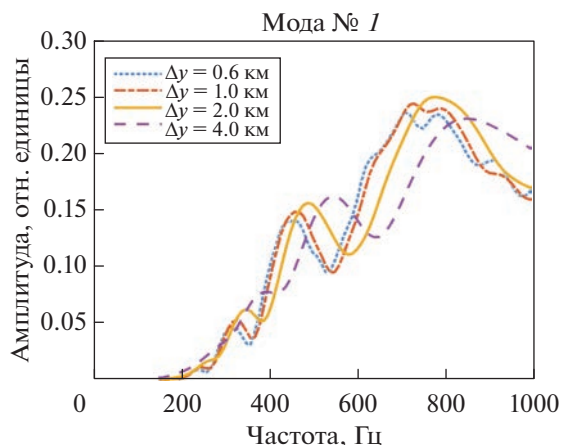


Рис. 2. Частотная зависимость амплитуды первой моды в возмущенном волноводе при различных размерах переходной области Δy .

вого затухания с номером моды в области низкоскоростного дна.

На рис. 2 приведены частотные зависимости амплитуды первой моды на приемной антенне (Антенна № 2) для различных размеров переходной области Δy . Можно заметить, что при распространении звука в волноводе с неоднородным дном, амплитуда первой моды приобретает глубокую модуляцию, величина которой растет с уменьшением ширины неоднородности Δy . Появление модуляции является следствием межмодового взаимодействия и служит индикатором присутствия неоднородности в структуре дна. Данный эффект выражен на частотах более 200 Гц. В отсутствие неоднородностей дна зависимость амплитуды первой моды является монотонной функцией частоты.

Зафиксировав длину трассы $r = 4$ км, ширину переходной области $\Delta y = 600$ м и варьируя только положение центра области y_c (в формуле (10) следует заменить y на $y - y_c$), можно обнаружить, что период модуляции меняется от 1000 Гц при $y_c = -1600$ м до 100 Гц при $y_c = 1600$ м (см. рис. 3). Более того, частотный период осцилляций однозначно зависит от расстояния между источником звука и неоднородностью дна, что может быть использовано для решения задачи локализации этой неоднородности [20].

Здесь следует сделать следующее замечание. Ранее было показано [20, 21], что подобная модуляция в частотной области наблюдается при взаимодействии мод на сосредоточенной неоднородности (локальная неровность рельефа, одиночный ледяной киль, солитон внутренних волн), размер которой меньше периода интерфе-

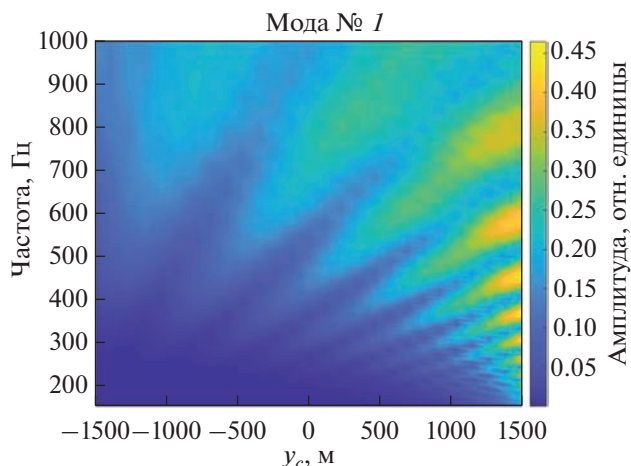


Рис. 3. Частотная модуляция амплитуды первой моды в зависимости от смещения центра переходной области y_c . Ширина переходной области фиксирована $\Delta y = 600$ м.

ренционных биений первой и второй моды. В случае с переходной областью между разными типами дна эта неоднородность не удовлетворяет критерию сосредоточенности. Однако, как отмечено в работах [27, 28], интенсивное взаимодействие первой и второй моды ($B_{12} \rightarrow \max$) происходит только в той части акустической трассы, где скорость звука в дне c_b примерно равна скорости звука в водном слое c_w , в остальных же частях трассы межмодовое взаимодействие пренебрежимо мало. С учетом этой особенности, рассматриваемую нами неоднородность можно считать сосредоточенной. Этим же можно объяснить и смещение зависимостей вдоль оси частот на рис. 2. Изменение ширины переходной области Δy приводит к изменению расстояния от источника звука до точки трассы, где $c_b \approx c_w$. При $\Delta y = 600$ м эта точка находится на расстоянии 2090 м, при $\Delta y = 4000$ м — на расстоянии 2600 м.

Горизонтальная рефракция

В рамках исследования горизонтальной рефракции источник звука (Источник № 1) помещался в середине переходной области в точке с координатами $x_s = 0$ м, $y_s = 0$ м на глубине $z_s = 15$ м. Анализ звукового поля проводился преимущественно в месте расположения вертикальной антенны (Антенна № 1), находящейся на расстоянии $r = 10$ км от источника в точке $x_A = 10000$ м, $y_A = 0$ м (см. рис. 1).

При изучении горизонтальной рефракции наибольший интерес представляет диапазон ча-

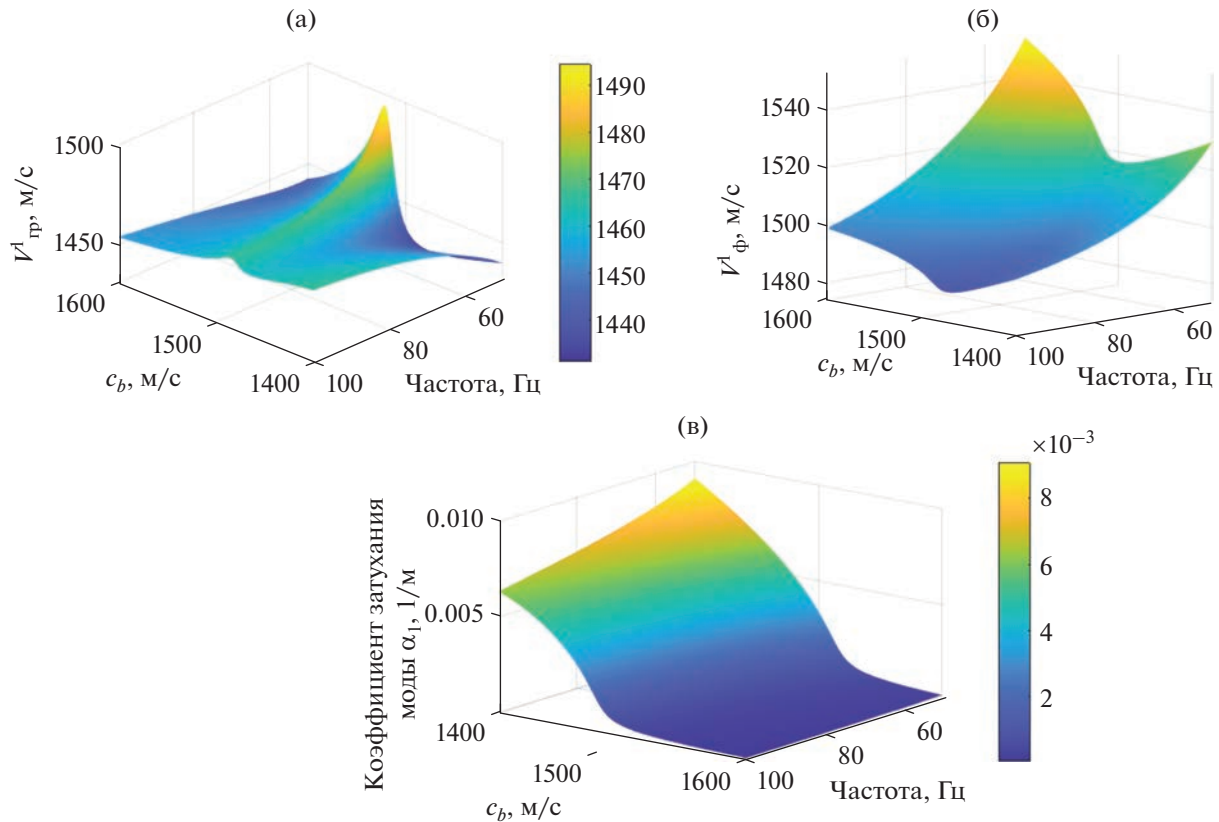


Рис. 4. (а) — Зависимость групповой скорости, (б) — фазовой скорости и (в) — коэффициента затухания первой моды от частоты источника звука и скорости звука в дне.

стот до 100 Гц, где проявление этого эффекта максимально [10]. На этих частотах в рассматриваемом волноводе существует только одна энергонесущая мода, т.е. реализуется одномодовый режим. Зависимости групповой и фазовой скорости первой моды, а также ее коэффициента затухания от частоты излучения и скорости звука в дне приведены на рис. 4. Отметим, что групповая скорость $V_{гр}$ на частотах 50–100 Гц имеет глобальный максимум (рис. 4а), который находится в той области, где скорость звука в дне c_b близка к скорости звука в воде c_w . Это тесно связано с присутствием минимума фазовой скорости $V_{ф}$ в указанной области, что было показано в работе [10]. Там же было отмечено, что расположение точечного тонального излучателя в данной области приводит к горизонтальной рефракции.

Эффект горизонтальной рефракции для широкополосного сигнала можно продемонстрировать на примере распространения низкочастотного акустического импульса, смоделированного с помощью (7). Так как при уменьшении частоты излучения эффект рефракции становится более заметен, а поглощение дном существенно увели-

чивается (см. рис. 3в), для исследований был выбран диапазон частот 50–70 Гц, где потери при распространении звука еще не столь велики. Важно, что этот диапазон является наиболее значимым при сейсмоакустических исследованиях дна, так как в нем сосредоточена максимальная часть энергии пневмопушки [16].

На рис. 5 приведены нормированные на максимальное значение огибающие для импульса $p(t)$ в полосе частот от 50 до 70 Гц в точках на расстояниях 100 м и 10 км от излучателя при распространении в направлении оси X и при фиксированном поперечном размере переходной области $\Delta y = 2000$ м (см. формулу (10)). Видно, что в ходе распространения импульса его ширина по уровню 0.5 увеличивается в два раза (с 0.05 до 0.1 с), что обусловлено частотной зависимостью коэффициента затухания первой моды и ее внутримодовой дисперсией.

На рис. 6 представлены огибающие сигналов $p(t)$ в логарифмическом масштабе, $20 \lg(p_{envel}(t))$ дБ, для разных поперечных размеров переходной области Δy . Сигналы вычислены как в рамках метода модовых параболических уравнений, так и в

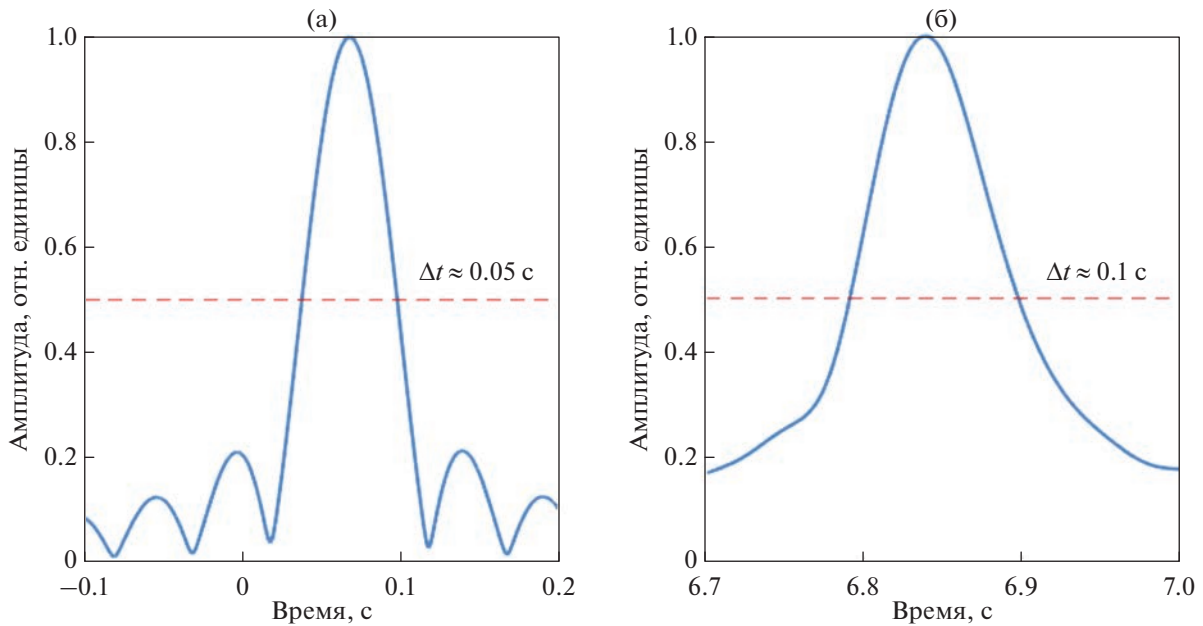


Рис. 5. Нормированные на максимальное значение огибающие импульса $p(t)$ на расстоянии (а) – 100 м и (б) – 10000 м от излучателя вдоль прямой $y = 0$. Ширина переходной области $\Delta y = 2000$ м.

приближении несвязных азимутов ($N \times 2D$ приближение), когда горизонтальная рефракция не учитывается, а моделирование проводится независимо для отдельных вертикальных разрезов волновода. На основании рис. 6 можно сделать следующие выводы:

1) Максимальный уровень звукового давления, SPL (формула (8)), в низкочастотном импульсе увеличивается на величину до 65 дБ по сравнению с $N \times 2D$ приближением за счет горизонтальной рефракции. Это обусловлено тем, что при распространении по изогнутой траектории импульс проходит над дном с меньшим затуханием звука. При этом влияние ширины переходной области Δy на величину SPL заметно лишь до определенных предельных значений $\Delta y \approx 1.0$ км.

2) С уменьшением ширины Δy время распространения импульса увеличивается, что говорит о заметной горизонтальной рефракции. На расстоянии 10 км задержка времени прихода составляет 0.1 с для случая, когда ширина переходной области достигает $\Delta y \approx 1.0$ км.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ МЕЛКОВОДНОГО ВОЛНОВОДА КАРСКОГО МОРЯ

Параметры волновода

Для изучения проявлений межмодового взаимодействия и горизонтальной рефракции в условиях реалистичной модели волновода (рис. 7) с

неоднородной структурой дна был выбран мелководный район Карского моря примерно постоянной глубины ($H = 28$ м), для которого известна трехмерная структура поля скорости звука в дне [6]. Оценка поля скорости звука в дне была проведена

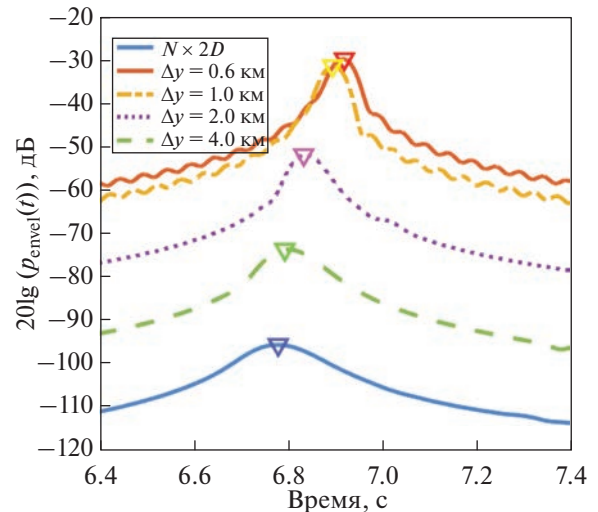


Рис. 6. Огибающие принимаемого сигнала $p(t)$ в логарифмическом масштабе на расстоянии 10000 м от излучателя в точке расположения Антенны № 1 при разных поперечных размерах переходной области Δy . Нижняя синяя кривая рассчитана без учета горизонтальной рефракции в $N \times 2D$ приближении. Треугольниками отмечены положения максимумов.

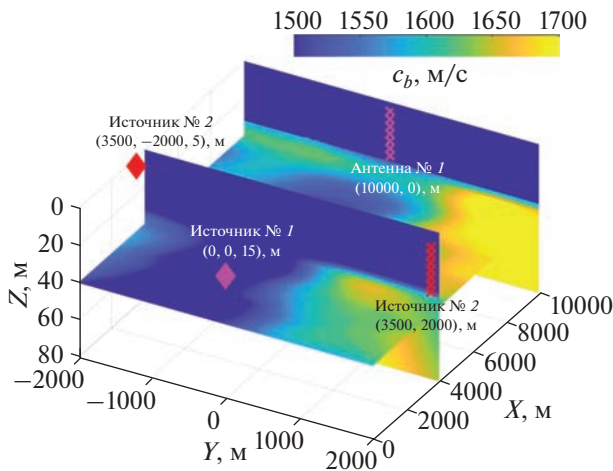


Рис. 7. Схема реалистичной модели волновода для одного из районов Карского моря с изображением трехмерной структуры скорости звука в дне и двух взаимно перпендикулярных акустических трасс: Источник № 1 – Антенна № 1 (изучение горизонтальной рефракции), Источник № 2 – Антенна № 2 (изучение межмодового взаимодействия).

геологами в рамках скоростного анализа данных инженерной 3D-сейсморазведки. Эти данные были получены в ходе экспериментов в осенний период, когда весь водный слой за счет перемешивания имел практически одинаковую температуру. Поэтому скорость звука в воде считалась постоянной и равной $c_w = 1460$ м/с. Из рис. 7 видно, что скорость в дне c_b варьируется от 1460 м/с (синий цвет) до 1700 м/с (желтый цвет). Для достаточно протяженной области (8×1.5 км) скорость звука в дне c_b мало отличается от скорости звука в воде c_w , что может быть связано с наличием газонасыщенных осадков или водонасыщенных илистых отложений. Наибольшие градиенты скорости звука наблюдаются вдоль оси Y . Анализ результатов пробного бурения показал, что изменение плотности дна с глубиной незначительное, поэтому при численном моделировании было взято постоянное значение $\rho_b = 1850$ кг/м³. Коэффициент затухания звука в осадках в Карском море принимался равным 0.33 дБ/λ.

Взаимодействие мод

Для анализа межмодового взаимодействия был выбран вертикальный разрез волновода вдоль оси Y при $x = 3500$ м. Этот разрез показан отдельно на рис. 8а. Глубина источника звука составляет $z_s = 5$ м. Длина акустической трассы – $r = 4$ км. В отличие от идеализированной модели

волновода, которая была рассмотрена выше, здесь скорость звука в дне c_b не опускается ниже скорости звука в воде c_w . Кроме того, источник звука (Источник № 2) и приемная антенна (Антенна № 2) располагаются над акустически жестким дном. Эти два фактора предполагают наличие нескольких энергонесущих мод на частотах до 1 кГц.

Частотные зависимости амплитуд первых четырех мод, выделенных на Антенне № 2, приведены на рис. 8б. Можно заметить, что основной вклад в звуковое поле вносят 1-я, 2-я и 3-я моды, а их амплитуды демонстрируют значительные осцилляции в частотной области. Это является следствием межмодового взаимодействия. На рис. 8в представлены зависимости амплитуды первой моды от частоты для прямой (слева направо) и обратной (справа налево) ориентации акустической трассы. Как видно, период осцилляций сильно различается, что особенно заметно на частотах до 500 Гц.

Область низкоскоростного дна находится примерно посередине акустической трассы ближе к источнику звука: минимум скорости звука в дне находится в месте, где $y = -500$ м (рис. 8а). Как и в случае с идеализированной моделью дна, эту область можно рассматривать как сосредоточенную неоднородность. Ранее было показано [20], что в волноводе с постоянной скоростью звука в воде расстояние r_s от источника звука до сосредоточенной неоднородности прямо пропорционально числу максимумов L амплитуды первой моды, попадающих в фиксированный частотный диапазон, т.е. $r_s \sim L$. Эту особенность можно использовать для локализации неоднородности. Чтобы не решать задачу нахождения коэффициента пропорциональности между r_s и L , воспользуемся рис. 8в и следующим приемом. Обозначим L – число максимумов амплитуды моды при прямой ориентации трассы, а L' – при обратной. Расстояния от источника звука до неоднородности обозначим r_s и r'_s , соответственно, причем $r_s + r'_s = r$ – длина акустической трассы. Тогда будет справедливо следующее соотношение $\frac{r'_s}{r_s} = \frac{L'}{L}$ или

$\frac{r - r_s}{r_s} = \frac{L'}{L}$, из которого следует выражение для оценки расстояния до неоднородности $r_s = r \left(\frac{1}{1 + L'/L} \right)$. Отношение $\frac{L'}{L} \approx 2$ для частот до 500 Гц, что с учетом длины трассы $r = 4000$ м дает значение расстояния от источника до неоднород-

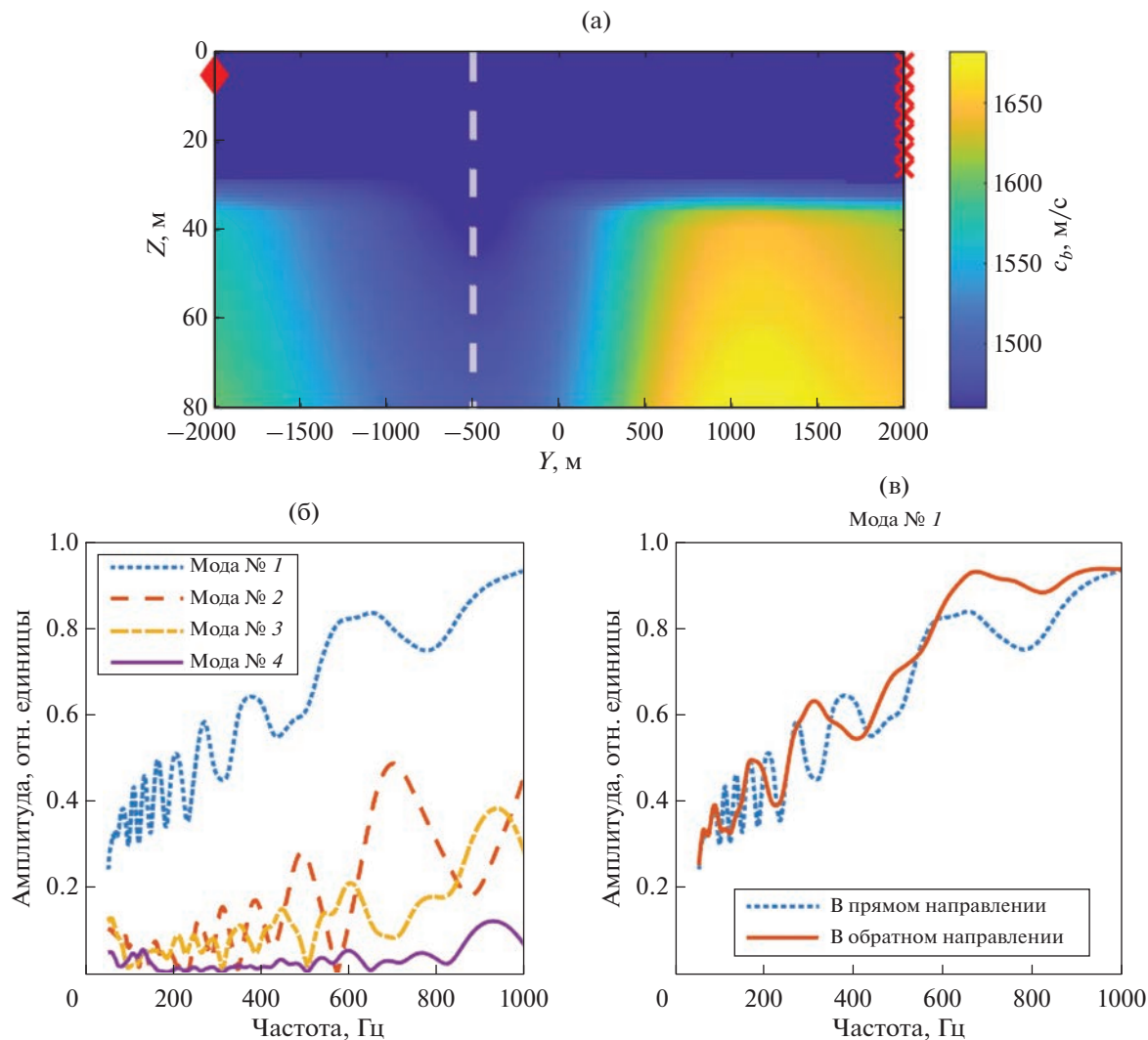


Рис. 8. (а) — Скорость звука вдоль акустической трассы Источник № 2 — Антенна № 2, показанной на рис. 7 (белая штриховая линия обозначает положение минимума скорости звука в дне); (б) — частотная зависимость модовых амплитуд первых четырех мод на Антенне № 2; (в) — частотная зависимость амплитуды первой моды на расстоянии 4 км при распространении звука в прямом (слева направо) и обратном направлении (справа налево).

ности $r_s \approx 1330$ м. Это значение с точностью до 170 м совпадает с положением минимума скорости звука в дне, которое отмечено вертикальной штриховой линией на рис. 8а.

Горизонтальная рефракция

Для демонстрации горизонтальной рефракции источник звука (Источник № 1 на рис. 7) располагался в точке $x_s = 0$ м, $y_s = 0$ м, $z_s = 15$ м, а вертикальная приемная антенна (Антенна № 1 на рис. 7) в точке $x_A = 10000$ м, $y_A = 0$ м. На рис. 9а показан горизонтальный разрез поля скорости звука в дне на глубине 14 м относительно границы вода/дно с указанием местоположения источника звука и антенны. Смоделированные импульс-

ные сигналы для диапазона частот от 35 до 65 Гц приведены на рис. 9б–9г. На этих частотах звуковое поле формируется только из одной энергонесущей моды.

Как и в случае идеализированного модельного волновода, в точке приема на расстоянии 10 км наблюдается повышение уровня звукового давления SPL (см. рис. 9б), рассчитанного с учетом горизонтальной рефракции, по сравнению с результатами моделирования без учета горизонтальной рефракции ($N \times 2D$ приближение). Отличие уровней звукового давления составляет $\Delta \text{SPL} \approx 11$ дБ. Задержка времени прихода импульсного сигнала примерно равна $\Delta t = 0.1$ с. Указанные эффекты являются проявлениями горизонтальной рефракции.

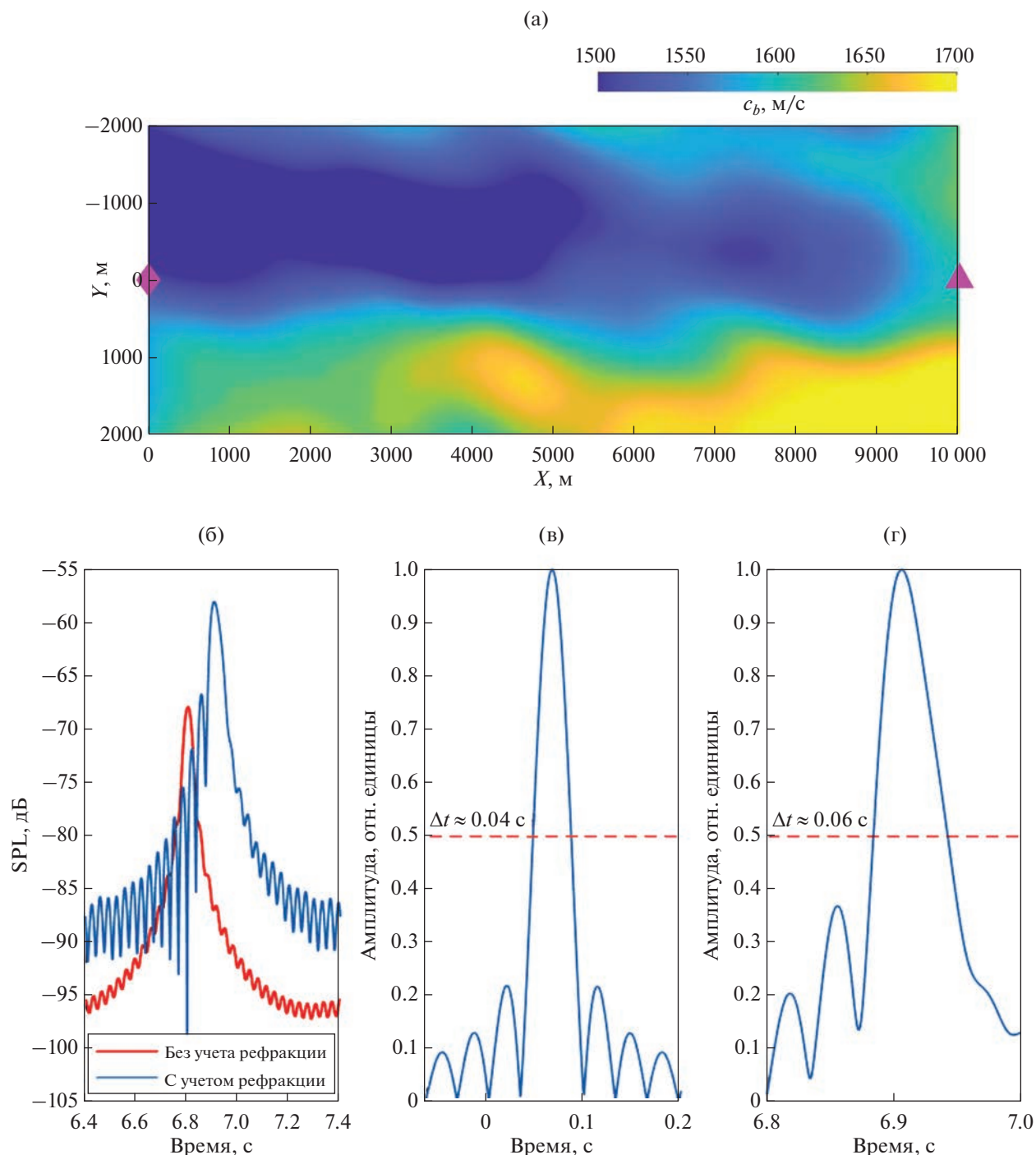


Рис. 9. (а) – Горизонтальный разрез поля скорости звука в дне, показанном на рис. 7, по глубине 14 м относительно границы вода/дно (ромб показывает положение источника, треугольник – антенны); (б) – огибающие принимаемого сигнала $p(t)$ в логарифмическом масштабе на расстоянии 10000 м от излучателя в точке расположения Антенны № 1 с учетом и без учета горизонтальной рефракции; (в)–(г) – нормированные на максимальное значение огибающие сигнала $p(t)$ на расстоянии 100 м и 10 км вдоль оси X .

Рис. 9в и 9г показывают, как изменяется длительность импульса при распространении по акустической трассе. Ширина импульса по уров-

ню 0.5 на расстоянии 10 км возрастает в 1.5 раза по сравнению с импульсом на расстоянии 100 м от источника.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью численного моделирования для двух моделей мелководных волноводов с неоднородным дном и постоянной глубиной выявлены особенности широкополосных звуковых полей, связанные с эффектами межмодового взаимодействия и горизонтальной рефракции. Показано, что области, где скорость звука в дне близка к скорости звука в воде, ведут себя как сосредоточенные неоднородности, на которых происходит взаимодействие мод, проявляющееся в заметных осцилляциях модовых амплитуд в частотной области. Анализ периода осцилляций на частотах более 100 Гц позволяет проводить локализацию этих областей на стационарных акустических трассах. Горизонтальная рефракция приводит к увеличению амплитуды низкочастотного (ниже 100 Гц) импульса на 10 и более дБ и дополнительной задержке времени прихода на 0.1 с по сравнению с аналогичным однородным волноводом.

Результаты работы могут быть важны для локализации областей с низкой скоростью звука в дне, а также в задачах пеленгации подводных акустических источников. Они позволят с большой надежностью определить границы безопасных зон для морских млекопитающих в местах проведения сейсморазведки на Арктическом шельфе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-72-10121, <https://rscf.ru/project/22-72-10121/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куперман У., Енсен Ф. Акустика дна океана. М.: Мир, 1984. 456 с.
2. Chapman R., Shang Ch. Review of Geoacoustic Inversion in Underwater Acoustics // J. Theor. Comput. Acoust. 2021. V. 29. № 3. P. 2130004.
3. Ballard M.S., Becker K.M., Goff J. Geoacoustic Inversion for the New Jersey Shelf: 3-D Sediment Model // IEEE J. Ocean. Eng. 2010. V. 35. № 1. P. 28–42.
4. Bonnel J., Lin Y.-T., Eleftherakis D., Goff J., Dosso S., Chapman R., Miller J., Potty G. Geoacoustic inversion on the New England Mud Patch using warping and dispersion curves of high-order modes // J. Acoust. Soc. Am. 2018. V. 143. № 5. P. EL405–EL411.
5. Belcourt J., Holland C.W., Dosso S.E., Dettmer J., Goff J.A. Depth-dependent geoacoustic inferences with dispersion at the New England Mud Patch via reflection coefficient inversion // IEEE J. Ocean Eng. 2019. V. 45. № 1. P. 69–91.
6. Григорьев В.А., Петников В.Г., Росляков А.Г., Терехина Я.Е. Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 342–358.
7. Ballard M.S., Lin Y.T., Lynch J.F. Horizontal refraction of propagating sound due to seafloor scours over a range-dependent layered bottom on the New Jersey shelf // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 4. P. 2587–2598.
8. Liu D., Li Z., Wang G., Liu Y. Sound propagation with undulating bottom in shallow water // J. Marine Science and Engineering. 2021. V. 9. № 9. P. 1010.
9. Petrov P.S., Petrova T.N. Asymptotic solution for the problem of sound propagation in a sea with an underwater canyon // J. Acoust. Soc. Am. 2014. V. 136. № 4. P. EL281–EL287.
10. Lunkov A., Sidorov D., Petnikov V. Horizontal refraction of acoustic waves in shallow-water waveguides due to an inhomogeneous bottom structure // J. Marine Science and Engineering. 2021. V. 9. № 11. P. 1269.
11. Petnikov V.G., Grigorev V.A., Lunkov A.A., Sidorov D.D. Modeling underwater sound propagation in an Arctic shelf region with an inhomogeneous bottom // J. Acoust. Soc. Am. 2022. V. 151. № 4. P. 2297–2309.
12. Komissarov A.A., Makarov D.V., Kholmogorov A.O., Shakirov R.B. Low-frequency sound propagation in an underwater waveguide with a giant gassy pockmark // J. Marine Science and Engineering. 2023. V. 11. № 1. P. 211.
13. Gulin O.E., Yaroshchuk I.O. On average losses of low-frequency sound in a two-dimensional shallow-water random waveguide // J. Marine Science and Engineering. 2022. V. 10. № 6. P. 822.
14. Рутенко А.Н., Гаврилевский А.В., Ковзель Д.Г., Коротченко Р.А., Путов В.Ф., Соловьев А.А. Мониторинг сейсмоакустических сигналов и антропогенных шумов на шельфе о. Сахалин // Акуст. журн. 2012. Т. 58. № 2. С. 248–257.
15. Волков М.В., Григорьев В.А., Жилин И.В., Луньков А.А., Петников В.Г., Шатравин А.В. Мелководный акустический волновод арктического типа как канал для передачи информации при звукоподводной связи // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 6. С. 676–681.
16. Uzhangsky E., Gadol O., Lang G., Katsnelson B., Copel S., Kazaz T., Makovsky Y. Geoacoustic estimation of the seafloor sound speed profile in deep passive margin setting using standard multichannel seismic data // J. Marine Science and Engineering. 2021. V. 9. № 12. P. 1423.
17. Рутенко А.Н., Боровой Д.И., Гриценко В.А., Петров П.С., Ущиновский В.Г. Мониторинг акустического поля сейсморазведочных импульсов в прибрежной зоне // Акуст. журн. 2012. Т. 58, № 3. С. 356–369.
18. Sturm F. Numerical study of broadband sound pulse propagation in three-dimensional oceanic waveguides // J. Acoust. Soc. Am. 2005. V. 117. № 3. P. 1058–1079.
19. Lin Y.T., Newhall A.E., Miller J.H., Potty G.R., Vigness-Raposa K.J. A three-dimensional underwater sound propagation model for offshore wind farm noise prediction // J. Acoust. Soc. Am. 2019. V. 145. № 5. P. EL335–EL340.
20. Луньков А.А., Шерменева М.А. Взаимодействие мод на сосредоточенной неоднородности в мелководном акустическом волноводе в широкой полосе частот // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 5. С. 510–519.
21. Григорьев В.А., Луньков А.А. Взаимодействие мод на киле тороса в широкой полосе частот // Акуст. журн. 2023. Т. 69. № 4. С. 453–364.

22. *Collins M.D., Westwood E.K.* A higher-order energy-conserving parabolic equation for range-dependent ocean depth, sound speed, and density // *J. Acoust. Soc. Am.* 1991. V. 89. № 3. P. 1068–1075.
23. *Collins M.D.* The adiabatic mode parabolic equation // *J. Acoust. Soc. Am.* 1993. V. 94. № 4. P. 2269–2278.
24. *Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J.* Fundamentals of Shallow Water Acoustics. Springer, New York, Dordrecht, Heidelberg, London, 2012.
25. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика неоднородных сред. Т. 2: Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. М.: Наука, 2009. 426 с.
26. *Collins M.* Generalization of the Split-step Pade solution // *J. Acoust. Soc. Am.* 1994. V. 96. № 1. P. 382–385
27. *Lunkov A.A., Volkov M.V., Petnikov V.G., Grigoriev V.A.* Normal mode coupling in a waveguide with a range-dependent sound speed profile in the bottom // 2019 Days on Diffraction (DD), St. Petersburg, Russia. 2019. P. 117–120.
28. *Grigor'ev V.A., Lunkov A.A., Petnikov V.G.* Effect of sound-speed inhomogeneities in sea bottom on the acoustic wave propagation in shallow water // *Physics of Wave Phenomena*. 2020. V. 28(3). P. 255–266.