

Тихоокеанский океанологический институт им. В. И. Ильичева
Дальневосточного отделения Российской Академии наук

На правах рукописи

УДК 534.2



Сорокин Михаил Андреевич

**Исследование распространения звука с шельфа
в глубокий океан методом нормальных волн**

1.3.7 – Акустика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Петров Павел Сергеевич

Оглавление

| | |
|--|----|
| Введение | 4 |
| Глава 1. Методика оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала | 12 |
| 1.1. Применение метода нормальных волн | 13 |
| 1.2. Горизонтальные лучи, соответствующие вертикальным модам | 16 |
| 1.3. Алгоритм оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема | 21 |
| 1.4. Сопоставление пиков ИХВ с теоретическими оценками времен прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема | 23 |
| 1.5. Демонстрация работоспособности методики на примере клиновидного прибрежного волновода | 27 |
| 1.6. К вопросу о применении лучевого метода к описанию дальнего распространения звука в океане | 31 |
| 1.7. Выводы к Главе 1 | 32 |
| Глава 2. Двумерное моделирование распространения звука из мелкого моря в глубокий океан | 34 |
| 2.1. Описание эксперимента | 36 |
| 2.2. Поля скорости звука | 38 |
| 2.3. Времена прихода модальных компонент акустического сигнала | 43 |
| 2.4. Обоснование методики оценки эффективных скоростей при распространении звука из мелкого моря в глубокий океан | 50 |
| 2.5. К вопросу о применении лучевого метода для моделирования дальнего распространения звука в сценарии “шельф-глубокий океан” | 54 |

| | |
|---|------------|
| 2.6. Выводы к Главе 2 | 57 |
| Глава 3. Оценка эффективных скоростей модальных компонент с учетом трехмерных эффектов | 58 |
| 3.1. Охотское море | 59 |
| 3.2. Японское море | 69 |
| 3.3. Горизонтальная рефракция при распространении под острым уг- лом к кромке континентального шельфа | 76 |
| 3.4. Выводы к Главе 3 | 88 |
| Глава 4. Параметризация возмущения профиля скорости звука в Японском море синоптическим вихрем | 91 |
| 4.1. Введение | 91 |
| 4.2. Описание эксперимента | 92 |
| 4.3. Параметризация фонового профиля скорости звука | 94 |
| 4.4. Аналитический расчет волновых чисел и модовых функций в сравнении с результатами численного расчета | 98 |
| 4.5. Параметризация возмущения фонового профиля синоптическим вихрем | 101 |
| 4.6. Расчет волновых чисел и модовых функций в присутствии синоп- тического вихря | 105 |
| 4.7. Выводы к Главе 4 | 107 |
| Заключение | 111 |
| Список литературы | 113 |

Введение

Актуальность темы исследования.

В настоящее время одним из важных направлений научной деятельности является исследование Мирового океана. Освоение его ресурсов – одна из приоритетных задач [1], стоящих перед человечеством, решение которой важно для поддержания устойчивого развития цивилизации в двадцать первом веке. В океане акустические волны являются единственным средством передачи информации на сотни и тысячи километров. В связи с этим акустика океана играет одну из ключевых ролей в освоении и мониторинге Мирового океана, изучая как распространение звука в воде и верхних слоях морского дна, так и взаимодействие антропогенных звуковых полей с физическими и биологическими объектами в морской среде. Перед учеными-акустиками стоит широкий спектр задач, например, зондирование как верхних слоев морского дна для обнаружения полезных ископаемых [2; 3], так и водного слоя для мониторинга биоресурсов [4; 5]. При помощи звуковых волн можно также получить информацию о расстоянии до объекта и направлении его движения [6; 7], что часто используется для решения задач акустической навигации и дальнометрии [8; 9]. Решение данного класса задач особенно актуально в связи с возрастающей ролью автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА) [10] в исследованиях Мирового океана и освоении его ресурсов, при этом следует отметить, что специфические типы АНПА должны действовать в условиях большой удалённости от центров управления и связи. Обеспечение подводного позиционирования таких АНПА, по-видимому, представляется возможным лишь при помощи гидроакустических навигационных систем большой дальности (ГАНС-БД), представляющих собой совокупность источников навигационных сигналов (ИНС), расположенных в шельфовой зоне, и приемника, входящего в аппаратный состав АНПА. При такой конфигурации системы особый интерес представляют собой эффекты, возникающие при распространении сигналов из мелкого моря

в глубокий океан [11; 12], поэтому естественным образом возникает задача моделирования распространения звука для подобных сценариев. Во многих работах [13–15] данный сценарий рассматривался с позиций геометрической акустики [16; 17], которая, несмотря на весьма низкую вычислительную сложность, имеет достаточное количество ограничений: точка наблюдения (приёмник) не должен располагаться на каустике или в зоне акустической тени, профиль скорости звука должен быть достаточно гладким. Помимо этого, задача расчета лучей решается численно, и накапливающаяся ошибка геометрического приближения становится существенной [18] при распространении уже на десятки километров, что ставит под сомнения результаты расчётов на сотни и тысячи километров. В связи с этим возникает необходимость исследовать вопрос о распространении сигналов из мелкого моря в глубокий океан другими методами, прежде всего с целью установления связи между геометрией акустических трасс (например, соотношением длин глубоководного и шельфового участка, а также ориентацией трассы относительно изобат) и временами распространения сигналов.

Цели и задачи диссертационной работы: Целью настоящей диссертации является разработка методики определения эффективных скоростей модальных компонент (модовых импульсов) акустических сигналов и их времен прихода в точку приема, для чего требуется исследование двумерных и трехмерных эффектов, возникающих при распространении звука из шельфовой зоны в глубокий океан.

Для достижения поставленной цели в диссертационном исследовании были решены следующие задачи:

1. рассчитать времена прихода модальных компонент импульсных акустических сигналов в волноводах Японского моря;
2. разработать алгоритм расчёта эффективных скоростей модальных компонент акустического сигнала;
3. разработать методику оценки влияния трехмерных эффектов на времена

прихода модальных компонент акустического сигнала.

Научная новизна заключается в следующем:

1. Для моделирования распространения звука с шельфа в глубокий океан в адиабатическом приближении предложена и апробирована методика расчета эффективных скоростей модальных компонент акустического сигнала и времен их прихода в точку приема.
2. Установлено, что при распространении навигационных сигналов с шельфа в глубокий океан горизонтальная рефракция может вносить существенный вклад в зависимость задержек приходов модальных компонент от номера моды как за счет разницы удлинений собственных лучей, так и за счет дополнительной дисперсии сигналов, обусловленной прохождением разных модовых компонент через различные участки шельфа.
3. Впервые показано, что использование поля скорости звука, получаемого из моделей циркуляции океана при условии ассимиляции ими данных прямых гидрологических измерений, позволяет увеличить точность оценок эффективных скоростей и времен прихода модальных компонент в сравнении с прогнозами, получаемыми на основе разрозненных прямых измерений скорости звука. При этом ошибка определения дальности уменьшается на 0.02–0.03% от длины трассы.

Методология и методы исследования. Моделирование распространения импульсных сигналов проводилось с использованием метода нормальных волн и теории горизонтальных лучей с привлечением данных модели циркуляции океана NEMO. Времена прихода модальных компонент акустического сигнала сравнивались с импульсной характеристикой волновода (ИХВ). Влияние горизонтальной рефракции оценивалось, как разность длины собственного луча и геодезической. Программная реализация изложенной методики выпол-

нялась лично автором в среде программирования MATLAB в виде комплекса программ [19–22].

Теоретическая и практическая значимость.

В диссертации предложена методика оценки времени прихода модальных компонент импульсного сигнала при их распространении из мелкого моря в глубокий океан, реализованная в виде комплекса программ на языке MATLAB. Предложено и описано применение полей скорости звука, полученных из моделей циркуляции океана, в моделировании распространения импульсных сигналов. Описан и применен способ оценки влияния горизонтальной рефракции, возникающей вследствие наличия вдоль акустической трассы неоднородностей гидрологии и/или батиметрии. Результаты моделирования как в двумерном, так и в трехмерном случаях качественно согласуются с данными натурального эксперимента. Теоретическая значимость заключается в возможности адекватного прогнозирования групповых скоростей и времен прихода модальных компонент сигнала в задачах акустической дальнометрии при использовании достаточно разреженной сетки батиметрических и гидрологических данных. Практическая значимость заключается в том, что предложенная методика оценки эффективных скоростей и времен прихода модальных компонент акустического сигнала может быть использована на практике при организации гидроакустических навигационных систем большой дальности. Помимо этого, предложенный программный комплекс может служить прототипом для программной части перспективных гидроакустических навигационных систем большой дальности для ориентирования АНПА.

Положения, выносимые на защиту. На защиту выносятся следующие основные положения.

1. Методика прогноза эффективных скоростей модальных компонент акустического сигнала, основанная на предположении об адиабатическом распространении звука с шельфа в глубокий океан, дает возможность полу-

чить корректную оценку времен прихода модальных компонент в точку приема даже в условиях интенсивного модового взаимодействия на континентальном склоне. Результаты расчетов времен прихода при помощи данной методики удовлетворительно согласуются с данными натуральных экспериментов.

2. При моделировании распространения звука из мелкого моря в глубокий океан использование полей скорости звука, полученных из модели циркуляции океана NEMO с ассимиляцией натуральных данных, позволяет заметно повышать точность расчетов времен прихода модальных компонент акустических сигналов, а также качественно воспроизводить эффекты, характерные для такого рода задач, например, явления, связанные с нерегулярностью подводного звукового канала, эффекты акустического оползния и рефракции в горизонтальной плоскости.
3. При распространении из мелкого моря в глубокий океан существенным фактором, определяющим характер дисперсии акустических сигналов, является горизонтальная рефракция. Вызванные этим фактором задержки времен прихода модальных компонент в значительной степени связаны с неоднородностью рельефа дна на шельфе, и в меньшей – с трехмерным распределением скорости звука в глубоком океане.

Достоверность. Достоверность результатов обуславливается использованием хорошо апробированных теоретических методов, а также их высокой степенью качественной согласованности с результатами натуральных измерений. Основные результаты диссертации докладывались на следующих ведущих отечественных и зарубежных научных мероприятиях по физике распространения волн и акустике: 26th international conference of Pacific Congress on Marine Science and Technology (PACON-2019) – 2019 (г. Владивосток), “Days on Diffraction” – 2020, 2021 (г. Санкт-Петербург, ПОМИ РАН), “Underwater Acoustics Conference and Exhibition” (UACE) – 2021 (г. Каламата, Греция), XVII Школа-семинар

им. акад. Л.М. Бреховских “Акустика океана”, совмещенная с XXXIII сессией Российского акустического общества – 2020 (г. Москва), XXXIV сессия Российского акустического общества – 2022 (г. Москва), XXXV сессия Российского акустического общества – 2023 (г. Москва), X Всероссийская конференция молодых учёных “Океанологические исследования” – 2023 (г. Владивосток), “School on Acoustics: From Fundamentals to Frontiers – 2024” (г. Циндао, Китай), Международная конференция по дифференциальным уравнениям и динамическим системам – 2024 (г. Суздаль).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 18 печатных работах, из них 11 являются статьями в рецензируемых научных журналах [9; 23–32], (7 из которых индексируются в международных библиографических системах “Сеть науки” (Web of Science) и “Скопус” (Scopus)). Цикл работ, положенных в основу диссертации, был отмечен премией губернатора Приморского края за выдающиеся научные достижения. Помимо этого, были получены патенты на регистрацию 4 программ для ЭВМ [19–22], использованных в ходе моделирования.

Личный вклад автора. Автором была разработана методика оценки скоростей и времен прихода для сложного геоакустического волновода, соответствующего распространению звука с шельфа в глубокий океан с учетом вариаций батиметрии и гидрологии. Лично автором выполнена апробация методики на экспериментах по распространению звука с шельфа в глубокий океан в Японском и Охотском морях. Лично автором исследован характер влияния горизонтальной рефракции на времена прихода и собственные лучи модальных компонент акустического сигнала. В работах по данной тематике [9; 23–25; 27–29; 32] автор лично проводил моделирование распространения импульсных сигналов, для чего был создан комплекс программ в среде программирования MATLAB. Значительная часть результатов получена в ходе совместной работы с научным руководителем, Петровым П. С. и коллегами из лаборатории акустической томографии Моргуновым Ю. Н. и Головым А. А..

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и библиографии.

Общий объем диссертации 130 страниц, из них 90 страниц текста, включая 51 рисунок. Библиография включает 148 наименований на 18 страницах.

Благодарность. Автор безмерно признателен научному руководителю и учителю д.ф.-м.н. Петрову П.С. за неоценимый вклад в воспитание его, как научного сотрудника. Автор выражает глубокую благодарность своему наставнику за всестороннюю поддержку и понимание, а также за отношение, как заботливого старшего брата к младшему.

Искреннюю благодарность автор испытывает к коллективу ТОИ ДВО РАН, в частности, к лаборатории математического моделирования волновых процессов (и лично к А. Д. Захаренко, С. Б. Козицкому, Н. В. Кузнецовой, К. Г. Купцову и А. Г. Тыщенко) за неизменно теплую и доброжелательную атмосферу, вдохновляющую на решение научных задач. Автор весьма признателен лаборатории акустической томографии (в частности, А. В. Буренину, А. А. Голову и Ю. Н. Моргунову) за привитый интерес к работе с экспериментальными данными, без которых значительной части этой диссертации не суждено было быть написанной. Отдельную благодарность автор выражает коллективу лаборатории нелинейных динамических систем (в особенности М. В. Будянскому, А. А. Дидову, П. А. Файману и А. А. Удалову) за развитие навыков эффективной работы в команде и взаимодействия в ней.

Разумеется, автор признателен своим коллегам: О. Э. Гулину, Д. В. Макарову, А. А. Тагильцеву и М. Ю. Улейскому за ценные замечания, сделанные в процессе работы. Работа над замечаниями способствовала не только приобретению диссертацией законченного вида, но и более глубокому пониманию некоторых аспектов своей деятельности. Автор испытывает благодарность к рецензентам, экспертам и официальным оппонентам, взявшим на себя труд ознакомиться с ранними вариантами работы и указать на их недостатки. В заключение автор хотел бы поблагодарить своих учениц А. Ч. Гузовскую, Д. В. Сокиркину

и П. Д. Ткаченко за поддержку и проявленную самостоятельность в написании дипломных и курсовых работ, что позволило уделить больше времени написанию диссертации и подготовке её к защите.

Диссертация посвящается светлой памяти моего деда, д.г.-м.н., чл.-корр. РАН, заслуженного работника науки Амурской области А. П. Сорокина, который был и остается для меня ярчайшим примером для подражания в своем отношении к жизни в целом и увлеченности наукой в частности.

Глава 1

Методика оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала

Распространение звука на дальние дистанции (свыше 100 км) сопровождается многими физическими явлениями [15; 33; 34], которые необходимо учитывать при решении задач акустической дальнометрии и моделировании акустических полей. К существенным эффектам следует отнести горизонтальную рефракцию [16; 17], возникающую вследствие наличия на акустической трассе гидрологических [35–39] и батиметрических неоднородностей [40–44]. Не менее важным эффектом является искажение формы сигнала и его разделение на модовые компоненты (также в литературе встречается термин “модовые импульсы” [45]), вызванное как межмодовой и внутримодовой дисперсией, так и взаимодействием мод [16; 17]. Совокупность данных факторов затрудняет оценку некоторых характеристик импульсных сигналов (время прихода, длительность и т. п.), которую, однако, необходимо выполнять при решении некоторых классов акустических задач [46–48]. Тем не менее, некоторые из этих характеристик слабо зависят от мелкомасштабных вариаций параметров волновода вдоль акустической трассы, следовательно, необходим метод их корректной оценки [49–51]. В данной главе изложена методика расчета эффективных скоростей модальных компонент акустического сигнала в волноводах мелкого моря. Показано, что данные скорости могут быть ассоциированы с пиками импульсной характеристики волновода (ИХВ) и использованы для расчета времен прихода модальных компонент акустического сигнала. Данные результаты основаны на использовании метода нормальных волн.

1.1. Применение метода нормальных волн

Для моделирования распространения звука будем использовать модель геоакустического волновода, в границах которого задано трехмерное поле скорости звука $c_w = c_w(x, y, z)$ и форма рельефа дна $h = h(x, y)$. Введем декартовы координаты: ось X в пределах $0 \dots x_1$ направим вдоль геодезической, соединяющей источник с приемником, а ось Y в пределах $y_0 \dots y_1$ – поперек. Ось Z в пределах $0 \dots H$ отождествим с глубиной. Поместим точечный источник звука с циклической частотой $\omega = 2\pi f$ в точку с координатами $(0, 0, z_s)$. Для решения некоторых задач также потребуется обозначать положение приёмника, поэтому отметим, что он находится в точке с координатами $(x_1, 0, z_r)$. Схема регулярно геоакустического волновода мелкого моря постоянной глубины приведена на Рис.1.1:

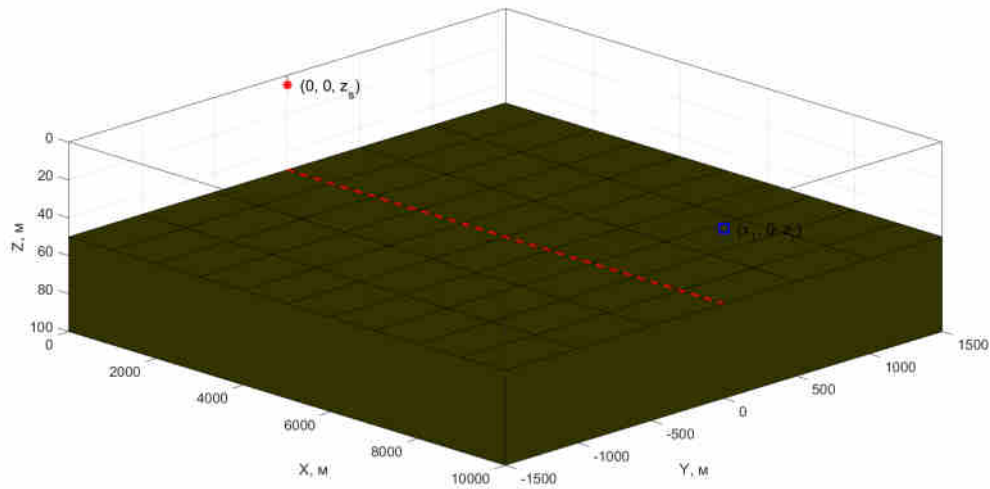


Рис. 1.1: Постоянная батиметрия $h = h(x, y)$. Положение источника звука выделено красным символом *, положение приемника выделено квадратом с контуром синего цвета.

Поле комплексной амплитуды акустического давления (в дальнейшем акустическое поле) $\hat{P}(\omega, x, y, z)$ в каждой точке трехмерного волновода может быть представлено в виде разложения [16; 17; 52]:

$$\hat{P}(\omega, x, y, z) = \sum A_j(x, y) \phi_j(x, y, z), \quad (1.1)$$

по собственным функциям $\phi_j(x, y, z)$ следующей спектральной задачи:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \phi_j(x, y, z)}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\omega^2}{c(x, y, z)^2} \phi_j(x, y, z) - k^2 \phi_j(x, y, z) \right) = 0, \\ \phi_j(0) = 0, \quad \phi_j(H) = 0, \\ \phi|_{z=h+0} = \phi|_{z=h-0}, \\ \left(\frac{1}{\rho(x, y, z)} \frac{\partial \phi_j}{\partial z} \right) \Big|_{z=h+0} = \left(\frac{1}{\rho(x, y, z)} \frac{\partial \phi_j}{\partial z} \right) \Big|_{z=h-0}, \end{cases} \quad (1.2)$$

где $A_j(x, y)$ – модовые амплитуды, $\phi_j(x, y, z)$ – модовые функции, или собственные функции вертикальных мод, $k_j^2 = k_j^2(x, y)$ – соответствующие собственные значения, или квадраты волновых чисел, $c = c(x, y, z)$ – скорость звука, $\rho = \rho(x, y, z)$ – плотность. Вторая строчка в системе 1.2 представляет собой граничные условия на поверхности океана $z = 0$ и на нижней границе вычислительной области $z = H$. Третья и четвертая строчка представляют собой условия непрерывности для модовой функции и её производной на границе раздела сред «вода-дно». Отметим, что спектральная задача определяет разные системы собственных функций и собственных значений для различных значений x, y . Данная параметрическая зависимость собственных функций $\phi_j(x, y, z)$ спектральной задачи 1.2 от горизонтальных координат дает основания называть их локальными нормальными модами. Собственные функции образуют полную ортонормированную систему относительно скалярного произведения:

$$\langle \phi_j, \phi_\ell \rangle_{x, y} = \int_0^H \frac{\phi_j(x, y, z) \phi_\ell(x, y, z)}{\rho(x, y, z)} dz = \delta_{j\ell}. \quad (1.3)$$

Существует достаточно много программных комплексов, реализующих как расчет акустического поля $\hat{P}(\omega, x, y, z)$ в волноводе [53; 54] методом параболического уравнения [55–59], методом изображений [42; 60] или гауссовых пучков [61–64], так и вычисление модовых функций $\phi(x, y, z)$ [65–69]. Мода под номером j является частным решением акустического уравнения Гельмгольца (представ-

ляя собой функцию вида $\frac{e^{ik_j r} \phi_j(z)}{\sqrt{r}}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$) и распространяется с групповой скоростью $v_j^{gr}(x, y) = \frac{d\omega}{dk_j}$, которая на практике рассчитывается следующим образом:

$$\frac{1}{v_j^{gr}(x, y)} = \frac{\omega}{k_j(x, y)} \int_0^H \frac{(\phi_j(x, y, z))^2}{\rho(x, y, z) c^2(x, y, z)} dz \quad (1.4)$$

Данный интеграл рассчитывается методом трапеций при условии достаточно мелкого разбиения сетки по z , т. е. $dz < \frac{\lambda}{10}$, где λ – длина волны. В экспериментах, проводящихся в ТОИ ДВО РАН, часто используются сигналы с центральной частотой 400 Гц, и для расчёта модовых функций достаточным является шаг по глубине $dz = 0.25$ м. Также отметим, что групповые скорости $v_j^{gr}(x, y)$ для одной моды на разных частотах будут различаться, что говорит о наличии внутримодовой дисперсии. При разбиении акустической трассы на n небольших (до 5-7 км) интервалов можно предположить, что групповые скорости меняются линейно, что связано с медленностью изменения параметров океанской среды на длину волны в горизонтальной плоскости. Если для двух сечений волновода в точках с координатами x_1, y_1 и x_2, y_2 , соответственно известно два набора волновых чисел $k_j(x_1, y_1), k_j(x_2, y_2)$ и модовых функций $\phi_j(x_1, y_1, z), \phi_j(x_2, y_2, z)$, то эффективную скорость $v_j^{eff}(s_i)$ распространения j -й моды на данном интервале s_i возможно вычислить при помощи формулы:

$$v_j^{eff}(s_i) = \frac{v_j^{gr}(x_2, y_2) - v_j^{gr}(x_1, y_1)}{\ln \left(\frac{v_j^{gr}(x_2, y_2)}{v_j^{gr}(x_1, y_1)} \right)}. \quad (1.5)$$

Время распространения j -й модальной компоненты акустического сигнала, соответственно, будет равно частному длины интервала $s_i = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}$ и эффективной скорости $v_{j,i}^{eff}$, т. е. $t_j(s_i) = \frac{s_i}{v_{j,i}^{eff}}$. Из данной формулы вытекает оценка времени прихода модальной компоненты акустического сигнала в точку приёма и её эффективной скорости на всём протяжении акустической трассы:

$$T_j = \sum_{i=1}^n t_j(s_i), \quad V_j^{eff} = \frac{\sum_{i=1}^n v_j^{eff}(s_i)}{n}. \quad (1.6)$$

В случае двумерного моделирования задача оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала упрощается в силу того, что поле скорости звука $c = c(r, z)$ зависит только от двух переменных, и траектория распространения звука совпадает с геодезической, соединяющей приёмник и источник. В простых сценариях, не предполагающих существенных градиентов скорости звука или батиметрии, поперечных к направлению распространения акустических сигналов, данный подход вполне применим. Тем не менее, во многих задачах подводной акустики [15; 33; 38; 48; 70–72] требуется учет трехмерных эффектов, каким, к примеру, является горизонтальная рефракция, проявление которой заключается в искривлении (и, соответственно, удлинении) траекторий, по которым распространяется акустическая энергия модальных компонент. Для оценки влияния данного явления необходимо воспользоваться лучевой теорией [73] и связью между вертикальными модами и горизонтальными лучами [74].

1.2. Горизонтальные лучи, соответствующие вертикальным модам

При распространении звука в трехмерном волноводе акустическое поле импульсного сигнала может быть представлено в виде разложения [74], где модовые амплитуды удовлетворяют (в адиабатическом приближении) двумерному уравнению Гельмгольца вида [16; 17]:

$$\frac{\partial^2 A_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_j}{\partial y^2} + k_j^2 A_j = 0. \quad (1.7)$$

Данное равенство называют иногда уравнением горизонтальной рефракции [17; 75]. Его решение удобно искать с помощью лучевой теории, т. е. в виде:

$$A_j \approx \overline{A}_j e^{\left(\frac{i\theta(x,y)}{\epsilon}\right)},$$

где ϵ – малый параметр, а функция $\theta(x, y)$ – эйконал, который может быть найден из уравнения Гамильтона-Якоби:

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 = k_j^2. \quad (1.8)$$

При вводе обозначений $P = \frac{\partial\theta}{\partial x}$, $Q = \frac{\partial\theta}{\partial y}$ возможно записать систему Гамильтона, связанную с этим уравнением:

$$\frac{dx}{ds} = \frac{P}{k_j}, \quad \frac{dy}{ds} = \frac{Q}{k_j}, \quad \frac{dP}{ds} = \frac{\partial k_j}{\partial x}, \quad \frac{dQ}{ds} = \frac{\partial k_j}{\partial y}.$$

Из данной системы Гамильтона определяются траектории горизонтальных лучей, соответствующих вертикальной моде с номером j , для которых выполняется условие $(x_s)^2 + (y_s)^2 = 1$ [75; 76] (нижний индекс s означает производную по натуральному параметру луча). Данные траектории можно найти, численно решая данную систему со следующими начальными условиями:

$$x(0) = 0, \quad y(0) = 0, \quad P(0) = k_j \cos \alpha, \quad Q(0) = k_j \sin \alpha,$$

где α – начальный угол скольжения луча относительно оси x . В Главе 3 данной работы лучи рассчитываются численно при помощи программы AMPLE [25; 77], входными данными для которой являются пространственные распределения волновых чисел $k_j(x, y)$, содержащие в себе сведения как о батиметрических, так и о гидрологических неоднородностях среды. Для каждой j -й модальной компоненты рассчитывается множество лучей с начальными углами $[-\alpha \dots \alpha]$, и нас интересует такое значение угла α_j , при котором выпущенный из источника луч попадает в точку приема (такой луч называется собственным). Пусть точка приёма имеет координаты $x = 0, y = R$. Тогда для оценки угла α_j необходимо рассчитать траектории двух лучей j -й моды с начальными углами α_1^j и α_2^j и определить точки их пересечения линии $y = R$, равные y_1 и y_2 , соответственно. Если верно предположение о том, что точка приёма находится между двумя этими лучами, то истинный угол j -й модальной компоненты, под которым собственный луч выходит из приемника, будет вычисляться по

следующей формуле:

$$\alpha_j = \alpha_j^1 \frac{y_2}{|y_2 - y_1|} + \alpha_j^2 \frac{y_1}{|y_2 - y_1|}. \quad (1.9)$$

После расчета траектории собственного луча для j -й модальной компоненты методика оценки времени прихода претерпевает некоторые изменения, связанные с тем, что для расчета эффективных скоростей необходимо интерполировать пространственное распределение $v_j^{gr}(x, y)$ на собственный луч. Так как траектория луча представляет собой набор пар координат (x_i, y_i) , то формулы, приведённые в предыдущем разделе, остаются актуальными. Тем не менее, их следует дополнить величиной, которая указывает на влияние горизонтальной рефракции – удлинение собственного луча j -й модальной компоненты ΔR_j , которое, по существу, является разностью длины луча и геодезической:

$$\Delta R_j = T_j V_j^{eff} - R. \quad (1.10)$$

Заметим, что траектории лучей зависят от номера моды j и циклической частоты ω , что дает основания предполагать возможные проявления внутри- и межмодовой дисперсии. Как будет показано далее (Глава 3), с ростом номера моды j будет расти степень искривления (и, соответственно, удлинения) луча, что говорит о росте “чувствительности” лучей к вариациям батиметрии и гидрологии. Другими словами, важным результатом является тот факт, что горизонтальной рефракции менее подвержены моды малых номеров и более подвержены моды больших номеров. Вернемся к математическому аппарату и опишем вкратце расчёт $A_j(r)$, $k_j(x, y)$ и $\phi(x, y, z)$.

1.2.1. Расчёт модовых амплитуд

Модовые амплитуды будут использованы для оценки межмодового взаимодействия в Главе 2 применительно к задачам двумерного моделирования. По данной причине мы исключим переменную y , поэтому коэффициенты $A_j(x, y)$ в разложении 1.1, называемые также модовыми амплитудами, можно получить

из следующего уравнения [56]:

$$A_j(x) = \langle P(x, z), \phi_j(x, z) \rangle_x. \quad (1.11)$$

Огибающая $\psi(x, z)$ поля $P(x, z)$ может быть найдена из широкоугольного параболического уравнения (ШПУ) [78]:

$$\partial_x \psi(x, z) = ik_0 \left[\sum_{k=1}^{n_p} \frac{a_{k, n_p} \mathcal{X}}{1 + b_{k, n_p} \mathcal{X}} \right] \psi(x, z), \quad (1.12)$$

где a_{k, n_p}, b_{k, n_p} – коэффициенты разложения в аппроксимации Паде [79]:

$$\begin{aligned} a_{k, n_p} &= \frac{2}{2n_p+1} \sin^2 \left(\frac{\pi k}{2n_p+1} \right), \\ b_{k, n_p} &= \cos^2 \left(\frac{\pi k}{2n_p+1} \right), \end{aligned} \quad (1.13)$$

Краевые условия следующие:

$$\begin{cases} P|_{z=0} = 0, R = \sqrt{x^2 + (z - z_s)^2} \rightarrow \infty \\ P|_{z=h-0} = P|_{z=h+0}, \\ \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \mathbf{n}} \right) \Big|_{z=h-0} = \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial \mathbf{n}} \right) \Big|_{z=h+0} \end{cases} \quad (1.14)$$

При этом:

$$\begin{aligned} k_0 &= \frac{2\pi f}{c_0}, \\ n(x, z) &= \left(\frac{c_0}{c(x, z)} \right) (1 + i\eta\beta), \\ \eta &= \frac{1}{40\pi \log_{10} e} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Здесь β – коэффициент затухания в дБ на длину волны, c_0 – отсчетное значение скорости звука, а \mathcal{X} – вертикальная компонента оператора Гельмгольца:

$$\mathcal{X} = (n^2 - 1) + \frac{\rho}{k_0^2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.16)$$

Существуют различные программы, осуществляющие расчет акустического поля $P(r, z)$ методом параболического уравнения. В данной работе использовались программы RAMs и RAM, вычислительный алгоритм которых описан Коллинзом в работах [53; 56; 79].

1.2.2. Численный расчёт волновых чисел и собственных функций

В данном исследовании автор пользовался программой `ac_modes` [65], в которой реализован расчет модовых функций $\phi_j(z)$ и волновых чисел k_j методом конечных разностей. Расчет производится для одного профиля скорости звука (включающего в себя слой дна) $c(z)$ на вертикальной сетке $[z_1, z_2, \dots, z_h, \dots, z_N]$ с шагом Δz , где z_h – глубина дна h , а z_N – граница вычислительной области H . При этом ρ_w – плотность воды, ρ_b – плотность дна, c_0 – отсчётное значение скорости звука в воде, c_b – скорость звука в дне. Модовые функции и волновые числа представляют собой, по сути, собственные вектора и собственные числа следующей трехдиагональной матрицы [17]:

$$D = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{2}{\Delta z} + \frac{\omega}{c(z_1)} & \frac{1}{dz^2} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\Delta z^2} & -\frac{2}{\Delta z} + \frac{\omega}{c(z_2)} & \frac{1}{\Delta z^2} & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & & & & & & \vdots \\ 0 & \dots & \frac{2}{\Delta z^2} \frac{\rho_w}{\rho_b + \rho_w} & -\frac{2}{\Delta z^2} + \frac{\omega^2}{\frac{c_w}{(\rho_w + \rho_b)c_b^2} + \frac{\rho_w}{\rho_w + c_b} c_w^2} & \frac{2}{\Delta z^2} \frac{\rho_w}{\rho_b + \rho_w} & \dots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{\Delta z^2} & -\frac{2}{\Delta z} + \frac{\omega}{c_b} & \frac{1}{\Delta z^2} & \dots & 0 \\ \vdots & & & & & & \vdots & \\ 0 & \dots & & & & & & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Здесь выражение:

$$\left(0 \quad \dots \quad \frac{2}{\Delta z^2} \frac{\rho_w}{\rho_b + \rho_w} \quad -\frac{2}{\Delta z^2} + \frac{\omega^2}{\frac{c_w}{(\rho_w + \rho_b)c_b^2} + \frac{\rho_w}{\rho_w + c_b} c_w^2} \quad \frac{2}{\Delta z^2} \frac{\rho_w}{\rho_b + \rho_w} \quad \dots \quad 0 \right).$$

“соответствует” глубине z_h , т. е. границе раздела сред “вода-дно”, а последняя – глубине z_N , на которой реализовано условие Дирихле. Рассчитанные собственные числа данной матрицы соответствуют волновым числам k_j , а собственные вектора – модовым функциям $\phi_j(z)$ на вертикальной сетке z . Верхней границей является значение $z = 0$, нижней – $z = H$, а шаг по глубине выбирается, исходя из условий задачи. Как было указано ранее, значением, обеспечивающим для

частотной полосы от 0 до 800 Гц достаточную точность и скорость вычислений, является шаг $\Delta z = 0.25$ м.

1.3. Алгоритм оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема

При проведении экспериментов по излучению и приему сигналов в ТОИ ДВО РАН типичной практикой является использование фазоманипулированных М-последовательностей с центральной частотой 400 Гц и различными параметрами, такими, как длина или количество периодов частоты на символ [80]. При обработке экспериментальных данных производится расчет взаимнокорреляционной функции излученного сигнала и принятого, и результатом данной операции является импульсная характеристика волновода (ИХВ), пики которой соответствуют приходам энергии акустического сигнала в точку приема. Типичный вид ИХВ изображён на Рис. 1.2 [9].

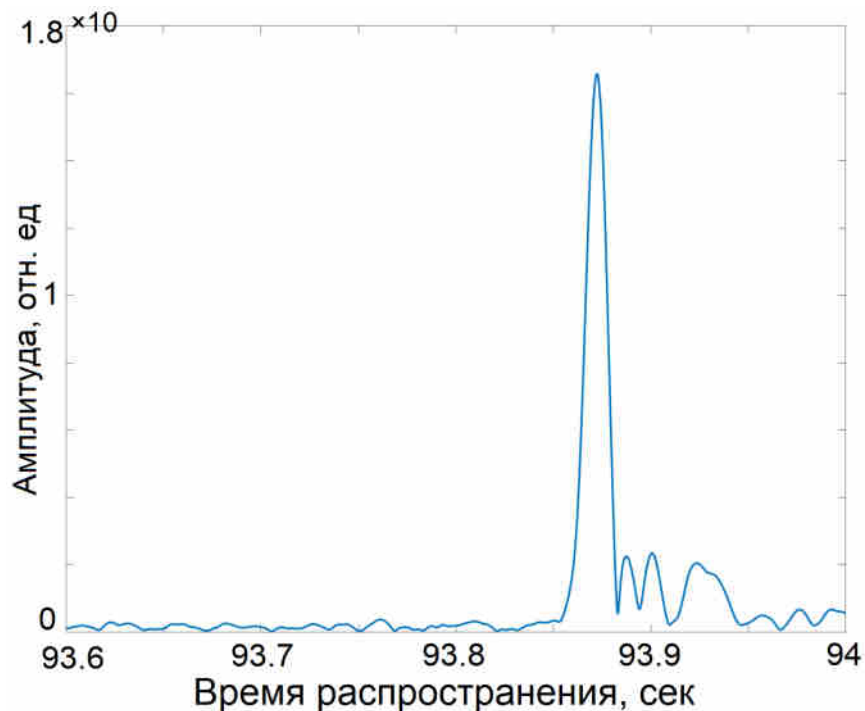


Рис. 1.2: Типичный вид ИХВ, полученной в ходе натурального эксперимента [9]. Хорошо заметны отдельные пики ИХВ.

В дальнейшем мы будем сопоставлять пики ИХВ с временами прихода модальных компонент или их групп, и ассоциировать с этими пиками приходы акустической энергии, переносимые данными модальными компонентами (Рис. 1.3).

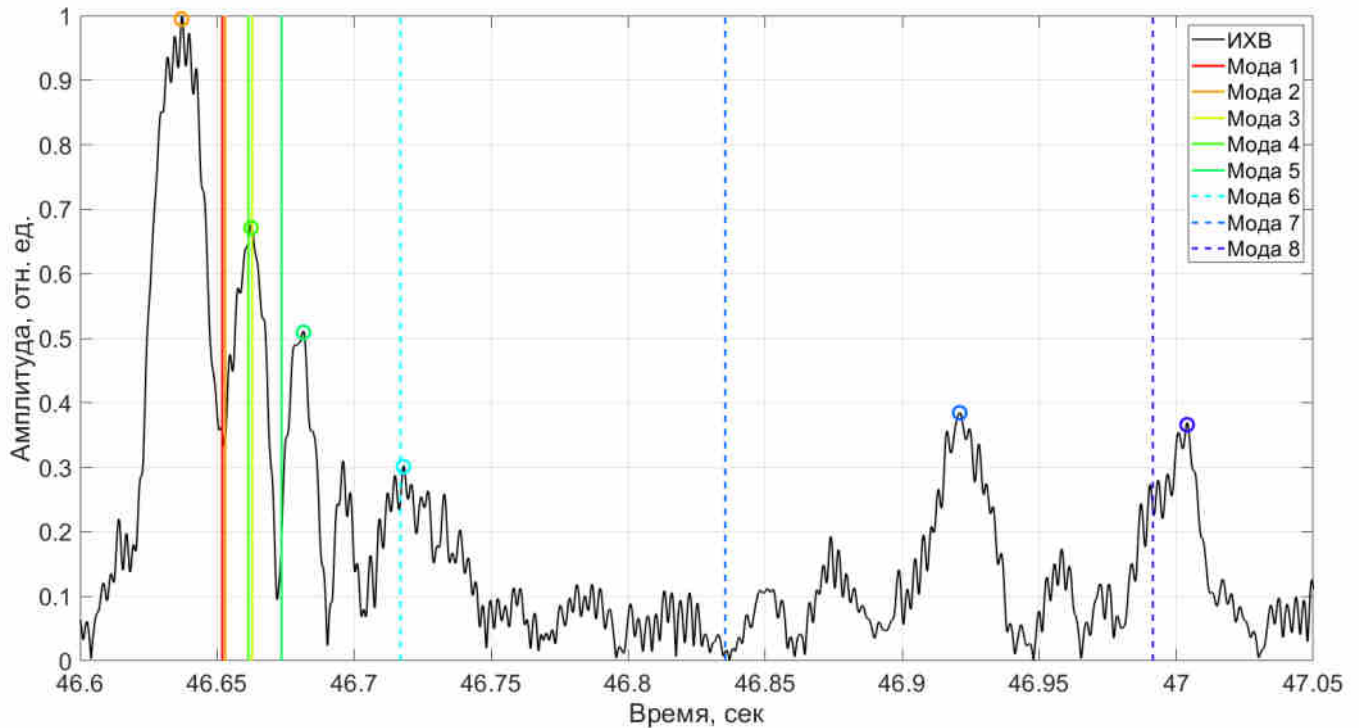


Рис. 1.3: Типичный вид ИХВ и времена прихода модальных компонент акустического сигнала (вертикальные линии, каждой модальной компоненте соответствует свой цвет) [25]. Кругами обозначены пики ИХВ, ассоциированные с модальной компонентой того же цвета.

В задачах акустической дальнометрии, как правило, представляет собой интерес пик с наибольшей амплитудой, поскольку именно он обладает наибольшей различимостью вследствие высокого показателя отношения “сигнал-шум” (и, как правило, ему соответствуют приходы энергии мод малых номеров). Это позволяет добиваться повышения точности решения задач акустической дальнометрии.

1.4. Сопоставление пиков ИХВ с теоретическими оценками времен прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема

Алгоритм оценки состоит из двух этапов, при этом первым является создание математической модели волновода. На данном этапе нас интересуют физические параметры среды, такие, как:

- батиметрия $h(x, y)$, которая доступна из баз земной топографии (включающих в себя сведения о рельефе морского дна), таких, как “GEBCO”, “ETOPO” или “SRTM”. Отметим, что наиболее часто использовалась база данных “SRTM” в силу наименьшего отклонения от экспериментальных многолетних данных, накопленных в ТОИ ДВО РАН;
- гидрология – двумерное $c_w(x, z)$ или трехмерное $c_w(x, y, z)$ поле скорости звука, которое доступно из данных натуральных экспериментов или моделей циркуляции океана;
- плотность $\rho(x, y, z)$, затухание α и скорость звука в дне c_b , которые недоступны из данных прямых измерений, но могут быть выбраны, исходя из физических соображений, поскольку их прямое измерение является затруднительным, а зачастую – невозможным. Заметим, однако, что для данной постановки задачи они оказывают незначительное влияние на результаты расчётов.

Следующим этапом является расчет времен прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема. Для получения оценок времен прихода необходимо последовательно выполнить несколько действий:

- рассчитать для каждого сечения волновода (под сечением волновода будем понимать вертикальное распределение скорости звука $c_w(z)$ в точке с

координатами (x_i, y_j)) пространственные распределения волновых чисел $k_j(x, y)$ и групповых скоростей $v_j^{gr}(x, y)$;

- рассчитать траектории собственных лучей каждой j -й модальной компоненты и интерполировать пространственные распределения групповых скоростей $v_j^{gr}(x, y)$ на траектории лучей;
- рассчитать значения эффективных скоростей $v_j^{eff}(s_i)$ и времен пробега $t_j(s_i)$ вдоль фрагментов луча s_i . Сумма данных задержек и будет представлять собой оценку времени прихода модальной компоненты акустического сигнала в точку приема.

Случай с двумерным моделированием формально будет отличаться лишь отсутствием зависимости по оси Y в силу предположения о распространении звука вдоль геодезической, т. е. вдоль линии $y = 0$. Для обоснования работоспособности методики продемонстрируем сначала её применение на относительно простых случаях. Про моделируем распространение сигнала, изображенного на верхнем подграфике Рис. 1.4 в регулярном волноводе, модель которого была представлена на Рис. 1.1. Положим скорость звука в воде $c_w = 1500$ м/с, скорость звука в дне $c_b = 1800$ м/с, плотность воды $\rho_w = 1$ г/см³, плотность донного слоя $\rho_b = 2$ г/см³, глубина дна $h = 50$ м, глубина источника $z_s = 10$ м, глубина приемника $z_r = 5$ м. Длина акустической трассы составляет 10 км. Выполним расчет сигнала в приемнике (Рис. 1.4, нижний подграфик).

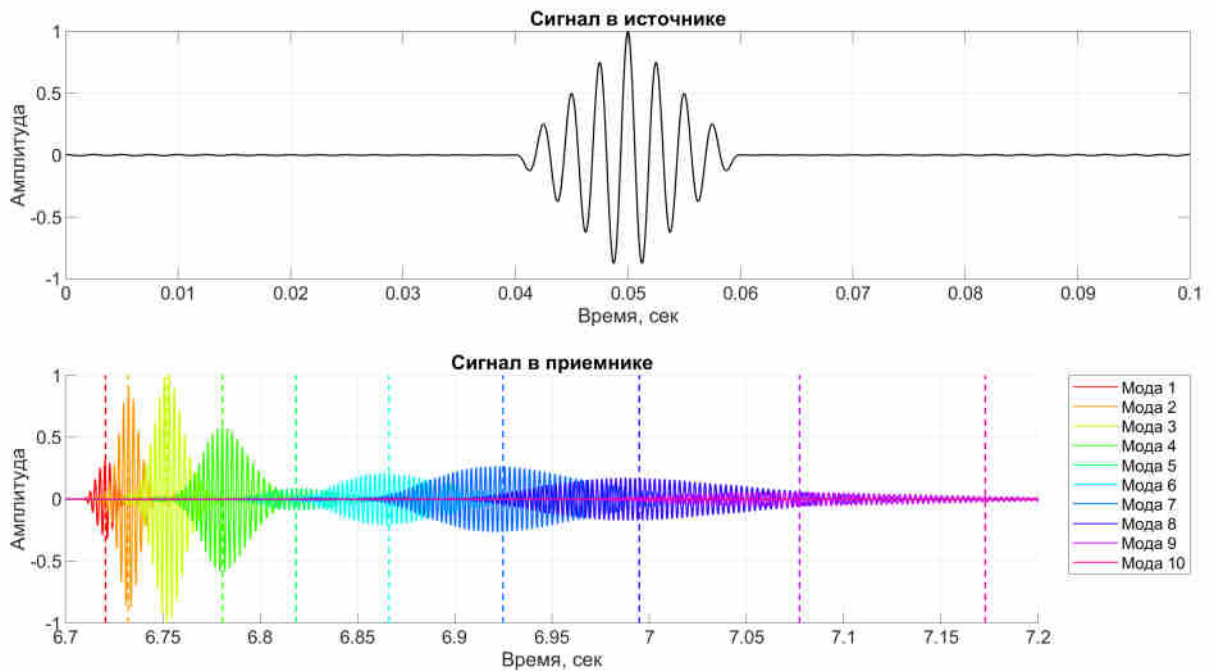


Рис. 1.4: Сигнал в источнике (верхний подграфик) и в приемнике (нижний подграфик). На нижнем подграфике также отображены вертикальными пунктирными линиями оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала. Заметно, что времена прихода модальных компонент возможно сопоставить с областями повышенной амплитуды сигнала. Следует также отметить, что данный рисунок является иллюстрацией межмодовой дисперсии, при которой энергия между модальными компонентами распределяется неравномерно.

Модальные компоненты сигнала рассчитывались в частотной области при помощи метода изображений отдельно для каждого номера моды j для частот от 1 до 2000 Гц, после чего при помощи обратного преобразования Фурье вычислялись соответствующие временные ряды. Результаты данного преобразования представлены на Рис. 1.4(нижний подграфик), на котором каждая из копий сигнала, соответствующая отдельной моде, выделена отдельным цветом. Поверх них теми же цветами отрисованы теоретические оценки времен прихода t_j модальных компонент акустического сигнала. Чтобы убедиться в соответствии оценок времен прихода областям повышенной амплитуды сигнала, выделим у данных областей левые и правые границы (с пренебрежимо малыми ампли-

| Номера мод | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|------|
| Оценка времени прихода t_j , сек | 6.72 | 6.73 | 6.75 | 6.78 | 6.82 | 6.87 | 6.92 | 6.99 | 7.08 | 7.17 |
| Левая граница интервала, сек | 6.71 | 6.72 | 6.73 | 6.75 | 6.78 | 6.82 | 6.85 | 6.91 | 6.99 | 7.11 |
| Правая граница интервала, сек | 6.73 | 6.74 | 6.78 | 6.81 | 6.85 | 6.93 | 7.01 | 7.11 | 7.16. | 7.23 |

Таблица 1.1: Времена прихода 10 модовых компонент сигнала и времена соответствующих им пиков ИХВ.

тудами по сравнению с пиковыми значениями) и занесем данные значения в таблицу 1.1. Отметим, что левые и правые границы областей повышенной амплитуды равноудалены от теоретических оценок времен прихода t_j модальных компонент акустического сигнала, помимо этого, времена прихода границ пиков ИХВ совпадают с упомянутыми оценками. Отсюда следует несколько выводов. Во-первых, предположение, что каждому пику ИХВ можно сопоставить приход акустической энергии отдельной модальной компоненты, является верным, что позволяет теоретически оценивать времена прихода модальных компонент акустических сигналов при помощи расчета групповых скоростей v_j^{gr} . Отметим, что времена прихода первой и второй модальных компонент можно отождествить с первым приходом акустической энергии от 6.71 до 6.73 сек, третью модальную компоненту отождествить со вторым приходом акустической энергии (6.74 – 6.77 сек), а третий приход акустической энергии (6.74 – 6.81 сек) сопоставить с четвертой модальной компонентой. Времена прихода модальных компонент с пятой по десятую распределены на существенно более широком интервале (6.82 – 7.17 сек). Во-вторых, при распространении в простом волноводе сигнал подвергается дисперсии, и при оценке времени его прихода в точку приема следует ориентироваться на несколько первых модальных компонент, так

как именно они переносят большую часть его энергии. Чтобы убедиться в данном факте, проверим данное предположение на клиновидном волноводе (Рис. 1.5), который за последние 20 лет стал своего рода стандартом для апробации новых методик расчета акустических полей [17; 30; 31; 73; 76].

1.5. Демонстрация работоспособности методики на примере клиновидного прибрежного волновода

Прделаем те же самые вычисления, что и в предыдущем разделе, с тем отличием, что волновод будет собой представлять прибрежный клин, батиметрия которого изображена на Рис. 1.5. Звук будет распространяться поперек

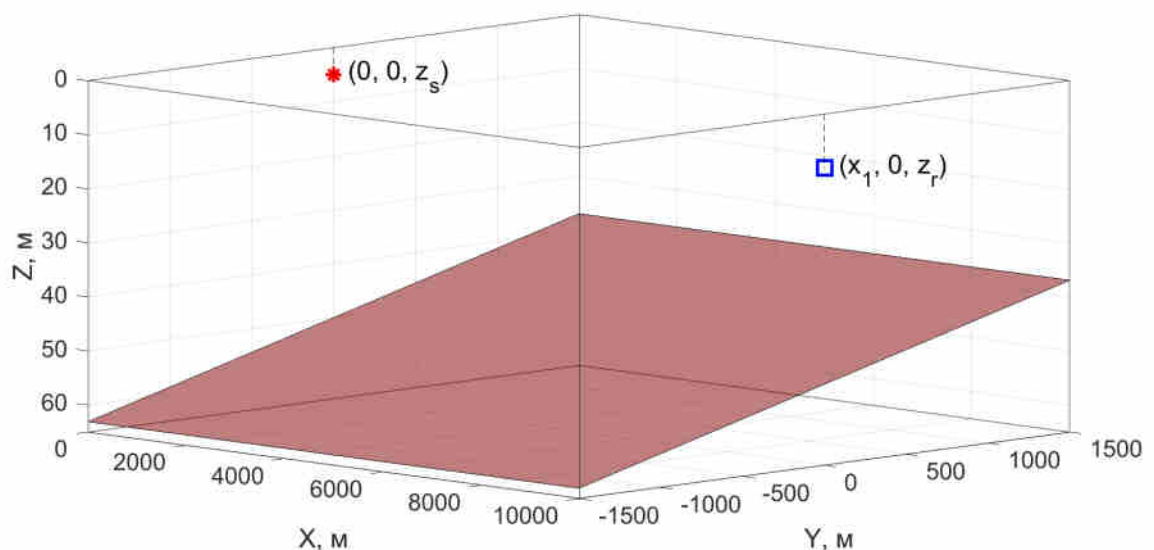


Рис. 1.5: Батиметрия клина. Источник звука обозначен круглым символом красного цвета, приемник – квадратным символом синего цвета.

клина, т. е. источник и приемник будут находиться на одной изобате, которой будет перпендикулярен градиент глубины. Аналогично предыдущему разделу, временные ряды отдельных мод рассчитывались с применением метода изображений, и результаты приведены на Рис. 1.6. Заметно, что пики временного ряда сигнала в приемнике, соответствующие приходам акустической энергии первых пяти мод, практически не изменились (по сравнению с модами высших номе-

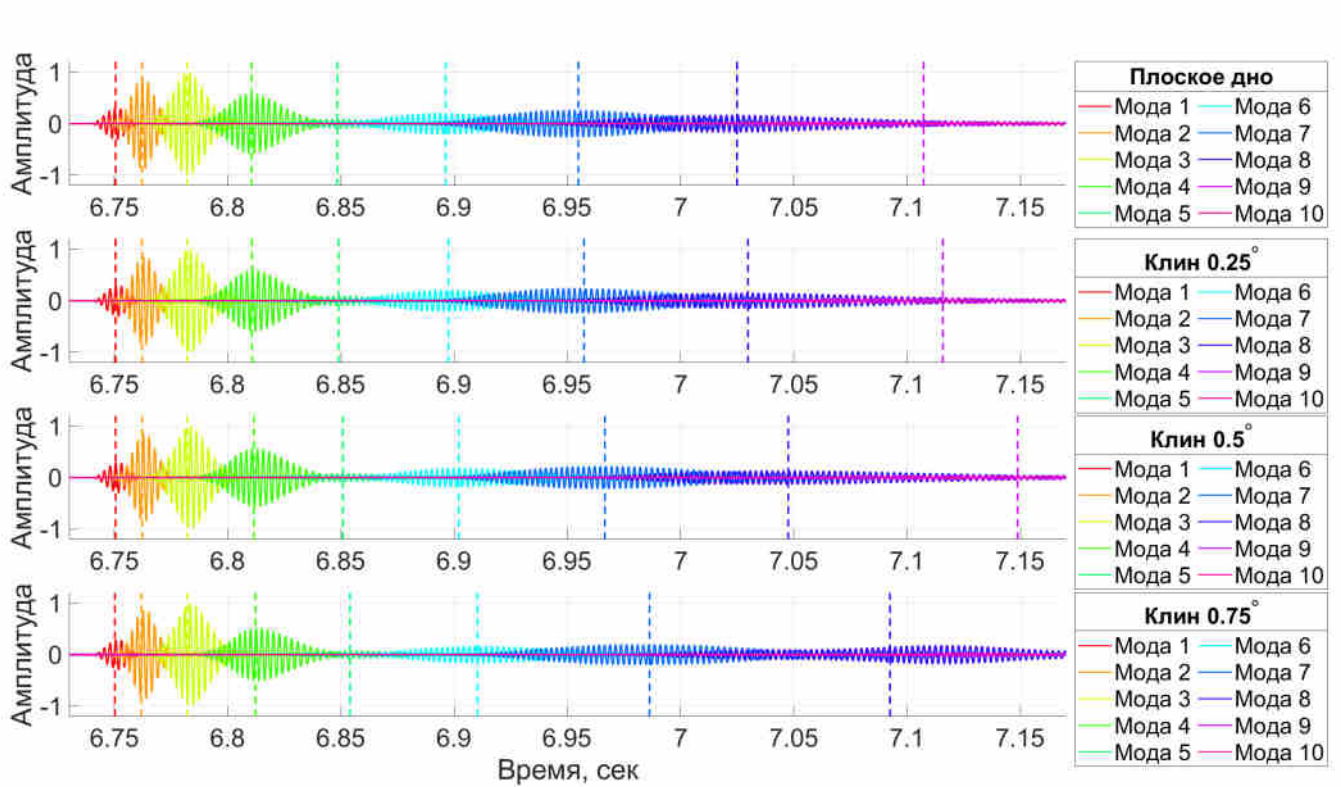


Рис. 1.6: Временные ряды сигналов в приёмнике для волновода с плоским дном и для клиновидных волноводов с углами наклона клина поперек дна 0.25° , 0.5° и 0.75° . Заметно, что времена прихода мод с первой по пятую изменились пренебрежимо мало.

ров), что подтверждает суждение о необходимости ориентироваться на времена прихода именно мод малых номеров при оценке их времен прихода. Во-вторых, изменение времен прихода мод больших номеров (с шестой по девятую) дает возможность говорить о том, что данные моды более чувствительны к эффекту горизонтальной рефракции, возникающему при наличии неоднородностей волновода (гидрологических или батиметрических). Данный эффект выражается в искривлении собственных горизонтальных лучей, в связи с чем модальные компоненты проходят большее расстояние, чем длина геодезической, соединяющей источник и приемник. Более детально рост времен прихода в зависимости от номера моды и угла наклона клина проиллюстрирован на Рис. 1.7.

Удлинения горизонтальных лучей изображены на Рис. 1.8. Искривление (и вызванное этим удлинением) собственных лучей приводит к тому, что звук, пере-

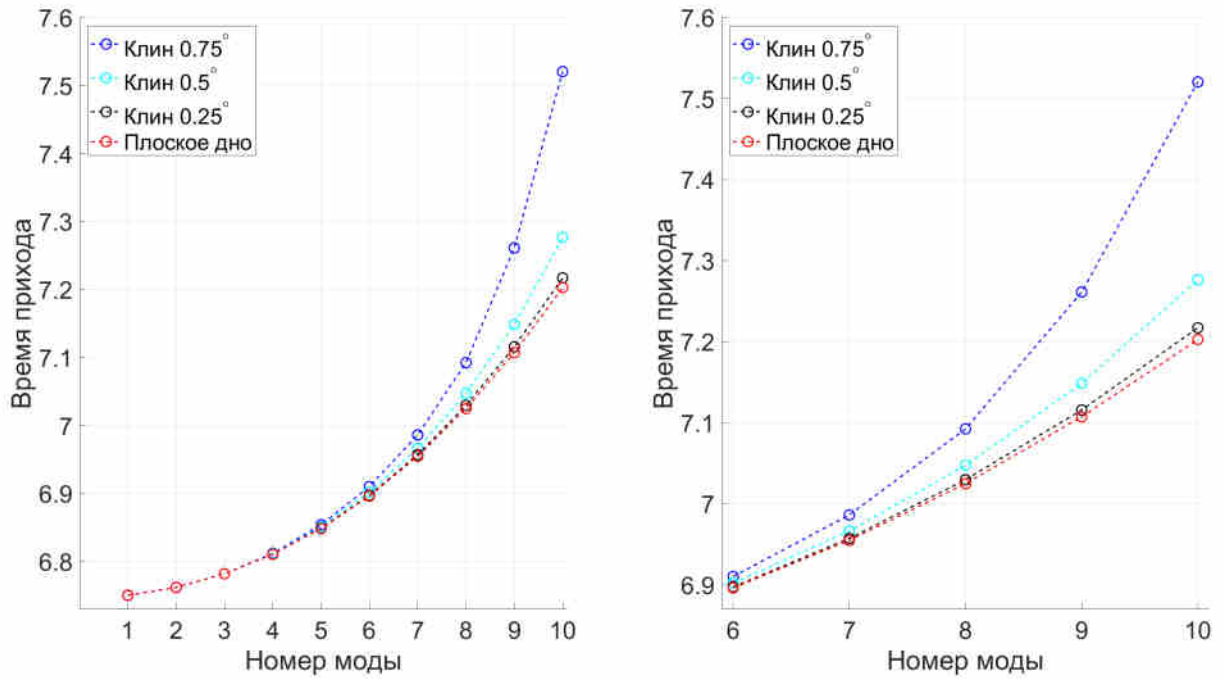


Рис. 1.7: Времена прихода в точку приема первых десяти модальных компонент для трех значений угла наклона дна клиновидного волновода. Каждому углу наклона клина соответствует свой цвет. Заметно, что с ростом наклона клина времена прихода мод больших номеров возрастают больше, чем времена прихода мод малых номеров.

носимый соответствующими вертикальными модами, проходит большее расстояние от источника до приемника. Как было упомянуто ранее, влияние данного эффекта можно оценить количественно, оценив удлинение луча относительно геодезической и угол его выхода из источника относительно оси X . Данные величины приведены на Рис. 1.9.

В целом, приведённые примеры как с плоским, так и с клиновидным дном продемонстрировали работоспособность изложенной методики на простых примерах. В следующих главах будут показаны результаты применения данной методики к моделированию реальных экспериментов в нерегулярных волноводах.

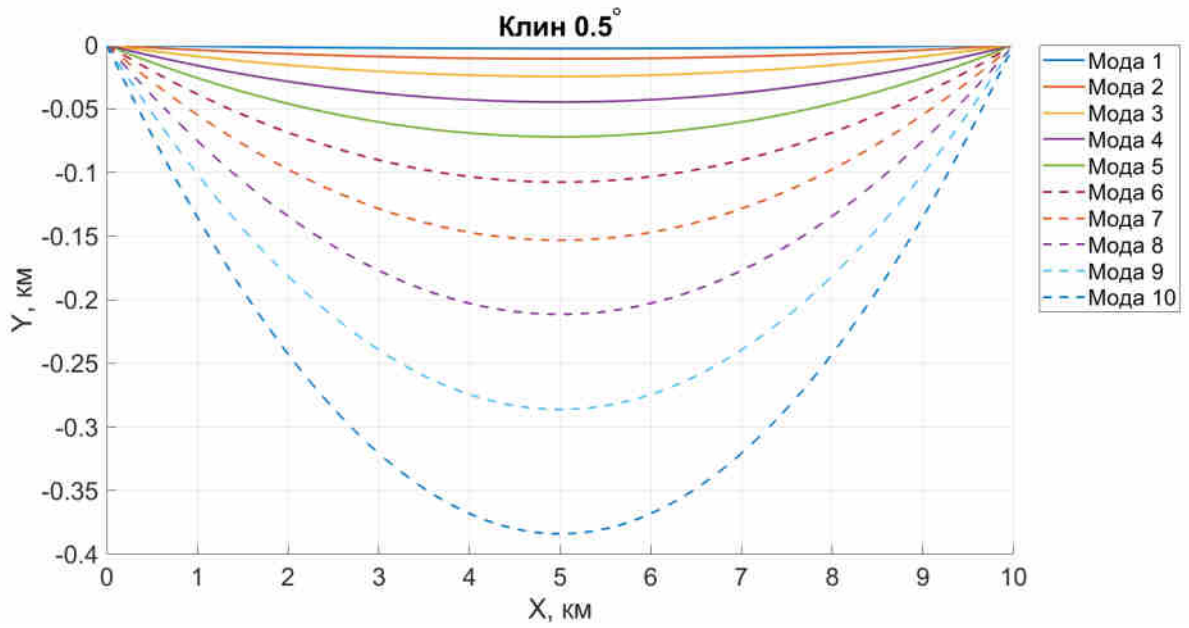


Рис. 1.8: Собственные лучи первых десяти модальных компонент для клиновидного волновода с наклоном 0.5° . Заметно значительное отклонение лучей мод больших номеров от геодезической (линия $X = 0$).

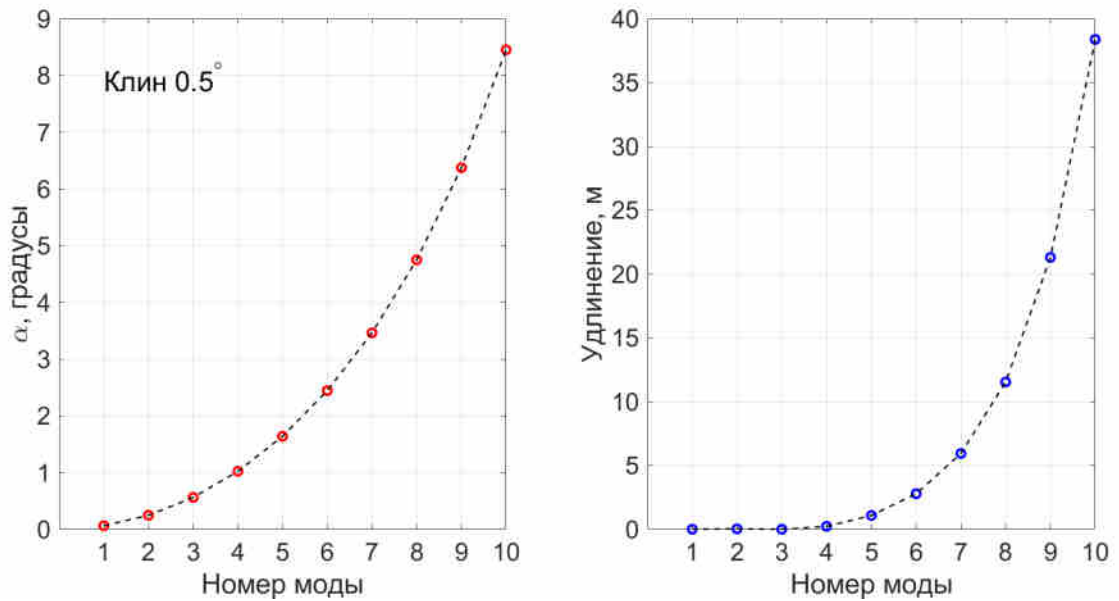


Рис. 1.9: Углы выхода (левый подграфик) и удлинения относительно геодезической (правый подграфик) собственных лучей первых десяти модальных компонент для волновода с наклоном 0.5° .

1.6. К вопросу о применении лучевого метода к описанию дальнего распространения звука в океане

Как уже отмечалось во Введении, одним из известных методов является расчёт лучей [16; 17], которые мы будем называть вертикальными (поскольку они рассчитываются в плоскости “расстояние-глубина”), чтобы избежать возможной путаницы с горизонтальными лучами. Его применение к задачам дальнего распространения в океане [14; 15; 81–83] не всегда дает результат, точно описывающий структуру ИХВ. Как правило, “главные” (наиболее мощные) пики рассчитанной по лучам ИХВ совпадают с главными пиками ИХВ, полученной в эксперименте, при этом отсутствуют вторичные пики, т. е. не воспроизводится структура ИХВ, в т. ч. и потому, что задача трассировки лучей реализована в виде алгоритма с низкой эффективностью. Это связано с тем, что при кажущейся вычислительной простоте данный метод применительно к задачам дальнего распространения звука имеет следующие особенности:

- в отдельных случаях для корректного расчета поля требуется, чтобы приёмник находился не в зоне тени или не на каустике, что не всегда заранее предсказуемо;
- в связи со сложной формой ВРСЗ могут возникнуть ложные каустики. Использование метода ВКБ [16; 17] накладывает на вариации профиля ограничения (малость $\frac{dc}{dz}$ и $\frac{dc}{dr}$ на длину волны), что необязательно выполняется для реальных ВРСЗ;
- лучи трассируются путем численного решения системы Гамильтона, что приводит к значительному накоплению ошибки округления.

Следует отметить, что экспериментальный ВРСЗ практически всегда не является гладкой функцией, а представляет собой линию с достаточно быстро меняющимися производными высших порядков (что критически важно для оценки

ошибки расчета луча численным способом). Данную проблему можно решить путём сглаживания профиля, но не всегда количество точек сглаживания заранее известно. С одной стороны, недостаточное сглаживание не избавит профиль от своего рода “выбросов”, а чрезмерное сглаживание приведет к утрате профилем своей структуры и характерных особенностей. Отметим, что метод нормальных волн к данной особенности нечувствителен. Помимо этого, луч представляет собой глобальную сущность, что требует его расчёта от источника до приёмника даже в случае регулярного волновода, в котором параметры не меняются, тогда как в случае с методом нормальных волн достаточно один раз рассчитать волновые числа k_j и модовые функции $\phi_j(z)$. Важно также упомянуть, что методом вертикальных лучей пока невозможно сколь-нибудь точно моделировать распространение звука в трёхмерных случаях, что было подробно описано в [18; 64]. В связи с этим возникает необходимость использовать другие методы для задач моделирования распространения звука с шельфа в глубокий океан.

1.7. Выводы к Главе 1

При моделировании распространения импульсных сигналов в сценариях типа “шельф-глубокий океан” важно учитывать физические эффекты, возникающие при таком типе распространения. В первую очередь к ним следует отнести горизонтальную и вертикальную рефракцию, а также трансформацию сигнала, обусловленную волноводной дисперсией. Ключевым результатом моделирования распространения импульсных сигналов являются времена прихода модальных компонент, для точного расчета которых следует использовать вышеизложенную методику. Методика основана на методе нормальных волн в двумерном случае и его комбинацией с лучевой теорией в трехмерном случае. Отличительной особенностью данной оценки является возможность использования гидрологических данных, получаемых из моделей циркуляции океана.

В дальнейшем будет показано, что упомянутые модели, ассимилирующие реальные океанографические данные, способны предоставить пространственные распределения скорости звука в интересующей акватории с небольшим (обеспечивающим малое изменение параметров среды) расстоянием между узлами сетки, благодаря чему достигается высокая точность прогноза времен прихода модальных компонент. Данная точность позволяет расшифровать ИХВ и однозначно (либо с небольшой погрешностью) сопоставить пикам ИХВ времена прихода модальных компонент и их групп.

Результаты, изложенные в данной главе, были опубликованы в статье [31].

Глава 2

Двумерное моделирование распространения звука из мелкого моря в глубокий океан

При работе АНПА на значительном удалении от центров управления и связи и в условиях погружения на большие глубины возникает задача их подводного позиционирования. В рамках предлагаемого в диссертации подхода эта задача сводится к расчету времени прихода модальной компоненты импульсного сигнала и её ассоциации с каким-либо пиком ИХВ. В силу того, что океан является динамически меняющейся средой, для расчета времени прихода модальных компонент импульсного сигнала требуется оценка их групповых скоростей с большей точностью, чем может позволить существующая методика, основанная на измерении скорости звука на оси ПЗК [46—48; 84]. В случае со слабо нерегулярным волноводом (волноводом, слабо меняющимся с расстоянием) возможно использовать методику оценки групповых скоростей, изложенную в Главе 1, которая при заранее рассчитанных модовых функциях и волновых числах для данного сечения волновода позволяет свести задачу расчета групповых скоростей к вычислению нескольких интегралов. Однако следует отметить, что данная методика предполагает адиабатическое распространение волн, т. е. отсутствие интенсивного обмена энергией между модами. Предположение об адиабатическом распространении основано на том, что волновод является медленно меняющимся, что зачастую справедливо для шельфовой и глубоководных частей в большинстве случаев [31; 85], в то время, как континентальный склон является зоной с ярко выраженным градиентом глубин. В силу этого особый интерес представляет собой применимость данной методики к сценариям, в которых адиабатичность распространения нарушается при переходе из мелкого моря в глубокий океан. Возникает задача корректной оценки применимости данной методики для оценки групповых скоростей в задачах,

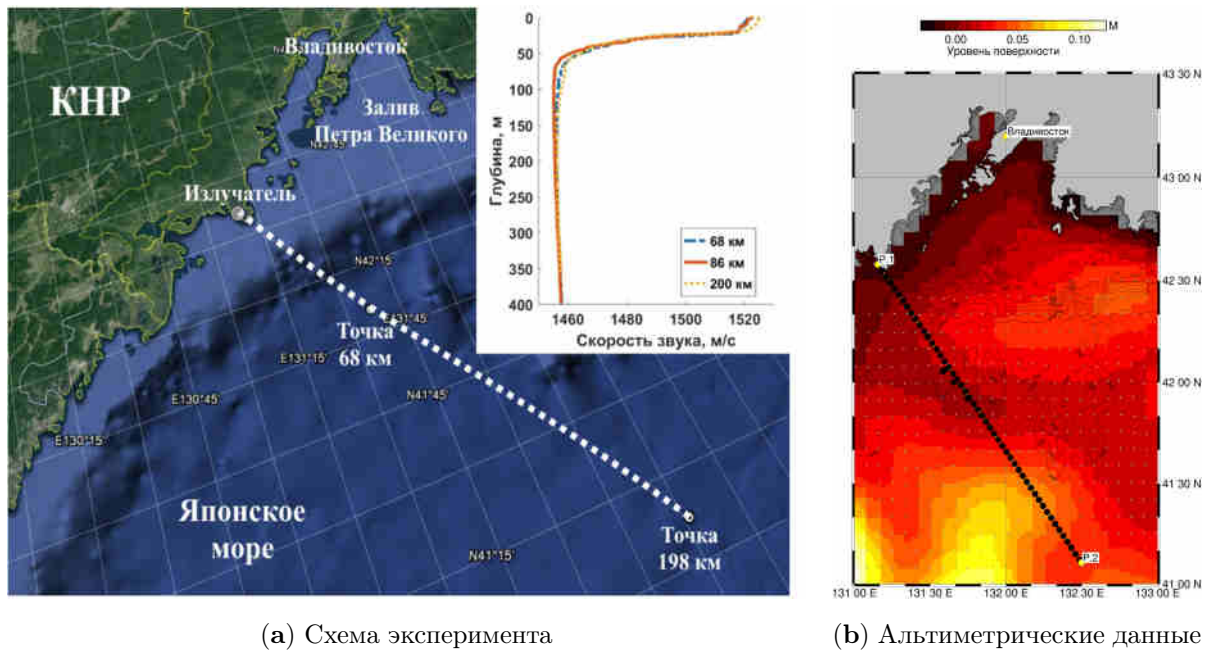
предполагающих достаточно резкие изменения волновода с расстоянием. Помимо этого, данная задача требует информации о поле скорости звука для реализации методики расчета групповых скоростей, при этом адекватность учета влияния эффектов при математическом моделировании распространения звука прямо зависит от качества имеющихся данных (расстояние между вертикальными распределениями скорости звука (ВРСЗ) не более 5-7 км). Зачастую экспериментальные данные гидрологического зондирования имеют заведомо меньшее пространственное разрешение и малоприспособны для использования при моделировании [25], поскольку не позволяют учесть влияние неоднородностей волновода, размер которых меньше, чем шаг между экспериментальными ВРСЗ. В силу этого необходим альтернативный источник информации о поле скорости звука вдоль акустической трассы, способный к выдаче гидрологических полей на плотной сетке. Устоявшейся практикой [8; 86] является упрощение задачи и использование одного профиля скорости звука, т. е. волновод в таких задачах вполне можно назвать регулярным, что, однако, ставит под сомнение способность данной модели воспроизводить эффекты, возникающие на гидрологических неоднородностях. Отметим, что при определённых условиях удастся отследить связь [87; 88] между зонами интенсивного межмодового взаимодействия и зонами горизонтальных неоднородностей волновода, что, в конечном итоге, влияет на времена прихода модальных компонент [89].

Наиболее перспективным источником оперативных прогнозов поля скорости звука на акватории, например, целого моря, в настоящее время, по-видимому, являются модели глобальной циркуляции океана [90; 91]. Точность прогнозирования динамики различных гидрофизических полей, обеспечиваемая моделями глобальной циркуляции, сильно зависит от того, насколько они учитывают ассимилируемые в реальном времени данные натурных измерений (например, данные спутниковой альтиметрии и данные с дрейфующих буев-измерителей). Предполагается, что такие модели, будучи откалиброванными по данным прямых натурных измерений, могут обеспечить учет тонких физических эффектов,

связанных с распространением звука в сложной морской среде, и за счет этого повысить точность решения задач акустической дальнометрии. Следует, однако, заметить, что в рамках данной методики мы считаем модовую дисперсию более значительным фактором, чем рассеяние на внутренних волнах, которое не учитывается в данных моделях. В данном разделе демонстрируется успешное применение методики, изложенной в первой главе, с использованием выходных данных циркуляции океана NEMO.

2.1. Описание эксперимента

Обсуждаемый в данном разделе эксперимент был реализован усилиями ТОИ ДВО РАН в сентябре 2017 г. на акустической трассе, представленной на Рис. 2.1.



(а) Схема эксперимента

(б) Альтиметрические данные

Рис. 2.1: Карта рельефа дна (а) с наложенной на неё акустической трассой (последовательность белых маркеров) и вертикальными распределениями скорости звука, полученными в ходе эксперимента, а также контурная карта уровня поверхности океана (б) (SSH(долгота, широта)), полученная с помощью прогноза модели NEMO. Цветом представлены значения отклонения поверхности океана относительно геоида. Акустическая трасса представлена последовательностью черных маркеров.

В 150 метрах от береговой линии вблизи мыса Шульца на глубине 34 м был установлен на грунт широкополосный пьезокерамический излучатель (в дальнейшем – источник навигационных сигналов (ИНС)), излучавший один раз в минуту узкополосные сложные фазоманипулированные сигналы (М-последовательности длиной 1023 символа, 4 периода несущей частоты на символ) с центральной частотой 400 Гц (полоса частот 375–425 Гц). Сигналы принимались в глубоководной части Японского моря в четырех точках трассы на удалениях около 68, 86, 90 и 198 км от источника. По результатам проведенной корреляционной обработки зарегистрированных сигналов с репликами излученных были построены импульсные характеристики волновода (ИХВ). Если считать, что x

– излученный сигнал, а y – принятый, то временной ряд ИХВ $p = p(t)$ можно рассчитать при помощи встроенной команды MatLab:

$$[p, t] = \text{xcorr}(y, x).$$

Физически это соответствует следующим расчётам:

$$R_{xy} = E \{x_{n+m}y_n^*\} = E \{x_ny_{n-m}^*\},$$

где величина E представляет собой математическое ожидание. Итоговый временной ряд ИХВ выглядит следующим образом:

$$p(t_m) = \hat{R}_{xy}(m - N) \quad , m = 1, 2, \dots, 2N - 1.$$

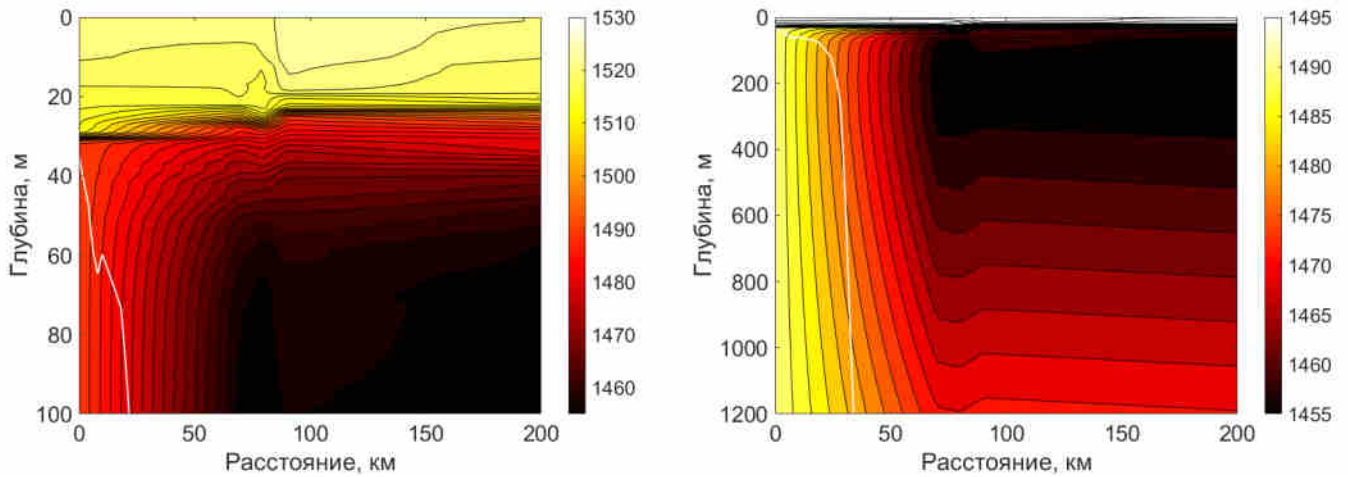
В данном разделе, однако, будут рассматриваться только ИХВ, рассчитанные по записям сигналов, принятых в точках № 2 и 5, удаленных от ИНС на 68 и 198 км соответственно. При проведении эксперимента было выполнено гидрологическое зондирование в пяти точках, одна из которых находится поблизости от точки излучения в мелководной части трассы, а остальные четыре – в точках приема сигналов. Поле скорости звука, представленное на Рис. 2.2(а) и (б), было получено интерполяцией данных с пяти ВРСЗ на вертикальную плоскость. Как будет показано далее, поле скорости звука, показанное на Рис. 2.2(а), не дает возможности адекватно предсказать эффективные скорости распространения сигналов вдоль рассматриваемой трассы в силу малого пространственного разрешения таких данных и, как следствие, невозможности учесть нерегулярность рассматриваемого волновода.

2.2. Поля скорости звука

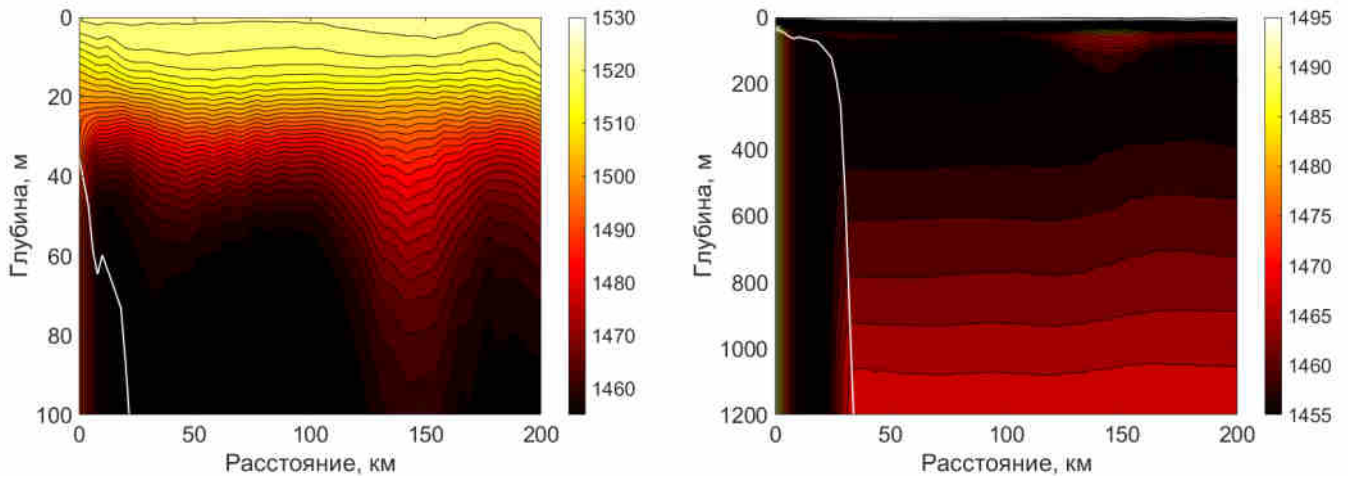
Как видно из Рис. 2.1, точки зондирования неравномерно распределены по трассе. Во-первых, для 30-километровой мелководной зоны недостаточно только одного ВРСЗ, записанного поблизости от точки излучения. Во-вторых, на последних 110 км поле скорости звука получено путем интерполяции с двух

ВРСЗ, находящихся на расстоянии 90 и 200 км от точки излучения, соответственно. В данном случае между ними может находиться даже крупномасштабная неоднородность (например, синоптический вихрь с поперечными размерами не менее 100 км), которая вовсе не найдет отражения в построенном поле. Влияние подобного рода неоднородностей описано, например, в [24; 38; 92]. Тем не менее, в реальных условиях функционирования гидроакустических навигационных систем большой дальности маловероятна доступность измерений ВРСЗ где-либо, кроме как в точках излучения и приема, следовательно, поле скорости звука вдоль акустической трассы будет ещё более разреженным. В таком поле невозможно выполнить одно из главных условий для корректного расчета эффективных скоростей – линейность изменения групповых скоростей между сечениями волновода в силу малости изменения расстояния между ними. В настоящее время наиболее часто используемыми в задачах реанализа и прогнозирования состояния водной толщи глобальными моделями циркуляции океана являются HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model) [91] и NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean) [90]. Данные модели позволяют получать адекватные оценки ВРСЗ с шагом $1/12$ градуса по широте и долготе для глобального масштаба, что позволяет обеспечить расстояние между узлами расчетной сетки групповых скоростей не более 8 километров. При этом в них с высокой точностью воспроизводятся крупномасштабные неоднородности поля скорости звука, например, обусловленные наличием на рассматриваемой акватории синоптических вихрей [24; 38]. Обе эти модели основаны на численном решении уравнений Навье–Стокса, а их основное отличие заключается в структуре координатной сетки по глубине (как следует из названия, сетка в модели HYCOM является гибридной и использует различные координаты в разных слоях водной толщи). Как было отмечено выше, авторы работ [8; 86] получали гидрологические данные из модели HYCOM, которой обычно пользуются государственные организации США. При выполнении настоящего исследования было отдано предпочтение прогнозу модели NEMO из-за лучшей степени

согласованности с имеющимися в нашем распоряжении данными натуральных измерений. Полученное из данных прогноза поле скорости звука в вертикальной плоскости, содержащей рассматриваемую трассу, представлено на Рис. 2.2(b). Аналогичное поле скорости звука, полученное путем линейной интерполяции пяти экспериментальных ВРСЗ, изображено на Рис. 2.2(a).



(a) Поле гидрологии, эксперимент



(b) Поле гидрологии, NEMO

Рис. 2.2: Гидрологические данные, полученные в эксперименте (a) и из прогноза модели NEMO (b), (пунктирными линиями обозначены точки, в которых проводились гидрологические измерения). Левый и правый подграфик приведены для мелководной и глубоководной частей волновода, соответственно.

Как видно из Рис. 2.2(b), приблизительно в 140 км от начала трассы имеет-

ся крупномасштабная неоднородность поля скорости звука, приводящая к весьма характерному “разбеганию” его изолиний. Вероятно, в данном случае это является следствием наличия синоптического вихря на отрезке трассы от 120 до 160 км от ИНС, что подтверждается альтиметрической картой поверхности океана, также построенной при помощи модели NEMO. Данный вихрь не может быть обнаружен в имеющихся данных гидрологического зондирования в силу их малого разрешения. Применим описанную в Главе 1 методику оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала к двум акустическим трассам длиной 68 и 198 км, соответственно. Для этого потребуется рассчитать по полям скоростей звука (Рис. 2.2(a) и (b), соответственно) групповые скорости модальных компонент акустического сигнала, после чего усреднить их при помощи понятия эффективной скорости j -й модальной компоненты v_j^{eff} , и затем получить частное известного расстояния от ИНС с полученной v_j^{eff} . Следует заметить, что в данном случае акустическая трасса ориентирована практически перпендикулярно градиенту глубин, поэтому в данном эксперименте не ожидается проявления горизонтальной рефракции, заключающейся в искривлении и удлинении собственных лучей модальных компонент. Расчет эффективных скоростей v_j^{eff} и времен прихода t_j будет выполняться в предположении о том, что звук распространяется вдоль геодезической.

2.2.1. Применимость данных прогноза моделей циркуляции океана к моделированию распространения звука

Как было отмечено ранее, в настоящее время наиболее часто используемыми в задачах реанализа и прогнозирования состояния водной толщи глобальными моделями циркуляции океана являются HYCOM (Hybrid Coordinate Ocean Model) и NEMO (Nucleus for European Modelling of the Ocean), основанные на численном решении уравнений Навье-Стокса. Основное различие заключается в структуре координатной сетки по глубине – модель NEMO использует т. н. горизонтальную структуру [90], т. е. сетка по глубине z является равномерной и

не меняется в зависимости от пространственных координат x, y (долгота и широта). В модели НУСОМ используется гибридная система координат [91] – горизонтальная структура в мелком море и т. н. s – или σ – координаты в глубоком океане, которые, по сути, позволяют оперировать слоями. Следует, однако, отметить, что сравнение данных, предоставляемых моделями циркуляции океана, с экспериментальными ВРСЗ, говорит о слабой прогностической способности моделей в мелководной зоне. В глубоководной зоне основные характеристики поля скорости звука, такие, как глубина залегания ПЗК и скорость на его оси воспроизводятся вполне корректно, что позволяет использовать данные моделей циркуляции океана без дополнительных манипуляций. В мелководной зоне, тем не менее, необходимо использовать актуальные данные гидрологического зондирования, которые, как минимум, могут быть получены в точке излучения сигналов. Возникает вопрос о существовании альтернативных методик для получения оценок эффективных скоростей распространения звука в шельфовой части. В отсутствие возможности произвести гидрологическое зондирование одной из таких методик может быть использование среднесезонных данных, при которых оценка скорости звука производится на основе предшествующих измерений [93–95]. При достаточно большом объеме среднесезонных данных становится возможным, например, отследить сезонную изменчивость ВРСЗ на шельфе. Однако у данной методики есть недостаток, связанный с отсутствием учета суточной динамики профиля скорости звука в целом, и его верхней части (наиболее подверженной резким изменениям температуры из-за прогрева солнечными лучами) – в частности. В работах [96; 97] авторами продемонстрировано, например, полное исчезновение приповерхностного звукового канала в августе в период с 08:00 до 17:00 и уменьшение термоклина в сентябре с 19:00 до 22:00 во время исследований, проводившихся на акустико-гидрофизическом полигоне ТОИ ДВО РАН (морская экспедиционная станция на м. Шульца в заливе Посьета, Приморский край). Данные явления приводят к резким скачкам групповых скоростей, и, как следствие, могут вызвать рост ошибок определения

дальности.

Вышесказанное позволяет сделать вывод о необходимости комбинировать гидрологические данные для проведения моделирования. На шельфе следует использовать данные гидрологического зондирования в точке излучения, поскольку они точно отражают глубину придонного звукового канала и толщину слоя скачка. Достаточно точные оценки поля скорости звука в глубоком океане можно получить из моделей циркуляции океана, при этом следует обратить внимание на возможность ассимиляции моделью реальных океанографических данных. Допустимым способом оценки скорости звука в зоне свала глубин будет являться интерполяция между полями на шельфе и в глубоком океане, поскольку в силу малой протяженности континентального склона можно считать, что скорость звука в данной области меняется линейно.

2.3. Времена прихода модальных компонент акустического сигнала

Вернемся к расчету и усреднению групповых скоростей v_j^{eff} вдоль геодезической. Результатом реализации данного алгоритма являются времена прихода модальных компонент T_j в точку приема, которые в дальнейшем сравниваются с импульсной характеристикой волновода на рассматриваемой трассе. Результаты такого сравнения представлены на Рис. 2.3(а, с) и (b, d) для точек приема, удаленных на расстояния 68 и 198 км от источника, соответственно.

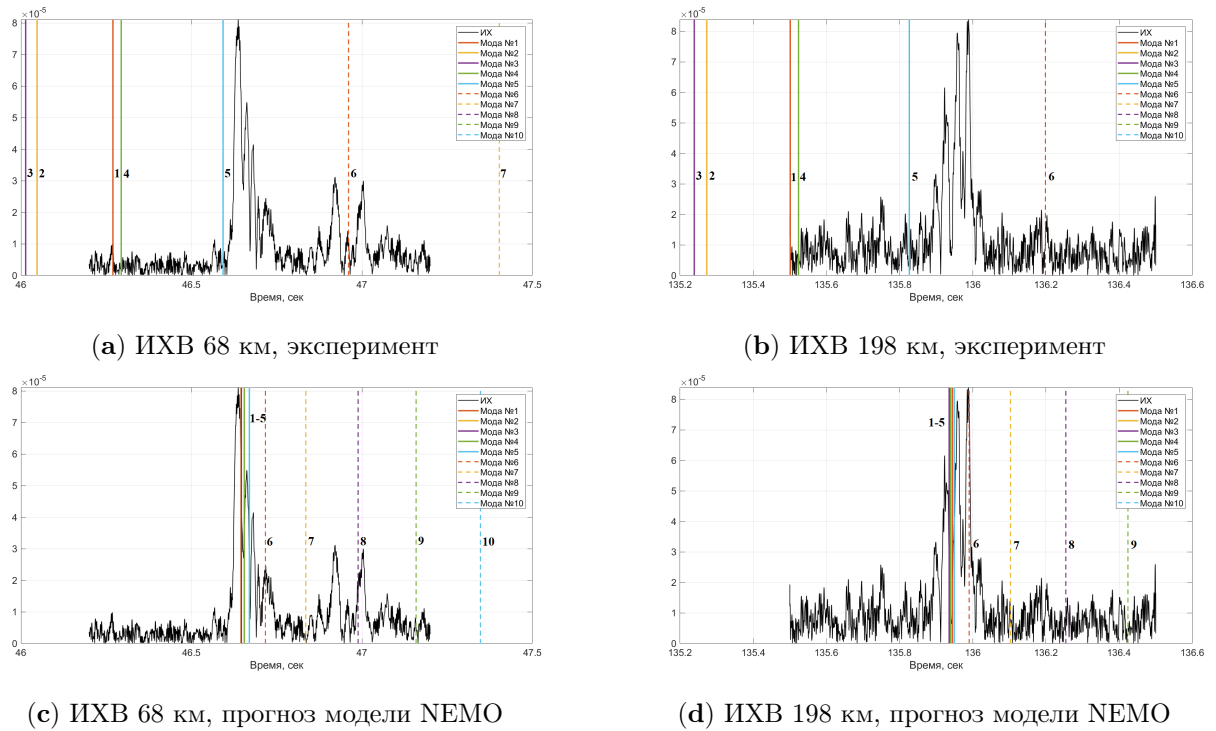


Рис. 2.3: Импульсная характеристика волновода, полученная в эксперименте, и времена прихода (вертикальные линии с номерами), соответствующие групповым скоростям различных мод, усредненным по трассе от ИНС до точки 68 км, рассчитанным с использованием (а) – данных натуральных гидрологических зондирований и (с) – данных прогноза модели NEMO. Аналогичные графики для акустической трассы от ИНС до точки 198 км, (b) – данных натуральных гидрологических зондирований и (d) – данных прогноза модели NEMO.

Как видно из Рис. 2.3(a) и (b), интерполяция разрозненных данных натуральных гидрологических зондирований на всю трассу не позволяет спрогнозировать ни правильную структуру приходов, ни абсолютные значения соответствующих времен. В этом случае компоненты, соответствующие мелководным модам 1-5, не формируют единой группы и оказываются распределенными по достаточно большому временному интервалу. В силу этого не представляется возможным ассоциировать какие-либо пики импульсной характеристики с акустическими модами, поскольку имеющиеся погрешности порядка 100 миллисекунд не позволяют однозначно отождествить теоретически рассчитанные

времена прихода с теми или иными приходами акустической энергии. Видно, что для обеих точек приема групповые скорости, рассчитанные с использованием гидрологического разреза из прогноза модели NEMO, обеспечивают существенно лучшее согласие структуры приходов с наблюдаемыми в эксперименте. В обеих точках времена прихода, рассчитанные по групповым скоростям 1–6 мод образуют плотную группу, которую можно связать с центральным пиком ИХВ. Как видно из Рис. 2.3(b), соответствующего точке приема, удаленной на 68 км от источника, компоненты мод 7–10 соответствуют нескольким поздним приходам малой интенсивности, следующим за основными пиками. На расстоянии 198 км (Рис. 2.3(d)) от источника эти приходы уже теряются на фоне шумов, однако структура группы основных пиков ИХВ остается той же, что и для точки приема, удаленной от источника на 68 км. В целом отметим, что поле скорости звука, построенное по модельным данным, позволяет адекватно предсказать структуру приходов в импульсной характеристике принимаемого сигнала (как абсолютные значения времен, так и их разделение во времени друг относительно друга).

Рассмотрим теперь более подробно график, показанный на Рис. 2.3(c) (см. также Рис. 2.4).

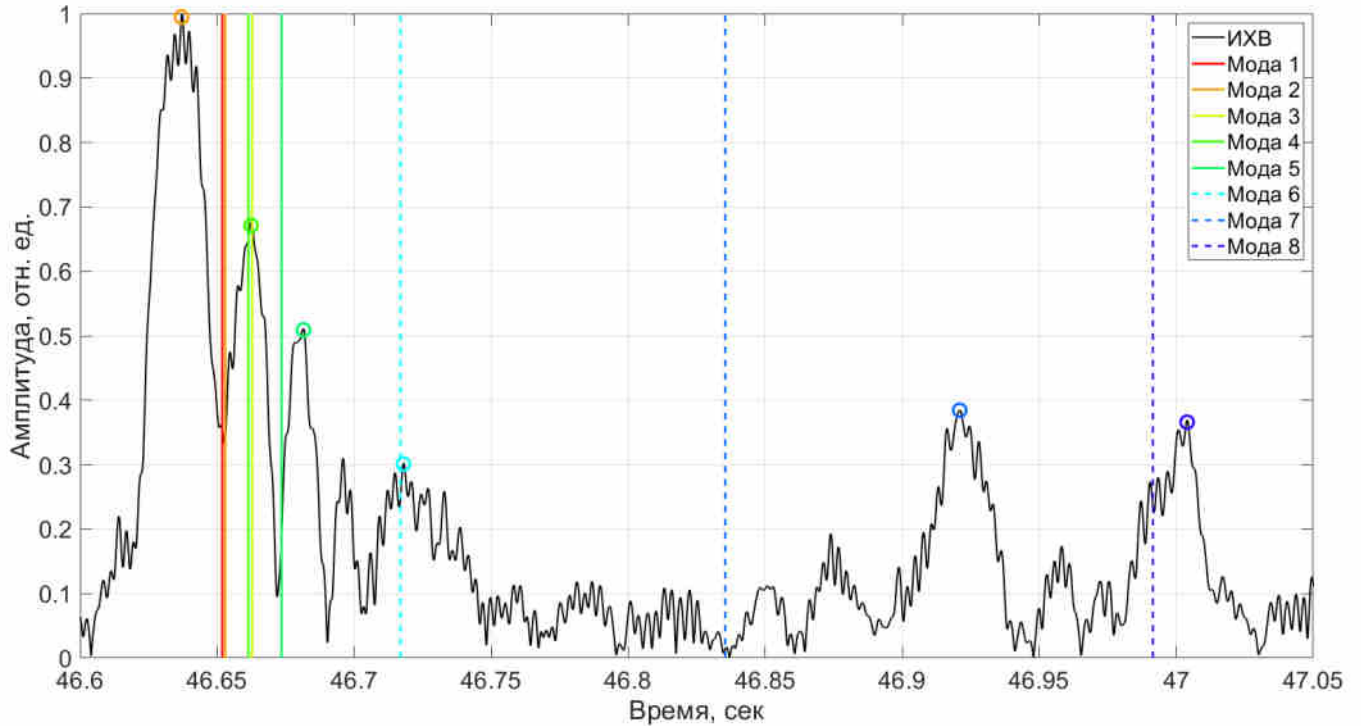


Рис. 2.4: Импульсная характеристика волновода и времена прихода различных мод в точку приема 68 км, рассчитанные при помощи данных прогноза модели NEMO (см. Рис. 2.2(b)). Кружками обозначены пики ИХВ, ассоциированные с модальной компонентой того же цвета.

Как видно, теоретические времена прихода t_j , рассчитанные по усредненным по трассе групповым скоростям отдельных мод, можно ассоциировать с отдельными пиками импульсной характеристики, которые выделены на графике пунктирными кружками, при этом их цвет соответствует цветам ассоциируемых с ними пиков модальных компонент. Разности между теоретически рассчитанными временами прихода модальных компонент сигнала и координатами ближайших пиков импульсной характеристики приведены в Табл. 2.1. Видно, что теоретически рассчитанные времена прихода модальных компонент хорошо согласуются с ассоциированными с ними пиками экспериментальной ИХВ, и среднее расхождение между ними τ составляет около 21 миллисекунды. При этом ширина автокорреляционной функции использованных в эксперименте М-последовательностей составляет 10 миллисекунд, следовательно, невозмож-

| Номера мод (групп мод) | 1-3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|------------------------|-----|---|----|---|----|----|
| Разность τ , мс | 8 | 7 | 12 | 1 | 86 | 15 |

Таблица 2.1: Разность времен прихода 8 модальных компонент сигнала и времен прихода соответствующих ближайшим к ним пикам ИХВ.

но разделение пиков ИХВ, отстоящих друг от друга менее, чем на эту величину. Из этого следует вывод о том, что расхождения методики оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала, основанной на усреднении групповых скоростей, сопоставимы с погрешностью используемой методики. Рассмотрим подробнее связанный с этим вопрос о разрешимости пиков ИХВ в контексте дисперсии сигналов. Для этого рассчитаем времена прихода модальных компонент в точку приёма 68 км для частот 350 и 450 Гц, чтобы оценить внутримодовую дисперсию. Такой выбор частот обусловлен шириной частотной полосы сигналов, использовавшихся в эксперименте. Результаты изобразим на Рис. 2.5 подобно тому, как это было сделано на Рис. 2.4. В данном случае приходы модовых импульсов будут изображены в виде треугольников, при этом левая граница основания, вершина и правая граница основания которых представляют собой времена прихода модовых компонент с частотой 350, 400 и 450 Гц, соответственно (для модальных компонент с номерами $j = 2, 4 - 9$ левая граница соответствует частоте 450 Гц, а правая – 350 Гц).

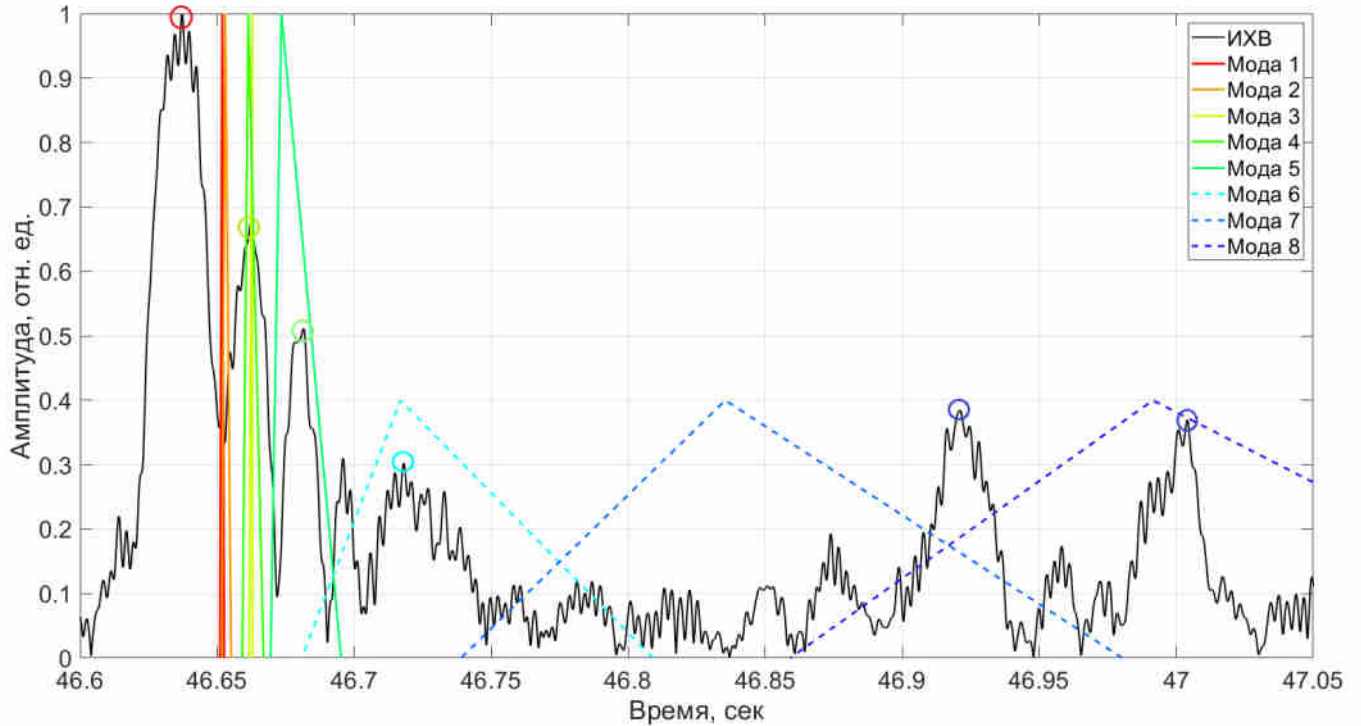


Рис. 2.5: Импульсная характеристика волновода и времена прихода различных мод с частотой 350, 400 и 450 Гц в точку приема 68 км, рассчитанные при помощи данных прогноза модели NEMO (см. Рис. 2.2(b)). По величине основания треугольников можно оценить внутримодовую дисперсию сигнала.

Отметим, что в данном случае внутримодовую дисперсию сигнала можно оценить следующим образом. Известно [98], что при дальнем распространении звука уширение j -го модового импульса с границами частотной полосы f_1 и f_2 на расстоянии r от источника можно оценить при помощи величины $T_j = \left| \frac{r}{v_j^{gr}(f_1)} - \frac{r}{v_j^{gr}(f_2)} \right|$, где $\overline{v_j^{gr}(f_1)}$ — усреднённая групповая скорость j -й модальной компоненты с частотой f_1 . Выполним данную оценку, изобразив результаты расчетов на Рис. 2.6.

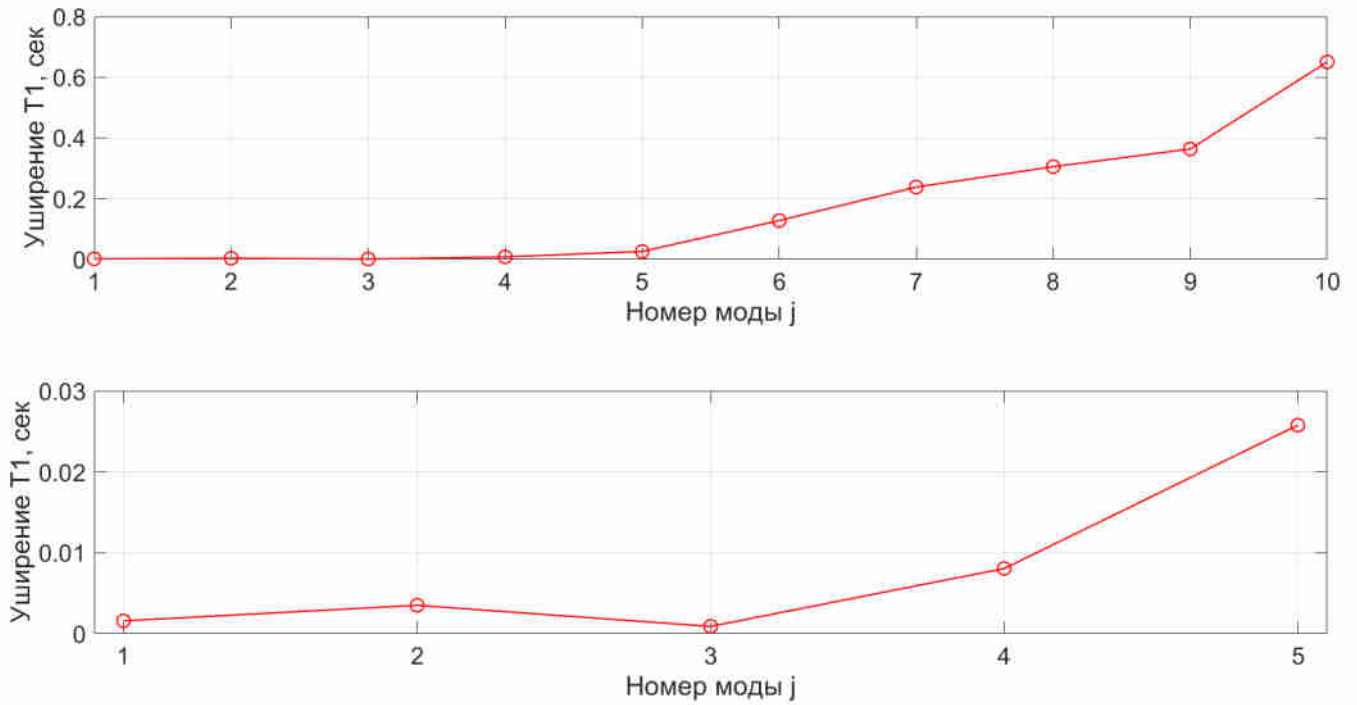


Рис. 2.6: Уширение модовых импульсов, рассчитанное для расстояния 68 км от источника.

Для десяти мод данная величина не превышает десятков миллисекунд, в силу чего можно говорить о том, что “перекрывание” модовых импульсов незначительной, и внутримодовая дисперсия является второстепенным фактором по сравнению с межмодовой. Количественно оценить внутримодовую и межмодовую дисперсию можно, сравнивая половину уширения импульса $\frac{T_j}{2}$ (Рис. 2.6) и разности между временами прихода j -й моды и последующей ($j+1$) на частоте 400 Гц. Результаты занесены в Таблицу 2.2.

| Номера мод | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
|----------------------|-----|-----|-----|------|------|-------|-------|-------|
| $\frac{T_j}{2}$, мс | 0.8 | 1.7 | 0.6 | 3.9 | 12.9 | 64.9 | 120.7 | 158.2 |
| $t_{j+1} - t_j$ | 1.1 | 9.8 | 1.4 | 12.1 | 43.5 | 118.5 | 156.1 | 173.8 |

Таблица 2.2: Уширение импульса первых восьми модальных компонент сигнала и разности времен прихода j -й моды и последующей ($j+1$) на частоте 400 Гц.

Отметим, однако, что работоспособность данной методики нуждается в обосновании в силу нерегулярности волновода.

2.4. Обоснование методики оценки эффективных скоростей при распространении звука из мелкого моря в глубокий океан

Рассмотрим зависимость модальных компонент $A_j(x)$ акустического сигнала от расстояния, изображенную на Рис. 2.7.

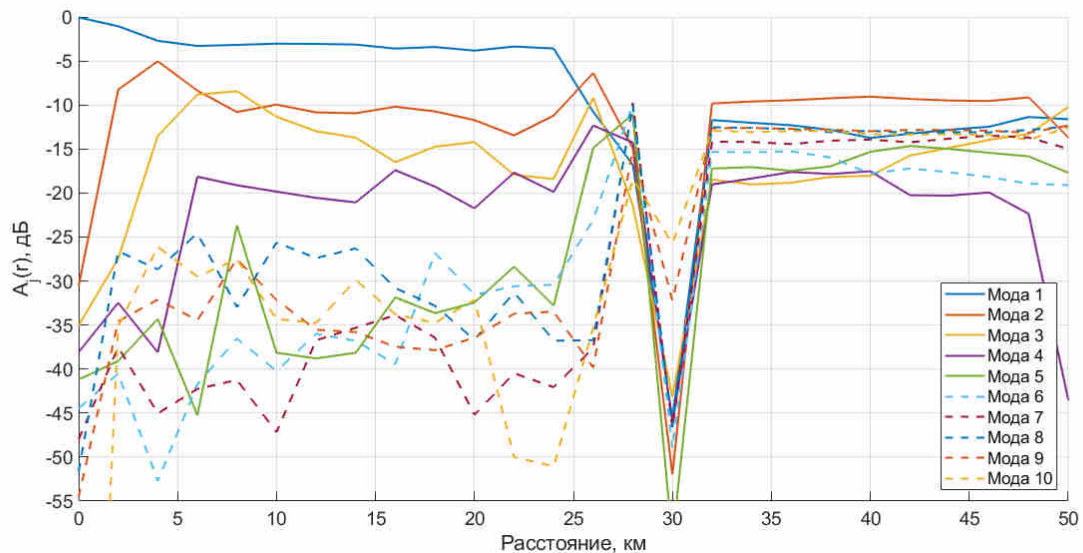


Рис. 2.7: Амплитуды модальных компонент акустического сигнала $A_j(x)$ для первых 50 км акустической трассы. Хорошо заметно адиабатическое распространение в шельфовой зоне (0..20 км) и в глубоком океане (30..50 км).

Шельфовый участок (до 20 км) характеризуется практически адиабатическим распространением звуковых волн [40], поэтому лишь малая часть акустической энергии j -ой модальной компоненты сигнала, генерируемой источником, после прохождения этого участка окажется перераспределенной между другими модами. Зона свала глубин (не более 5 км в длину) характеризуется интенсивным обменом энергией между различными модами [16; 17] и т. н. ополз-

невым [99–102] переходом акустической энергии из волновода мелкого моря в ПЗК. Отметим, что в случае наличия двумерных неоднородностей волновода (к которым, в том числе, относится зона свала глубин) на таком участке несколько меняется закон спадающей средней интенсивности акустического поля [103; 104]. Вызванное этим сильное взаимодействие мод можно учесть при помощи расчета модовых функций методом инвариантного погружения [105], возможность использования которого изучалась авторами работ [106; 107] и в ходе которой были получены интересные теоретические результаты. В данной работе, тем не менее, исследуется возможность описать сценарий распространения из мелкого моря в глубокий океан, основываясь исключительно на предположении об адиабатическом распространении мод. Стоит также особо отметить, что авторами статьи [108] доказана эквивалентность метода нормальных волн и метода вертикальных лучей в волноводах глубокого океана. В данном эксперименте глубоководная часть характеризуется минимальным различием групповых скоростей акустических мод, причем эта величина является стабильной, т. е. попавшие в ПЗК компоненты сигнала при распространении по крайней мере на несколько сотен километров все еще будут отделены друг от друга приблизительно так же, как в момент выхода с континентального склона, что изображено на Рис. 2.8.

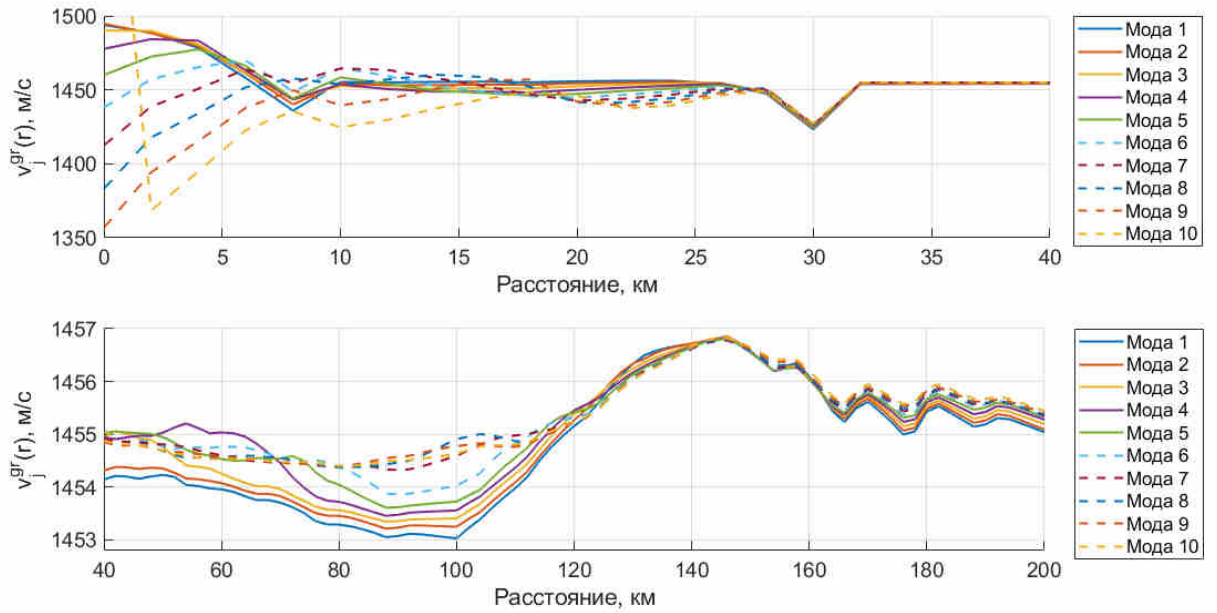


Рис. 2.8: Групповые скорости модальных компонент акустического сигнала $v_j^{gr}(x)$ для первых 40 км (верхний подграфик) и для участка от 40 до 200 км (нижний подграфик). Заметны существенные отличия в ширине интервала между наименьшим и наибольшим значениями групповых скоростей (70 м/с для мелководной части и 2 м/с для глубоководной).

Таким образом, несмотря на зону интенсивного перераспределения энергии между модами на континентальном склоне, понятие эффективной скорости является мощным инструментом для оценки времен прихода модальных компонент акустического сигнала. Отметим, что ПЗК глубокого океана, строго говоря, не является регулярным волноводом, что позволяет ожидать постоянного перераспределения энергии между модами в силу рассеяния на внутренних волнах [109; 110]. Отдельный интерес вызывает обмен энергией между модальными компонентами при прохождении их через синоптические вихри [24; 38; 92].

2.4.1. Границы применимости методики, основанной на адиабатическом распространении звука

Несмотря на изложенное обоснование, открытым остается вопрос о границах применимости данной методики к оценке времен прихода мод t_j . Вероятно, в данном вопросе следует снова обратиться к Рис. 2.8 и оценить вариации групповых скоростей v_j^{gr} модальных компонент акустического сигнала. Отметим, что различия между групповыми скоростями мод с номерами $j = 1 \dots 10$ в ПЗК меньше, как минимум, на 1 порядок, чем в шельфовой зоне. Оценим данные различия через величины $\overline{v_{sw}^{gr}}$ и $\overline{v_{dw}^{gr}}$ – усреднённые разности между групповыми скоростями первой и десятой моды вдоль шельфовой и глубоководной частей, соответственно. Тогда можно грубо оценить границы применимости данной теории:

$$\overline{v_{sw}^{gr}} \geq 10\overline{v_{dw}^{gr}}. \quad (2.1)$$

При распространении как минимум на несколько сотен километров в волноводе глубокого океана сигнал будет состоять из компонент, относительные задержки которых соответствуют относительным задержкам модальных компонент сигнала на выходе с шельфового участка трассы. Данное рассуждение обосновывает использование формул 1.4 и 1.5 для расчета эффективных скоростей распространения отдельных компонент импульсного сигнала в волноводе шельф–глубокий океан. Хотя эти формулы изначально подразумевают адиабатический характер распространения, оказывается, что они применимы и для трассы, на которой имеется относительно короткий участок с сильным взаимодействием мод. Наибольшую длину данного короткого участка (в нашем случае зоны свала глубин), видимо, следует оценивать аналогично, как не превышающую 10% от общей длины трассы. Помимо этого, следует заметить, что приходы акустической энергии, соответствующие модам, должны быть “разрешимы”, т. е. разность времен прихода между модами или их пучками должны быть такой, чтобы при расчёте взаимнокорреляционной функции результатом был вре-

менной ряд с большим количеством пиков. Это позволяет переформулировать условие следующим образом:

$$\left(\frac{r_s}{v_{sw}^i} - \frac{r_s}{v_{sw}^j} \right) + \left(\frac{r_d}{v_{dw}^i} - \frac{r_d}{v_{dw}^j} \right) > 2\tau, \quad (2.2)$$

где τ – ширина пика ИХВ, r_s и r_d – длины шельфовой и глубоководной частей акустической трассы, соответственно. $\overline{v_{sw}^i}$ и $\overline{v_{dw}^j}$ – результаты усреднения групповых скоростей i -й моды на шельфе и j -й моды в глубоководной части, соответственно. Эти индексы следует выбирать в зависимости от частоты, поскольку вместе с ней будет изменяться как набор мод с малым углом скольжения относительно оси ПЗК, так и ширина пика ИХВ.

2.5. К вопросу о применении лучевого метода для моделирования дальнего распространения звука в сценарии “шельф-глубокий океан”

В ходе моделирования распространения звука также был проведен расчет вертикальных лучей при помощи программы RAY [111] для воспроизведения ИХВ, полученной в ходе эксперимента. Данные (положение источника, приёмника, батиметрия) аналогичны использовавшимся для расчета времен прихода с применением полей скорости звука, полученных из моделей циркуляции океана NEMO. Лучи рассчитывались с шагом 0.5° по углу и 100 м по расстоянию в растворе углов $-30 \dots 30$ градусов относительно оси x . Такой выбор сетки обусловлен результатами моделирования в [14; 15; 48; 70; 82; 83], которые указывают на то, что в данном диапазоне обычно заключена большая часть собственных лучей, Результаты расчета лучей изображены на Рис. 2.9.

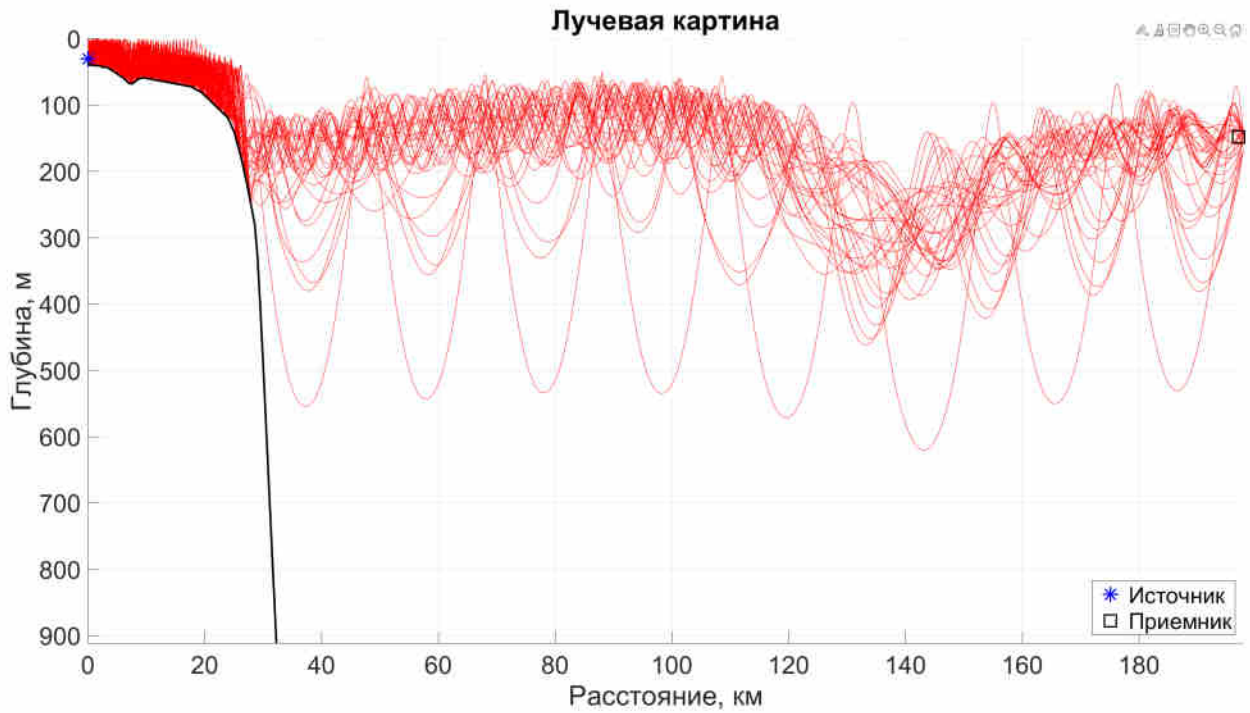


Рис. 2.9: Лучевая картина для экспериментального волновода. Вертикальные лучи, рассчитанные с помощью лучевой теории, изображены красными линиями. Заметна их фокусировка в диапазоне по глубине (100-400 м), что отражает закономерность захвата ПЗК лучей с небольшими углами скольжения.

Для оценки ИХВ, рассчитанной по лучам, были использованы параметры, аналогичные эксперименту (М-последовательность со следующими параметрами: частота - 400 Гц, длина - 1023 символа, 4 периода несущей частоты на символ, частота дискретизации 16 кГц). Рис. 2.10 позволяет сопоставить экспериментальную ИХВ с результатами расчета времен прихода t_j и ИХВ, рассчитанной с применением лучевого метода.

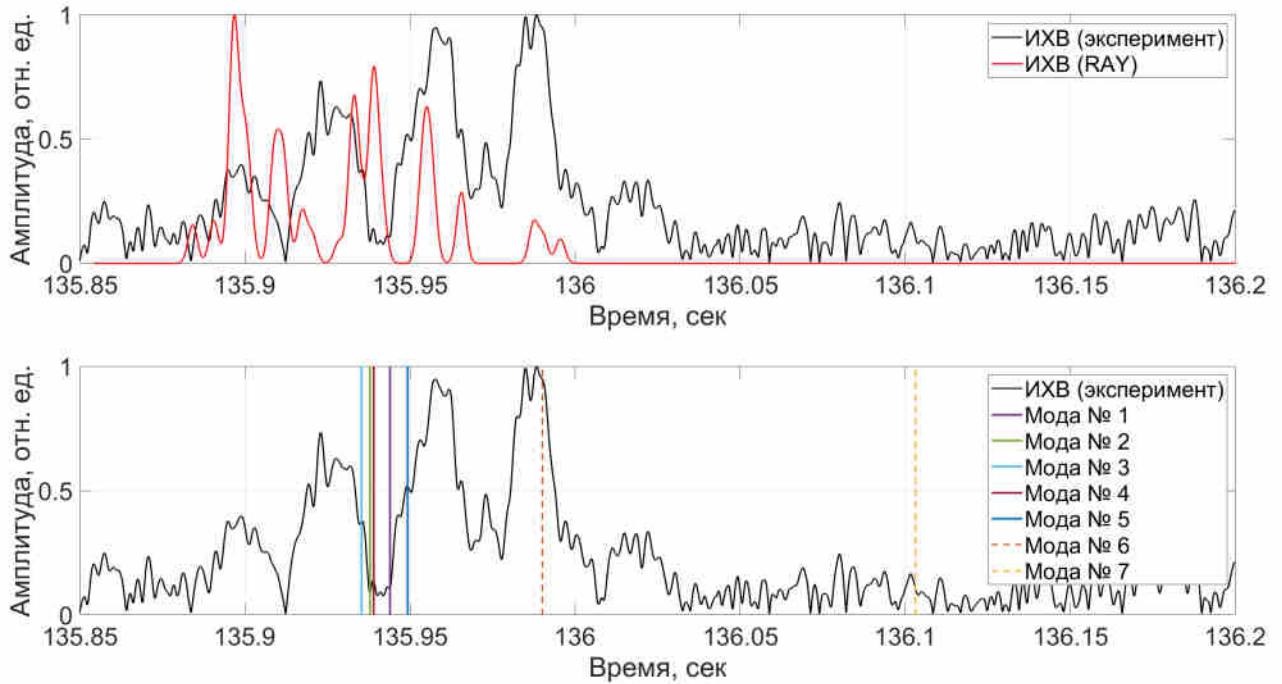


Рис. 2.10: Импульсные характеристики волновода (верхний подграфик). Черной линией изображена ИХВ, полученная в ходе эксперимента в приёмнике на глубине 150 м, красная линия соответствует ИХВ, рассчитанной с применением лучевого метода. Они же изображены на нижнем подграфике, поверх которого отрисованы вертикальные линии, соответствующие временам прихода t_j модовых компонент с первой по седьмую. Каждой модовой компоненте соответствует свой цвет.

Данный пример является весьма показательным с точки зрения затруднений, возникающих при попытке интерпретировать экспериментальную ИХВ с использованием лучевой теории. Основные ее максимумы угадываются в результатах расчетов, однако необходимую для решения задач дальнометрии привязку к собственным лучам здесь установить весьма затруднительно. Выделение полного набора собственных лучей на трассах протяженностью в сотни и тысячи километров также представляет собой нетривиальную задачу. Относительные амплитуды максимумов не вполне точно воспроизводятся в лучевом приближении ввиду неидеального воспроизведения процесса взаимодействия

звука с дном на малых глубинах в окрестности точки излучения.

2.6. Выводы к Главе 2

В Главе 2 описано применение методики усреднения групповых скоростей при моделировании распространения звука в волноводах Японского моря с использованием данных моделей циркуляции океана. Использование данных моделей циркуляции океана в виде пространственных распределений скорости звука позволяет с высокой точностью рассчитывать групповые скорости v_j^{gr} и времена прихода T_j модальных компонент акустического сигнала в точку приема. Результаты моделирования отражают основные закономерности дисперсии сигнала, такие, как образование плотного пучка мод малых номеров, и позволяют с высокой точностью сопоставить времена прихода модальных компонент с пиками ИХВ. Указанная точность обеспечивается гораздо более высоким пространственным разрешением модельных данных по сравнению с экспериментальными. Отметим, что при использовании данных модели циркуляции океана воспроизводится не только проявление вихря в виде разбегания изолиний, но и эффекты, возникающие при распространении звука через подобные объекты. Более важным результатом является также работоспособность методики, в основе которой лежит предположение об адиабатическом распространении звука, в условиях нарушения адиабатичности. Происходящее на континентальном склоне интенсивное перераспределение энергией между модальными компонентами компенсируется их распространением в глубоководной части океана с групповыми скоростями, находящимися в весьма узком диапазоне. В силу этого возможно использовать усредненные групповые скорости мод для оценки времен прихода их энергии в точку приема, что является важным физическим результатом и подтверждается согласием теоретических оценок времен прихода модальных компонент в точку приема с экспериментальной ИХВ.

Результаты, изложенные в данной главе, были опубликованы в статье [25].

Глава 3

Оценка эффективных скоростей модальных компонент с учетом трехмерных эффектов

Как было отмечено в Главе 2, дальнейшее распространение звука (то есть распространение на дистанции, превышающие 100 км) как в мелком море, так и в глубоком океане подвержено влиянию различных факторов, которые необходимо учитывать при последующем анализе и моделировании акустических полей и расчете групповых скоростей и времен прихода модальных компонент импульсных сигналов. Данные эффекты особо важны при распространении сигналов на сверхдальние расстояния, например, для работ, связанных с акустической томографией и термометрией океана [49–51; 112–116]. Среди них особо следует отметить горизонтальную рефракцию звука на гидрологических и батиметрических неоднородностях. При распространении звука под углом к кромке континентального шельфа можно говорить о поперечном градиенте глубины к геодезической, соединяющей приемник и источник. В таком случае следует ожидать проявления рефракции как в шельфовой зоне из-за градиента батиметрии, так и в глубокой зоне из-за неоднородностей в толще воды. Адекватность учета влияния данных эффектов при математическом моделировании распространения звука прямо зависит от качества имеющихся данных о пространственном распределении скорости звука и рельефе дна на рассматриваемой акватории. В данной главе будет описано своего рода расширение методики расчета времен прихода модальных компонент импульсного сигнала для трехмерного случая [49–51].

3.1. Охотское море

3.1.1. Описание эксперимента

Экспериментальные исследования проводились в период с 7 по 9 июля 2021 года в акватории Охотского моря. Схема проведения эксперимента представлена на Рис. 3.1.

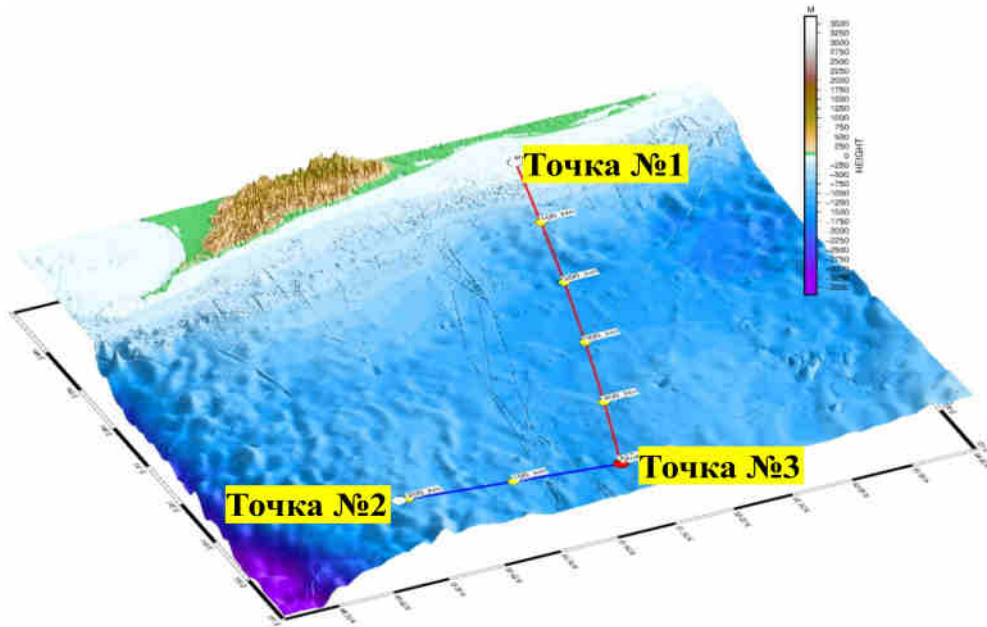


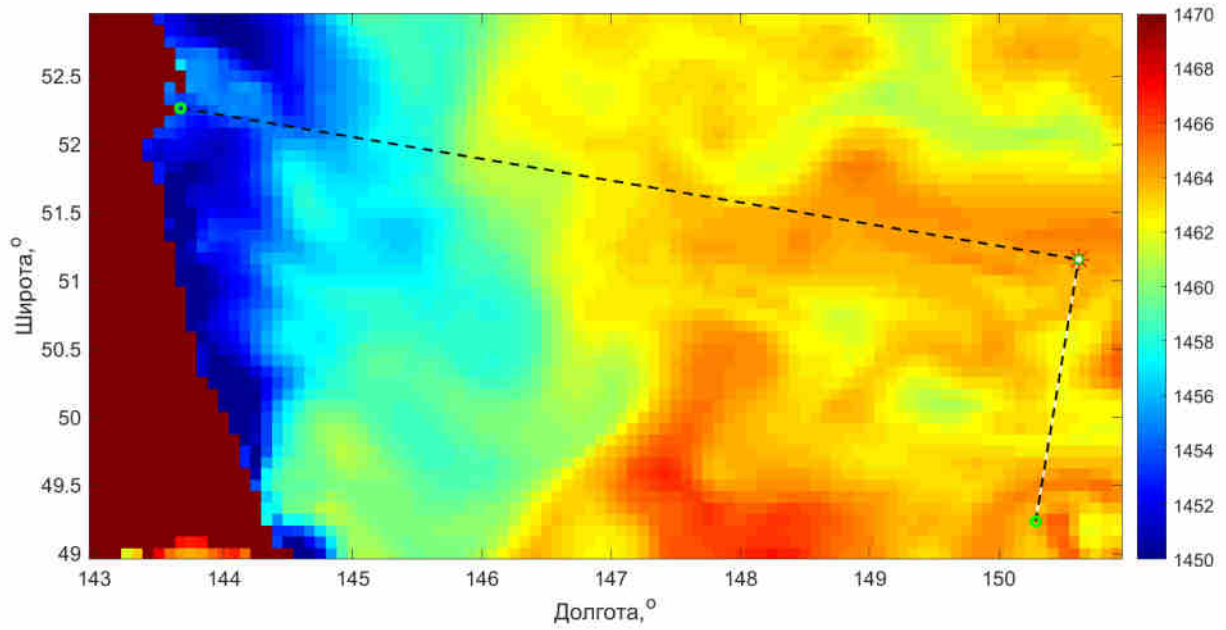
Рис. 3.1: Схема эксперимента по распространению импульсных акустических сигналов от Точки №1 и Точка №2 в приемник, находящийся в Точке №3. Акустические трассы длиной 497 и 212 км обозначены сплошными линиями красного и синего цвета, соответственно, и отрисованы поверх батиметрии.

В точках № 1 (вблизи залива Чайво) и № 2 (Рис. 3.1) мобильный широкополосный пьезокерамический излучатель (источник навигационных сигналов) свешивался при помощи крановой установки с борта исследовательского судна. Один раз в три минуты излучался широкополосный фазоманипулированный сигнал с несущей частотой 400 Гц в виде M-последовательности длиной 1023 символа, который принимался в точке № 3 в глубоководной части Охотского моря. Первая акустическая трасса (точка № 1 – точка № 3) протяженностью 497 км была ориентирована под небольшим углом к нормали, проведенной к

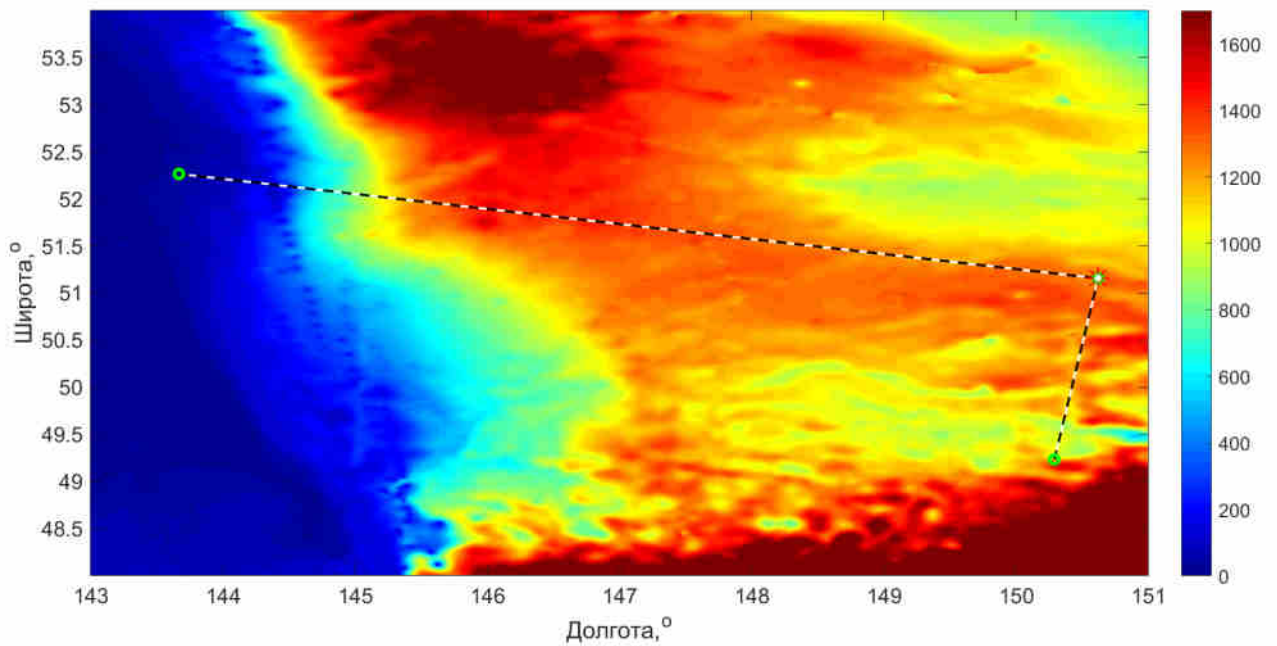
кромке шельфа Охотского моря. Глубина моря вдоль трассы варьировалась от 200-400 м в мелководной части до 1200-1400 м в глубоководной части. Вторая акустическая трасса (точка №2 – точка №3) длиной 212 км проходила по глубоководной части Охотского моря (глубины вдоль трассы варьируются от 800 до 1400 м) и была ориентирована практически перпендикулярно относительно первой акустической трассы. В данном эксперименте гидрологическое зондирование было выполнено только в точках излучения и приема, что делает практически невозможной адекватную оценку эффективной скорости распространения сигнала по данным указанных зондирований. Отметим также, что обе трассы большей своей частью проходят по глубоководным районам Охотского моря, что практически исключает горизонтальную рефракцию, возникающую на неоднородностях батиметрии. В связи с этим естественным образом возникает задача оценки горизонтальной рефракции, вызванной возможным наличием гидрологических неоднородностей вдоль акустических трасс.

3.1.2. Поле скорости звука и батиметрия

При моделировании данного эксперимента трехмерное распределение скорости звука было предоставлено моделью циркуляции океана NEMO(реанализ GLORYS12V1) на даты эксперимента. Данные о рельефе дна в подобных экспериментах также часто недоступны в силу сложности получения, поэтому была использована база данных земной топографии SRTM, которая ранее применялась автором в работах [24; 25]. Разрез поля скорости звука на горизонте 25 метров для изучаемой акватории представлен на Рис. 3.2(а), батиметрия изображена на Рис. 3.2(б).



(a) Поле скорости звука



(b) Батиметрия

Рис. 3.2: Контурный график поля скорости звука на горизонтальном разрезе на горизонте 25 м, полученного с использованием реанализа GLORYS12V1 (a). Рельеф океанского дна в районе проведения эксперимента, полученный из базы данных земной топографии SRTM (b). Пунктирными линиями обозначены экспериментальные акустические трассы (длинная – протяженностью 497 км, короткая – 212 км).

Из Рис. 3.2 видно, что поле скорости звука и батиметрия имеют существенные градиенты, направленные под углом к акустическим трассам, что делает ожидаемым проявление эффекта горизонтальной рефракции. Поскольку данное явление становится причиной искривления и удлинения собственных лучей модальных компонент, групповые скорости необходимо усреднять вдоль горизонтального луча. Следовательно, для оценки влияния горизонтальной рефракции следует реализовать алгоритм, изложенный в разделе 1.2, суть которого заключается в последовательном проведении вычислений:

- расчет пространственных распределений волновых чисел $k_j(x, y)$ (Рис. 3.3 на всей акватории;

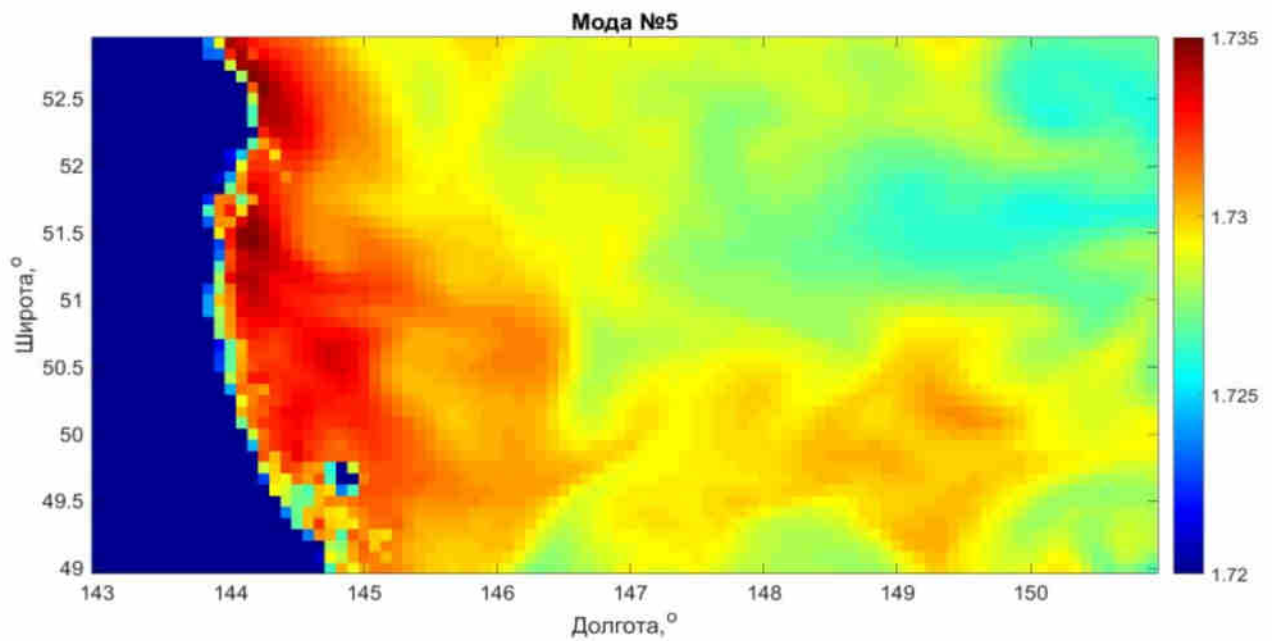


Рис. 3.3: Контурный график зависимости волновых чисел $k_5(x, y)$ от широты y и долготы x (в градусах).

- расчет пространственных распределений групповых скоростей $v_j^{gr}(x, y)$ (Рис. 3.4) на всей акватории;

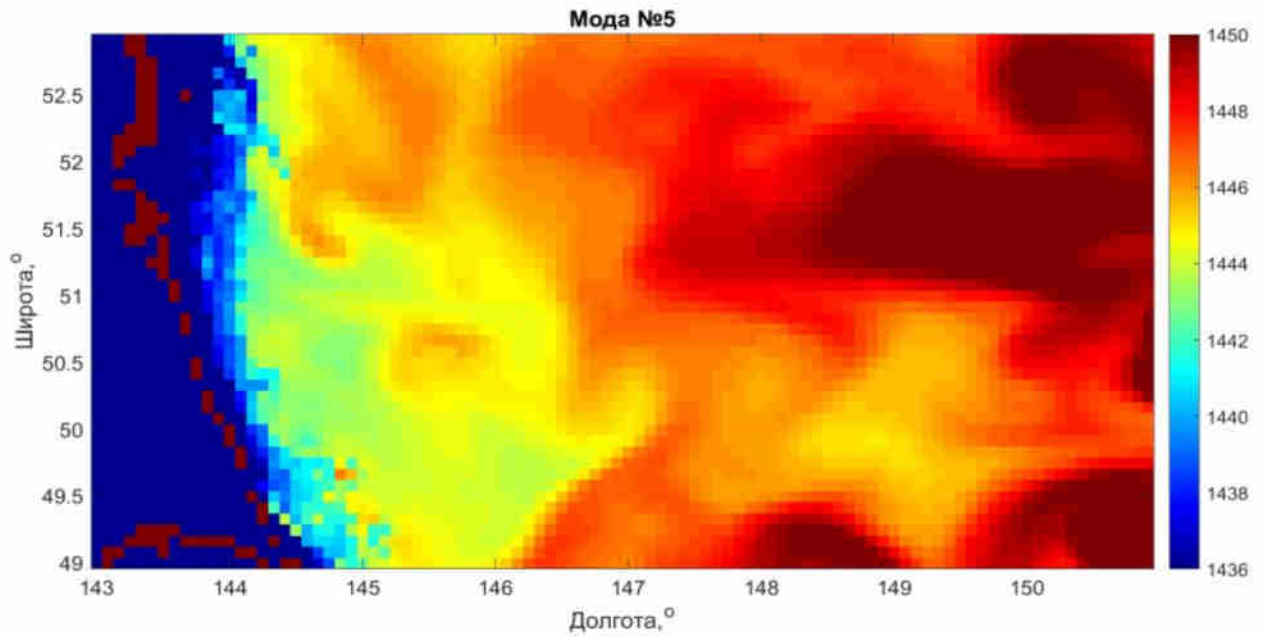


Рис. 3.4: Контурный график зависимости групповых скоростей $v_5^{gr}(x, y)$ от широты y и долготы x (в градусах).

- расчет собственных лучей модальных компонент акустического сигнала (Рис. 3.5);

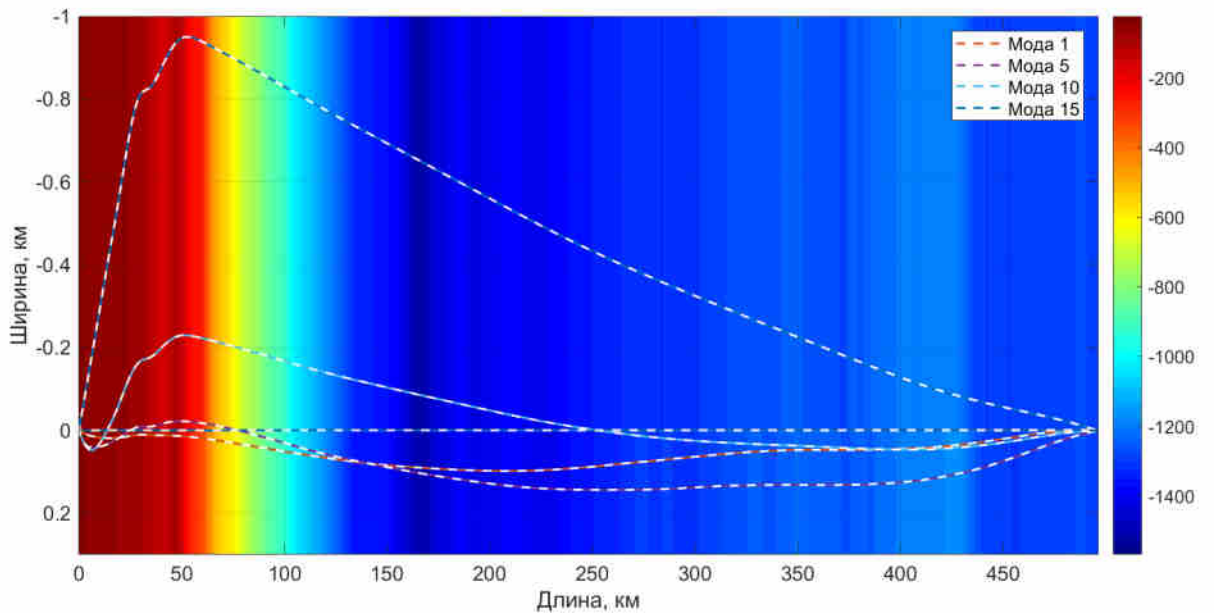


Рис. 3.5: Собственные лучи модальных компонент $j = 1, 5, 10, 15$, построенные для акустической трассы длиной 497 км.

- интерполяция пространственного распределения групповых скоростей на собственные лучи для оценки эффективных скоростей V_j^{eff} ;
- расчет времени прихода модальных компонент акустического сигнала T_j и удлинений лучей ΔR_j относительно геодезической, соединяющей приемник и источник (Рис. 3.6).

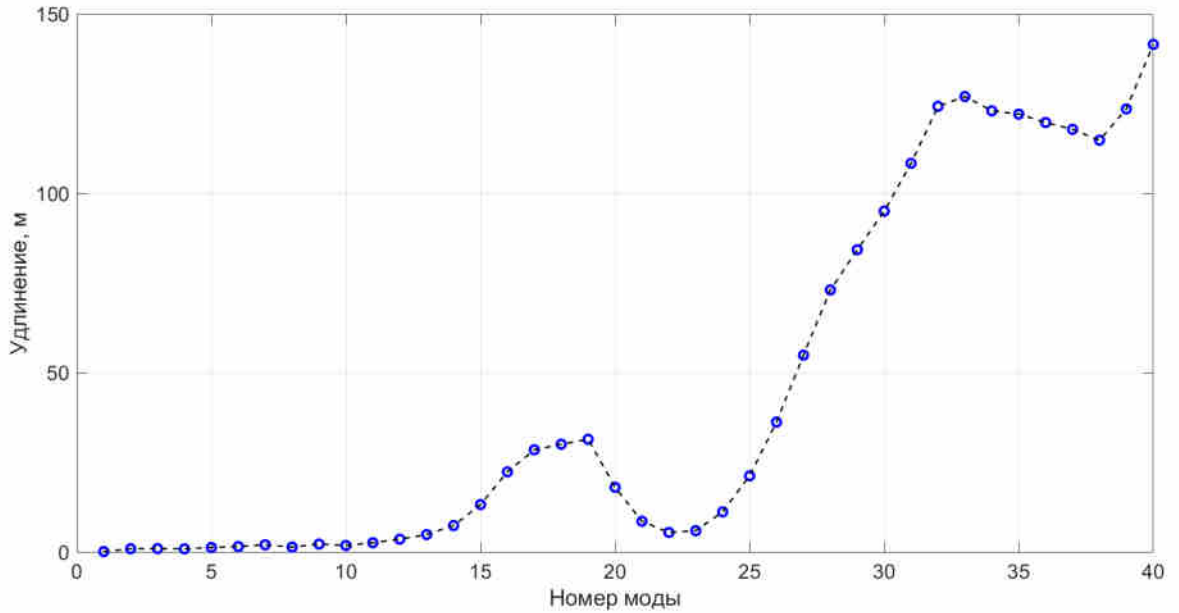
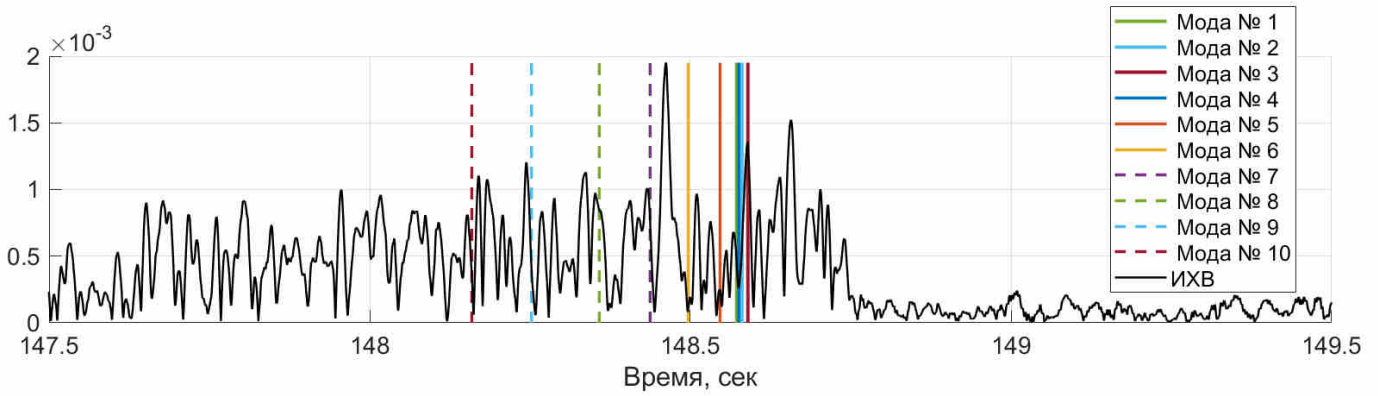


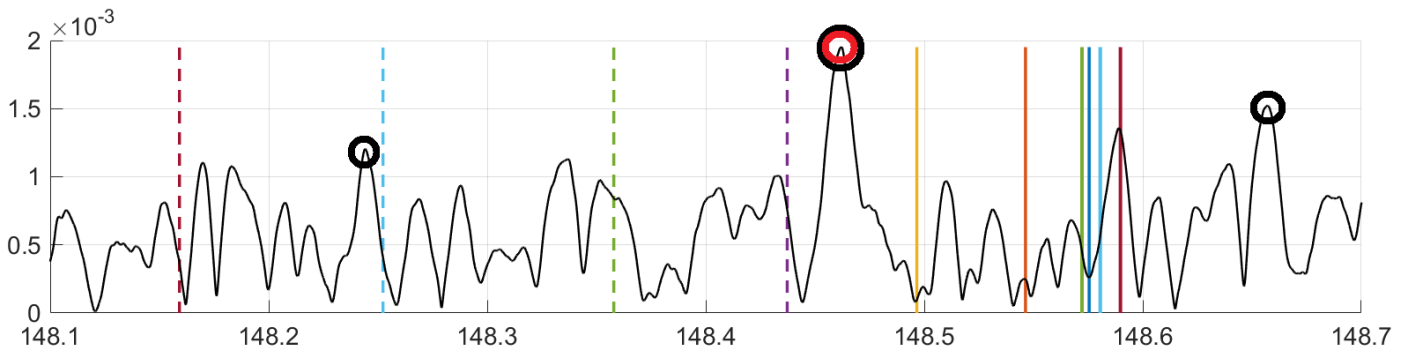
Рис. 3.6: График зависимости удлинения собственного луча по сравнению с длиной геодезической от номера моды в рассматриваемом эксперименте.

3.1.3. Времена прихода модальных компонент акустического сигнала

Выполним сопоставление структуры ИХВ с теоретическими оценками T_j для акустической трассы длиной 212 км (Рис. 3.7).



(a) Полная ИХВ



(b) Окрестность максимумов

Рис. 3.7: Теоретически рассчитанные времена прихода модальных компонент акустического сигнала, наложенные на экспериментальную импульсную характеристику волновода, наблюдаемую в эксперименте для трассы длиной 212 км: полная ИХВ (a) и участок ИХВ с наиболее выраженными максимумами (b). Также выделены максимумы – главный (черно-красная окружность) и побочные (черные окружности).

Из Рис. 3.7 (b) видно, что моды малых номеров (1-6) концентрируются в окрестности главного максимума ИХВ. Для оценки дисперсии сигнала в эксперименте выберем два наиболее выраженных максимума справа и слева от главного (глобального), отмеченных на Рис. 3.7 окружностями, и сопоставим оценки их времен прихода и групповых скоростей с результатами расчетов T_j и v_j^{gr} модальных компонент 1-8. Данное сопоставление приведено в Табл. 3.1.

Благодаря различимости главного и побочных максимумов на ИХВ данное

| Теоретические оценки для j -й модальной компоненты | | | | | | | | |
|--|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| v_j^{gr} , м/с | 1448.47 | 1448.39 | 1448.30 | 1448.44 | 1448.72 | 1449.21 | 1449.79 | 1450.56 |
| T_j , сек | 148.57 | 148.58 | 148.59 | 148.58 | 148.55 | 148.50 | 148.43 | 148.36 |

Таблица 3.1: Времена прихода T_j и эффективные скорости v_j^{eff} первых 8 модальных компонент сигнала.

| Экспериментальные оценки | Левый максимум | Главный максимум | Правый максимум |
|-----------------------------|-------------------|---------------------|--------------------|
| v^{eff} , м/с | 1451.68 | 1449.55 | 1447.65 |
| T_j , сек | 148.24 | 148.46 | 148.66 |

Таблица 3.2: Времена прихода и эффективные скорости главного и побочного пиков ИХВ.

предположение может быть использовано для получения экспериментальных оценок разброса групповых скоростей при приосевом распространении. Если соотносить экспериментальные оценки времен прихода пиков (см. Табл. 3.2) с теоретическими оценками T_j и v_j^{gr} , то можно говорить о масштабах расхождений в 0.1-0.15 с и 1-1.5 м/с соответственно (для мод 1-8). Следует также отметить, что плотную группу мод малых номеров 1-6 можно отождествить со слаборасходящимся пучком в ПЗК [117; 118], и именно групповые скорости данной моды следует использовать для оценки расстояния до ИНС, если время определяется по положению главного максимума (Рис. 3.8).

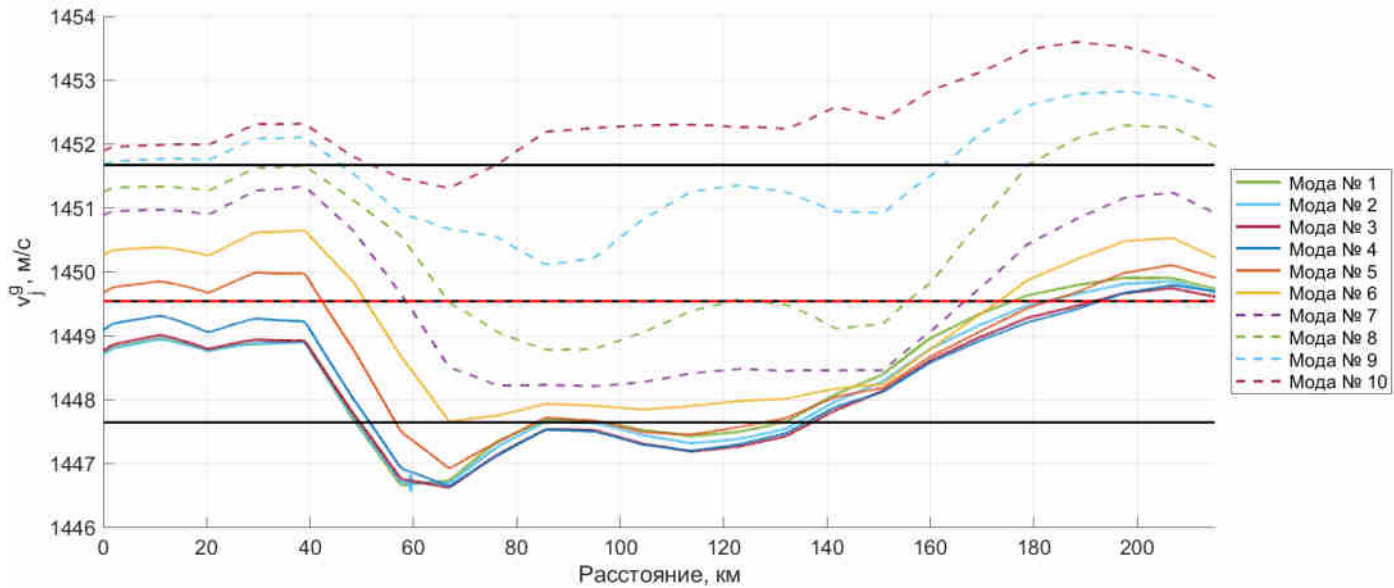


Рис. 3.8: Усредненные значения v_j^{gr} вдоль акустической трассы с наложенными экспериментальными оценками. Горизонтальные линии соответствуют скоростям, определяемым по главному и побочным максимумам ИХВ, наблюдаемым в эксперименте.

Несмотря на то, что в данном случае не удастся ассоциировать отдельные максимумы ИХВ с модами или их группами, наблюдаемая в эксперименте дисперсия сигнала в целом воспроизводится при моделировании распространения модальных компонент. Следует также обратить внимание на тот факт, что модель циркуляции NEMO (а, следовательно, и реанализ GLORYS12V1) ассимилирует данные измерений ARGO, получаемые с помощью глобальной сети дрейфующих/ныряющих океанографических буев в реальном времени. На момент проведения исследования в систему ARGO было включено около 4000 буев, работа которых заключается в циклическом исследовании пространственного распределения солёности и температуры морской воды [119]. Ключевое различие в успешности применения нашей методики к экспериментам в Японском и Охотском морях объясняется не только гидрологическими различиями ВРСЗ в бассейнах данных морей (обуславливающих более выраженную дисперсию сигналов в Охотском море), но и пространственным распределением буев

ARGO по Мировому океану [120] (Рис. 3.9).

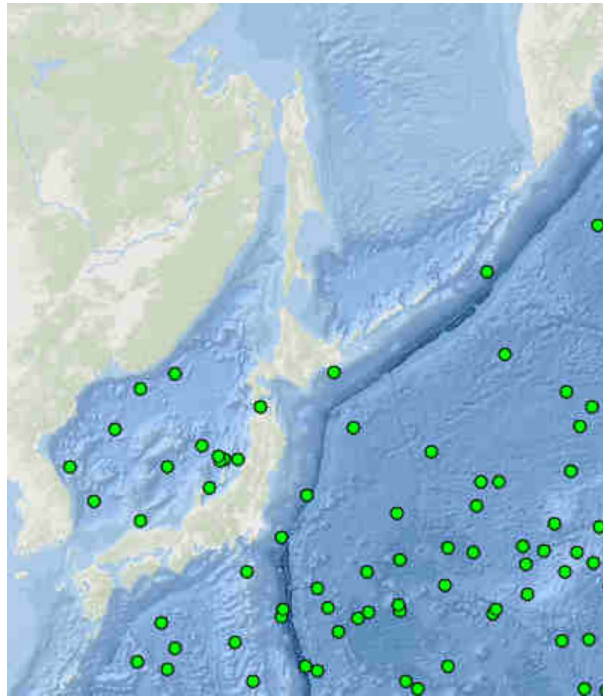


Рис. 3.9: Пространственное распределение буев ARGO по состоянию на 20.04.2022. Хорошо заметно численное превосходство буев ARGO в акватории Японского моря.

В силу того, что калибровка модели в случае Охотского моря не включает в себя ассимиляцию данных прямых измерений, выполняемых с помощью буев, поле скорости звука (особенно на больших глубинах) воспроизводится менее точно, чем в случае Японского моря, что не может не сказаться на точности вычисления T_j и v_j^{gr} . Тем не менее, даже при фактическом отсутствии ассимиляции моделью реальных океанографических данных предоставляемые ей поля скорости звука вполне пригодны для сопоставления теоретических оценок T_j , поскольку основные закономерности дисперсии импульсного сигнала, наблюдаемой в эксперименте, достаточно хорошо воспроизводятся с помощью расчета групповых скоростей мод согласно предложенной методике.

3.2. Японское море

3.2.1. Описание эксперимента

Обсуждаемый эксперимент проводился силами ТОИ ДВО РАН в Японском море в августе 2023 года, схема проведения эксперимента изображена на Рис. 3.10.



Рис. 3.10: Схема эксперимента по распространению импульсных акустических сигналов. Акустическая трасса, обозначенная стрелой телесного цвета, отрисована поверх контурной карты рельефа дна.

Источник навигационных сигналов располагался на глубине 39 метров на шельфе в районе поселка Чехов (о. Сахалин), при этом глубина в точке излучения составляла 40 метров. Научно-исследовательское судно (НИС) находилось в центральной части Японского моря в районе банки Ямато на расстоянии 1073 км от источника, гидрофон приемной системы погружался на ось ПЗК. Каждые 6 минут передавался сигнал, состоящий из нескольких М-последовательностей с несущей частотой 400 Гц. Гидрологические данные представлены полями скорости звука, полученными из модели циркуляции океана НУСОМ (реанализ

GOFS3.1, выбран в силу более точного воспроизведения поля гидрологии). На Рис. 3.10 изображено поле солёности вдоль акустической трассы.

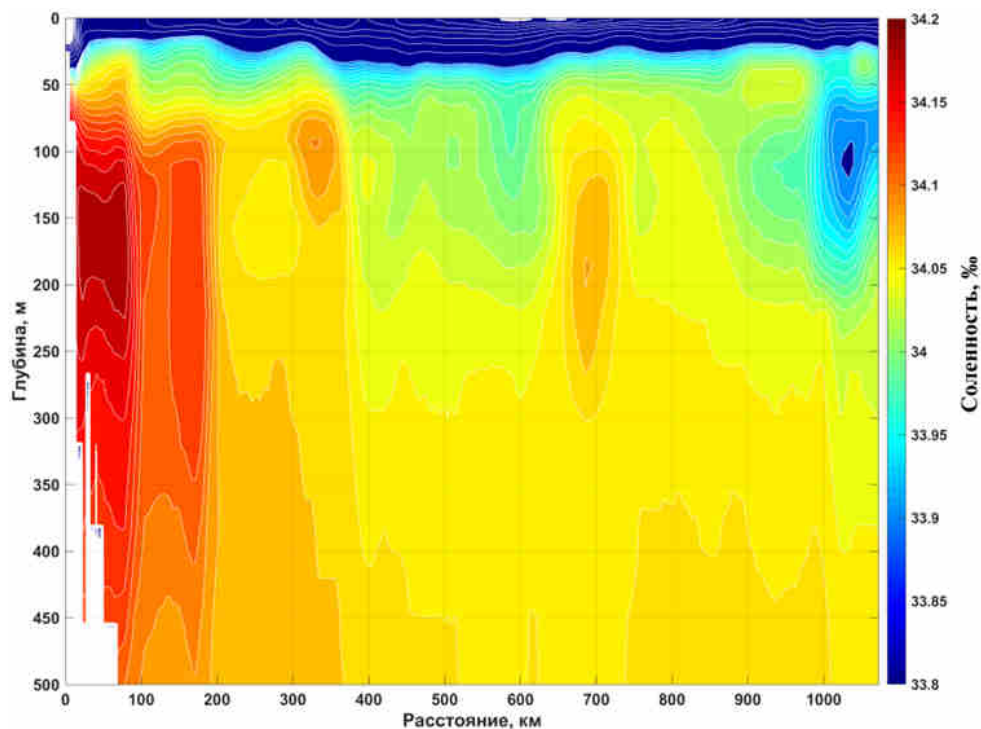


Рис. 3.11: Разрез солёности вдоль акустической трассы по данным реанализа GOFS3.1.

На Рис. 3.11 на глубине 50-300 метров заметно разбегание изолиний на расстоянии 650-750 км от источника, что, вероятно, может указывать на наличие антициклонического вихря на трассе. Идентификация вихря в данных реанализа является сложной задачей, поскольку океанографические данные (например, поля температуры и солёности) содержат только определенные признаки его присутствия, такие, как возмущение изолиний температуры. Мощным инструментом для идентификации вихрей и исследования их генезиса является лагранжев анализ [121–124], и для более точного определения наличия вихря была построена лагранжева карта (Рис. 3.12) длин траекторий пассивных маркеров для Японского моря по данным поля скорости AVISO [125]. Лагранжева карта строилась следующим образом – интересующая нас акватория ($38-48^\circ$ с.ш., $128-142^\circ$ в.д.) “засеивалась” равномерной сеткой (500×500 узлов) с начальными условиями в диапазоне дат с 1 апреля по 10 августа 2022 года, для

каждого из которых затем производился расчет траектории в обратном времени на 30 суток. Темный цвет выделяет области моря, где водные массы были либо вовлечены во вращательное движение в вихрях, либо адвектировались струйными потоками. Мезомасштабный антициклонический вихрь, который наблюдался в период эксперимента в данных AVISO, можно увидеть также на серии лагранжевых S -карт. Центр вихря находится в точке с координатами 41.8° с.ш., 135.35° в.д. на Рис. 3.12 (b).

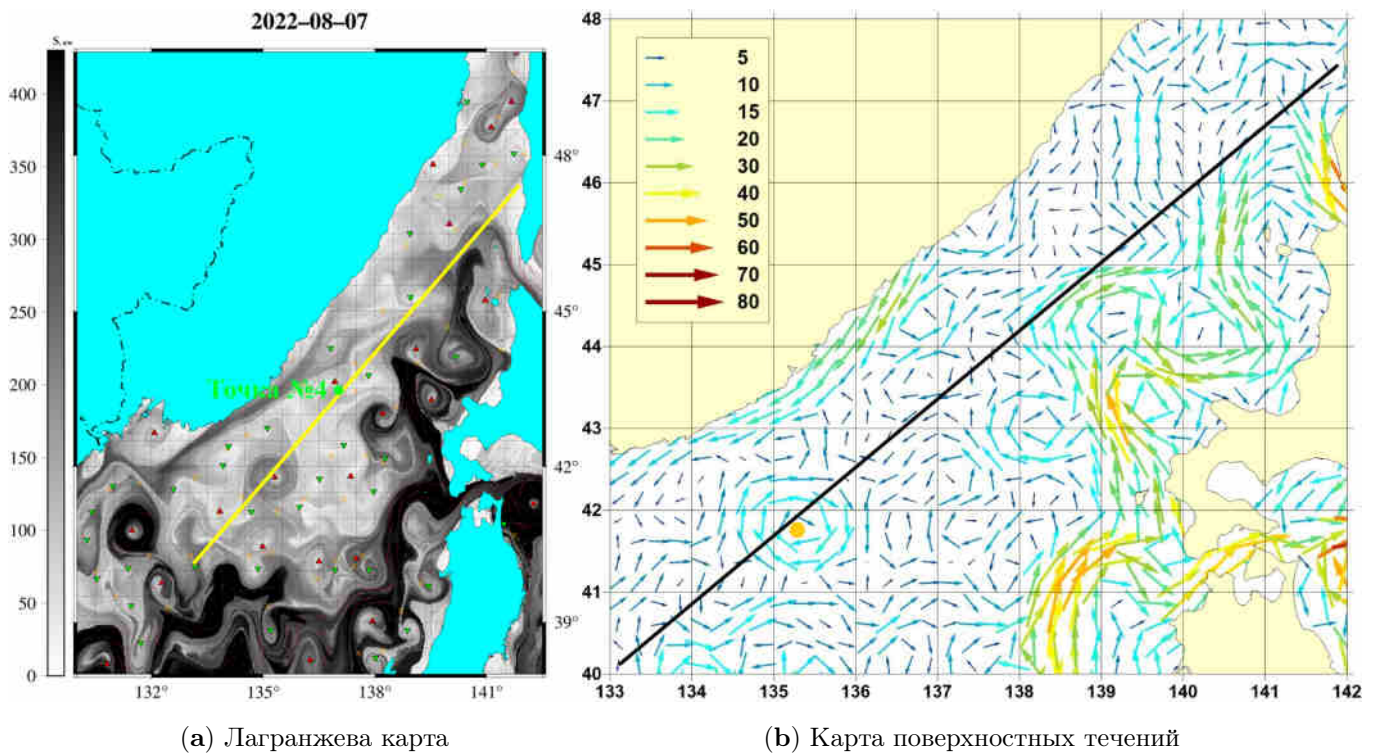


Рис. 3.12: Лагранжева карта длин траекторий (в км) (a) за 30 суток по данным поля скорости AVISO. Цвет соответствует длине траектории пассивных маркеров (переход от белого к черному цвету характеризуется ростом длины), более темный цвет соответствует областям активной адвекции водных масс. Красные и зеленые треугольники — центры антициклонов и циклонов, соответственно, жёлтой линией обозначена акустическая трасса. Карта поверхностных течений (см/с) (b) по данным AVISO 7 августа 2022 г. Черная линия соответствует акустической трассе.

Важно отметить, что вихрь является крупномасштабной гидрологической

неоднородностью, которая может быть причиной возникновения эффекта горизонтальной рефракции.

3.2.2. Горизонтальные лучи и времена прихода модальных компонент

Как уже было упомянуто ранее, данные о пространственном распределении скорости звука были предоставлены реанализом GOF3.1. В данном случае такой выбор обоснован тем, что профили скорости звука, полученные из реанализа GOF3.1, более адекватно воспроизводят структуру ВРСЗ, полученных в ходе эксперимента, чем профили скорости звука, предоставленные реанализом GLORYS12V1. Путем применения алгоритма, описанного в 3.1.2, можно рассчитать пространственные распределения волновых чисел $k_j(x, y)$, пример которых изображён на Рис. 3.13.

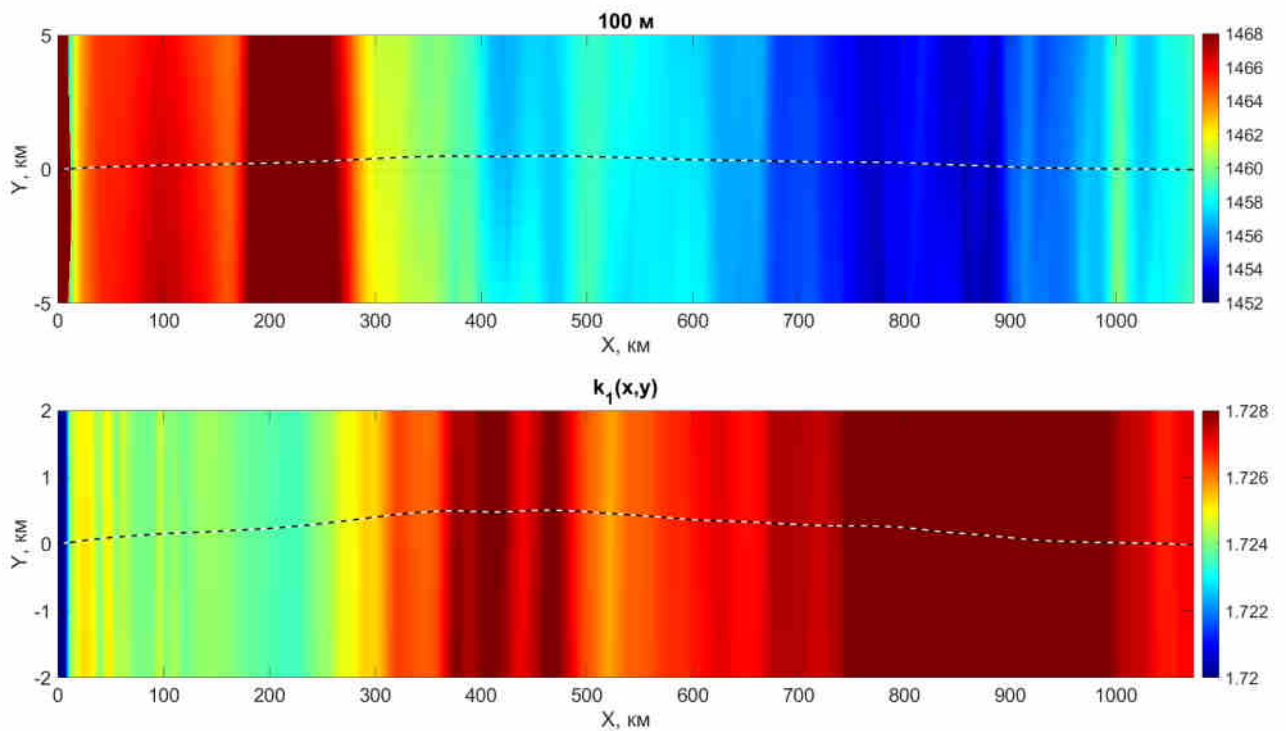


Рис. 3.13: Пространственные распределения скорости звука $c_w(x, y)$ на глубине 100 метров (верхний подграфик) и $k_1(x, y)$ (нижний подграфик), с построенным собственным лучом первой моды.

Влияние горизонтальной рефракции, заключающееся в искривлении собственных лучей модальных компонент, можно оценить в т. ч. и по отклонению луча от линии $y = 0$. На верхнем подграфике Рис. 3.13 можно заметить область от 650 до 750 км по x с пониженной скоростью звука, которую можно отождествить с наличием вдоль трассы синоптического вихря. В силу такого резкого изменения скорости звука вполне возможно проявление эффекта горизонтальной рефракции, и для уточнения его влияние на распространение звука, построим собственные лучи модальных компонент поверх батиметрии (Рис. 3.14).

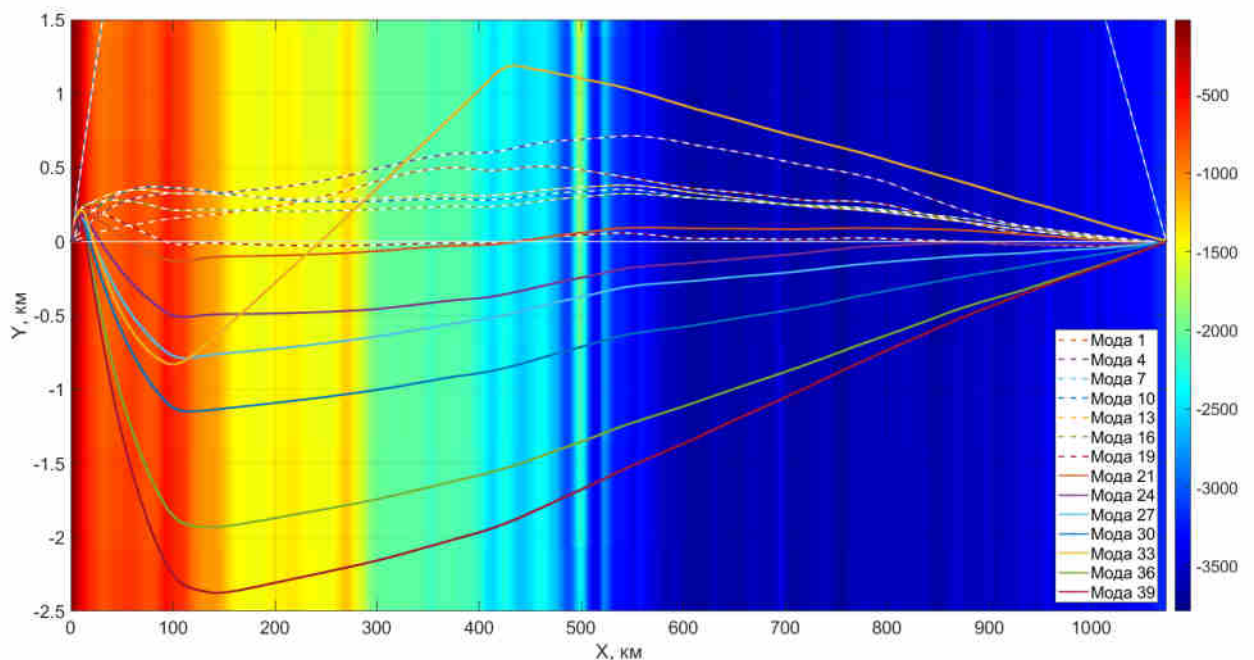


Рис. 3.14: Собственные лучи модальных компонент акустического сигнала, построенные поверх батиметрии.

Отметим, что наибольшее отклонение лучей от геодезической происходит на участке от 0 до 500 км, что соответствует континентальному шельфу и зоне свала глубин. Данное влияние можно описать количественно, рассчитав удлинения собственных лучей модальных компонент (Рис. 3.15).

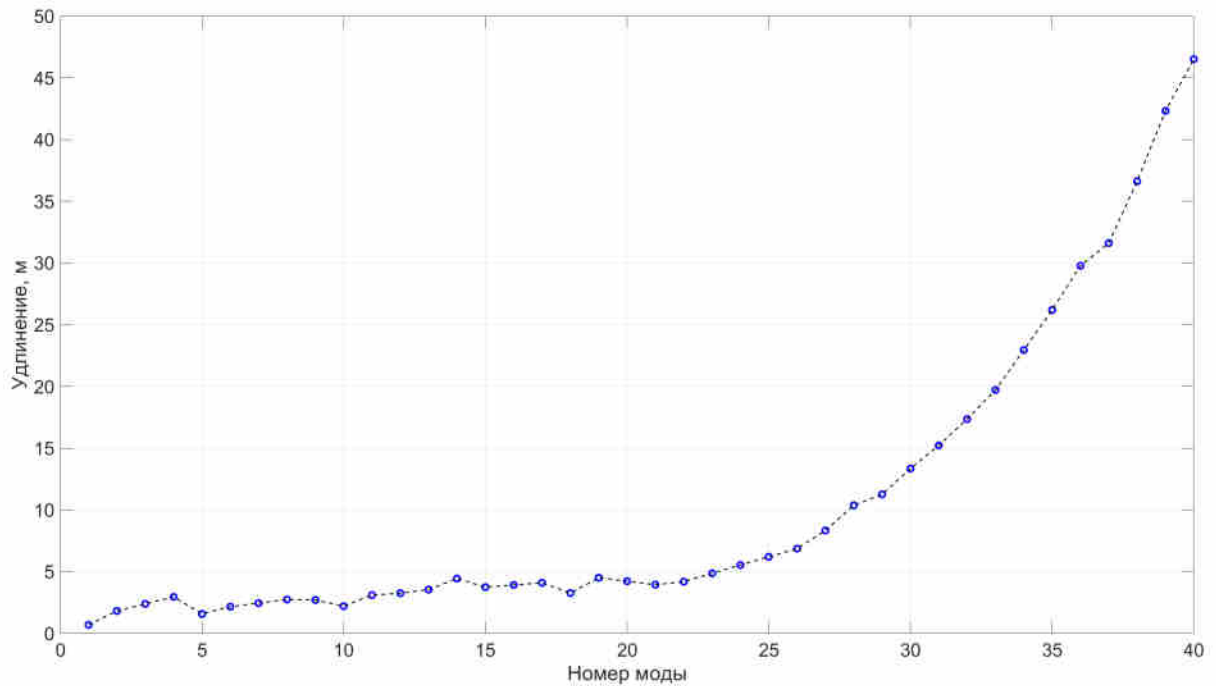


Рис. 3.15: Удлинения собственных лучей модальных компонент акустического сигнала

Перед анализом влияния горизонтальной рефракции оценим также времена прихода модальных компонент акустического сигнала (Рис. 3.16).

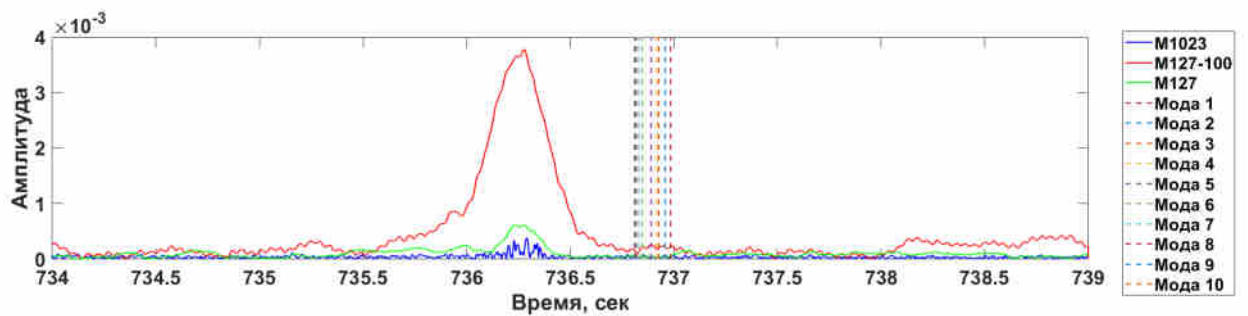


Рис. 3.16: ИХВ различных фазоманипулированных сигналов с наложенными на неё временами прихода модальных компонент акустического сигнала. Расшифровка легенды приведена в Табл. 3.3.

На данном графике для мод 1-10 ошибка прогноза времени прихода варьируется от 0.5 до 0.7 с, что соответствует ошибке оценки дальности примерно в 700-1000 м. В работах [24; 27] отмечено наличие плотной группы мод малых

| Название | Количество символов | Количество периодов несущей частоты на символ |
|----------|---------------------|---|
| M1023 | 1023 | 16 |
| M127 | 127 | 40 |
| M127-100 | 127 | 100 |

Таблица 3.3: Свойства использовавшихся фазоманипулированных сигналов

номеров, которую в данном случае следует ассоциировать с пучками мод 1-10, которые, вероятно, образуют слаборасходящийся пучок в ПЗК [117; 118]. Такие лучи проявляются в локальных максимумах (определяемых межмодовой дисперсией) ИХВ, соответствующих вышеупомянутым группам волноводных мод, при этом наличие такого пучка упрощает задачу сопоставления групп мод с максимумами ИХВ. Расхождение между пиками в ИХВ и t_j можно объяснить следующим образом. Часть Японского моря, где проводился эксперимент, представляет собой область с относительно низкой концентрацией буев ARGO, выполняющих океанографические измерения в реальном времени. Таким образом, модели циркуляции океана могут давать неполную информацию о поле скорости звука в интересующей области.

Вернемся к оценке влияния горизонтальной рефракции при помощи расчета удлинения собственных лучей. Для мод больших номеров удлинение составляет приблизительно 50 метров, что составляет лишь 0.005 процента от длины геодезической, соединяющей источник и приемник. Заметим, что эта величина гораздо меньше, чем в [9], где удлинение собственных лучей модальных компонент малых номеров составляло порядка 120 метров, что, однако, обуславливалось конфигурацией эксперимента, в частности, параллельным расположением акустической трассы к кромке континентального шельфа. В данном случае можно с уверенностью говорить о том, что ни неоднородности гидрологии, ни неоднородности батиметрии не оказывают существенного влияния на распро-

странение звука при такой постановке задачи (протяженная трасса в сценарии “шельф-глубокий океан”). Однако следует более детально изучить влияние горизонтальной рефракции при распространении звука под острым углом к кромке континентального шельфа, поскольку такая конфигурация трассы будет отличаться градиентами не только батиметрии, но и гидрологии, проекция которых на акустическую трассу будет ненулевой.

3.3. Горизонтальная рефракция при распространении под острым углом к кромке континентального шельфа

3.3.1. Описание эксперимента

В данном разделе мы приводим краткое описание данных натурального эксперимента по излучению и приёму звука, который проводился в акватории Японского моря в период с 18 по 20 августа 2023 года (Рис. 3.13). Акустическая трасса длиной более 140 км состояла из шельфовой (глубиной до 200 м) и глубоководной (до 2700 м) частей (Рис. 3.17).

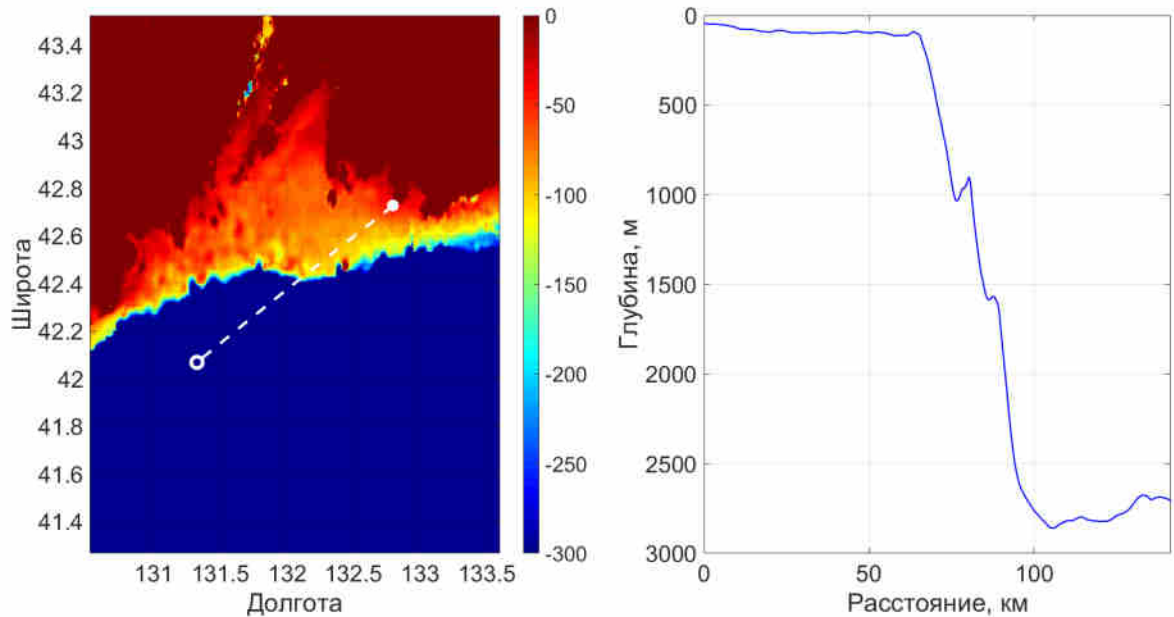


Рис. 3.17: Батиметрия акватории Японского моря (левый подграфик). Акустическая трасса выделена белым пунктиром, источник навигационных сигналов – белой точкой, приемник сигналов – белой окружностью. На правом подграфике изображена батиметрия вдоль акустической трассы.

Источник импульсных сигналов был установлен в 150 метрах от береговой линии вблизи мыса Гамова на глубине 39 метров (в месте установки источника глубина моря составляла 40 м) и излучал фазоманипулированные сигналы (М-последовательности длиной 1023 символа с заполнением 4 и 16 периодов несущей частоты (400 Гц) на символ) в частотной полосе 375–425 Гц. Приём осуществлялся при помощи свободно дрейфующей автономной вертикально распределённой приемной системы с регистрирующими модулями, расположенными на глубинах 69, 126, 648 и 914 м. Местоположение системы ежесекундно отслеживалось с помощью GPS-приемника и по радиоканалу передавалось на обеспечивающее научное судно. По результатам проведенной корреляционной обработки зарегистрированных сигналов с репликами излученных были построены импульсные характеристики волновода (ИХВ) на каждом горизонте (Рис. 3.18).

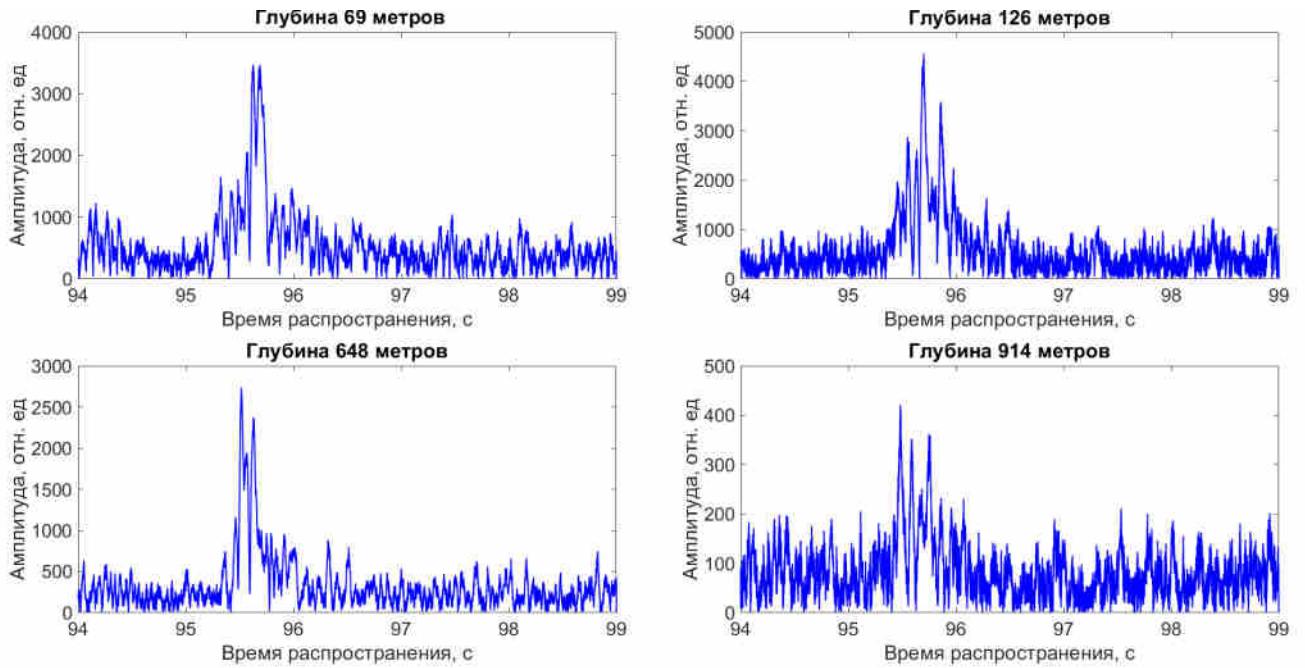


Рис. 3.18: Импульсные характеристики (взаимнокорреляционные функции излученного и принятого сигналов), соответствующие приемникам на разных глубинах для излучавшихся М-последовательностей длиной 1023 символа с заполнением 16 периодов. Графики приведены к единой шкале по оси Y.

Особый интерес представляет собой тот факт, что ИХВ с отчетливо различимыми пиками были получены на всех глубинах, что не является типичным результатом для подобных экспериментов. В работах авторов [25; 27; 33] при распространении звука с шельфа в глубокое море наблюдалась канализация звука в небольшой окрестности оси ПЗК, в связи с чем вероятность приема на горизонтах, удаленных от этой оси хотя бы на несколько сотен метров, представляется крайне малой. Также интерес представляет тот факт, что на разных глубинах акустическая энергия приходит в точку приёма практически одновременно. Следует также отметить, что при распространении с шельфа в глубокое море характерно появление единственного максимума ИХВ [8; 33; 86], в то время как в данном эксперименте можно заметить своего рода расщепление пика ИХВ и появление вместо него двух ярко выраженных максимумов. В связи с данным обстоятельством возникает потребность исследовать возможность устойчивого приёма звука на горизонтах значительно ниже оси ПЗК, а так-

же объяснить раздвоение максимума ИХВ теоретически, в том числе с целью дальнейшего развития методов и систем навигационного и информационного обеспечения глубоководных автономных робототехнических систем.

3.3.2. Акустическое поле и его разложение по модам

Для построения поля скорости звука вдоль акустической трассы и ее окрестности на мелководном отрезке (для глубины моря $h < 100$ м, что соответствует расстоянию $r < 60$ км) использовались данные, полученные в ходе натурального эксперимента, в глубоководной же части использовались выходные данные реанализа GLORYS12V1. Такой выбор основан на опыте работ авторов [25; 27; 29], в силу того, что данные реанализов моделей циркуляции океана для мелководных участков трассы воспроизводили вертикальное распределение скорости звука некорректно как в количественном, так и в качественном отношении. Пространственное распределение скорости звука на шельфе было получено методом линейной интерполяции между полями скорости звука в глубоководной и мелководной частях в предположении, что скорость звука на шельфе меняется линейно. Расчет акустического поля проводился для оценки зоны акустической освещенности на различных горизонтах в точке приема для центральной частоты в 400 Гц, со скоростью звука в дне $c_b = 1700$ м/с и плотностью $\rho = 2$ г/см³ (отметим, что вариации данных значений в широком диапазоне не влияют на основные качественные и количественные характеристики звукового поля в глубоководной части). Результаты расчета акустического поля приведены на Рис. 3.19, при этом следует обратить внимание на интенсивную засветку волновода в глубоководной части на горизонтах от 50 до 600 м, что является типичной картиной при дальнем распространении с шельфа в глубокий океан, для которого характерна канализация акустического поля в весьма узком интервале глубин относительно ПЗК. Отметим, однако, что засветка локально достигает глубин до 1000 метров, что позволяет говорить о возможности уверенного приема на данных горизонтах.

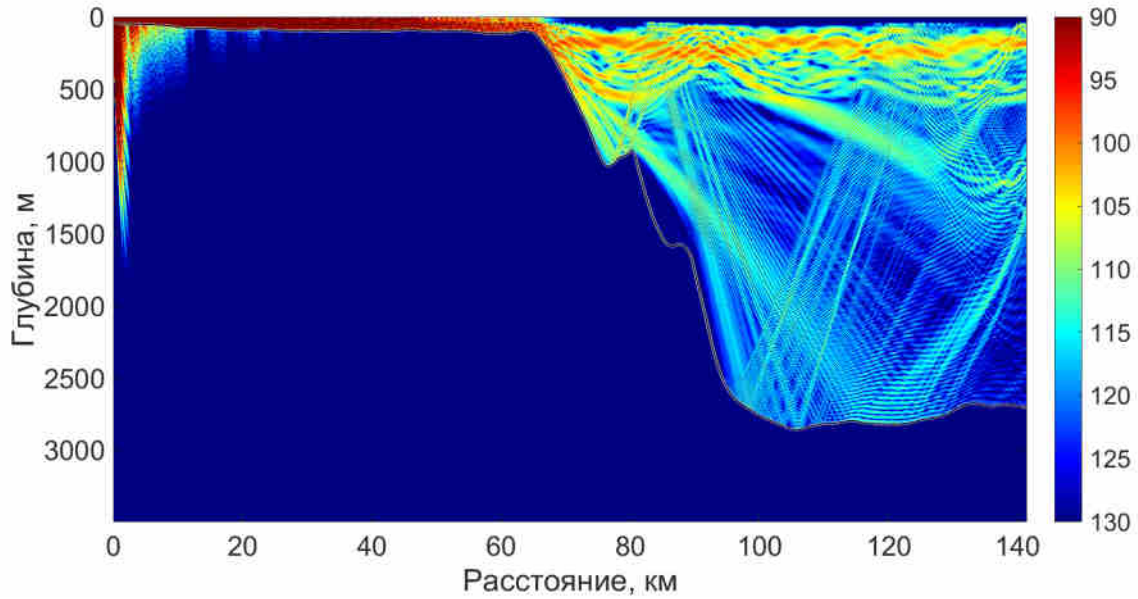


Рис. 3.19: Контурный график потерь на распространение в волноводе (в дБ относительно 1 м), построенное вдоль геодезической. Заметна равномерная засветка в глубоководной части волновода в диапазоне глубин от 50 до 600 метров с эпизодическим охватом глубин до 1000 метров.

В ранее проводившихся экспериментах [25; 27; 76] типичным диапазоном глубин, в котором обнаруживалось равномерное озвучивание волновода, являлся интервал от 50 до 500 м. Следует отметить, что в ранее проводившихся экспериментах акустическая трасса была ориентирована приблизительно вдоль градиента глубины, что позволяло пренебрегать влиянием горизонтальной рефракции, и, кроме этого, мелководный участок обычно был относительно коротким. В описываемом случае трасса ориентирована под острым углом (около 40 градусов) к градиенту глубин, что создает условия для возбуждения мод больших номеров в глубоководной части [126]. Следствием такой конфигурации эксперимента является возможность обеспечить уверенный прием импульсных сигналов на глубинах от 600 до 1000 метров, по крайней мере на некоторых участках трассы. Рассмотрим теперь разложение поля, рассчитанного с использованием метода параболического уравнения, по нормальным модам. Расчет модовых функций $\phi_j(x, z)$ и амплитуд $A_j(x)$ производился при помощи комплекса про-

грамм `ac_modes` [65], разработанного в ТОИ ДВО РАН. Зависимость модовых амплитуд $A_j(x)$ от расстояния, изображенная на Рис. 3.20, может качественно описать распределение энергии между модами на разных участках волновода.

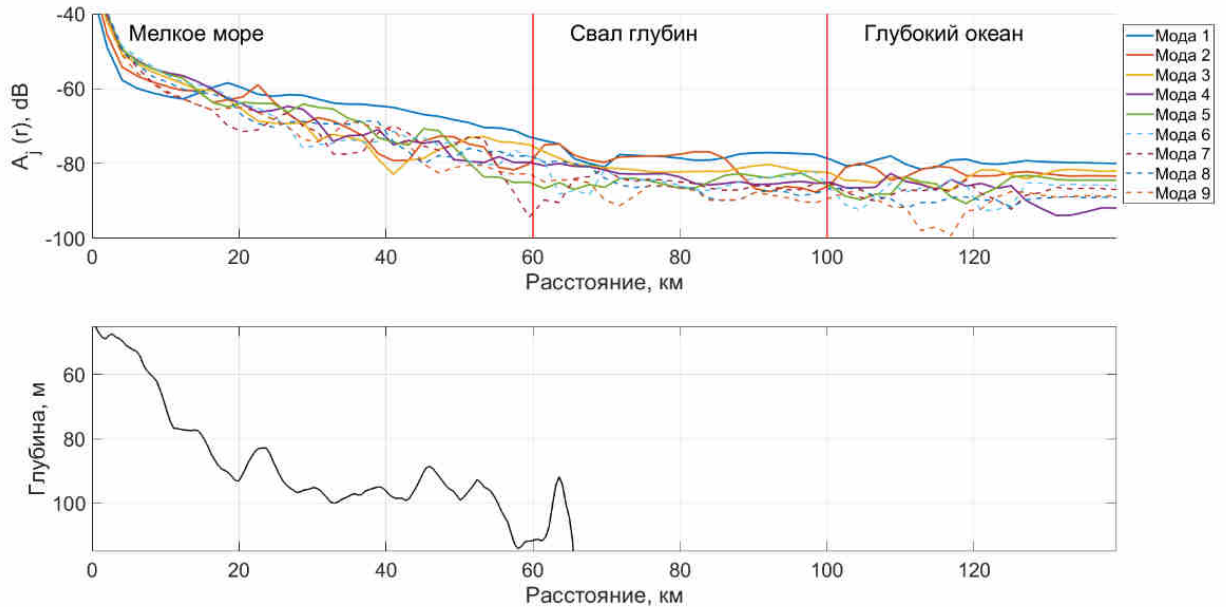


Рис. 3.20: Зависимость модовых коэффициентов $A_j(x)$ от расстояния (верхний подграфик) для мод с номерами 1-9, сглаженная по 3 точкам. Красными вертикальными линиями шельфовая зона, зона свала глубин и зона глубокого моря отделены друг от друга. Батиметрия вдоль акустической трассы изображена на подграфике (нижний подграфик).

В шельфовой части (0-60 км) происходит интенсивный обмен энергией между модами 2-5 и 6-9, заметно, что потери первой моды минимальны. В начале свала глубин (60-75 км) часть энергии из мод 1-2 переходит в моды 6-9, на последней (85-100 км) происходит обратный процесс. Затем на участке от 100 до 130 км наблюдается интенсивный обмен энергией между модами, и на последнем участке трассы от 130 до 140 км этот обмен прекращается. Области интенсивного обмена энергиями мод на шельфе соответствуют участкам трассы с резкими изменениями батиметрии, что особенно хорошо видно по вариациям амплитуды второй вертикальной моды на Рис. 3.20.

Помимо этого, следует отметить, что в глубоководной части модам требует-

ся всего около 30 км, чтобы обменяться энергией и перейти к практически адиабатическому распространению. Важно отметить, что данные выводы, качественно оценивающие взаимодействие мод, справедливы для двумерной постановки задачи, и для количественной оценки в трехмерной постановке следует перейти к оценке групповых скоростей и траекторий, вдоль которых распространяются модовые компоненты импульсного сигнала (горизонтальных лучей).

3.3.3. Горизонтальные лучи и времена прихода модальных компонент

Конфигурация изучаемой акустической трассы обладает двумя ключевыми особенностями – большой протяженностью мелководной части и ориентацией трассы под острым углом к кромке континентального шельфа. Данные особенности позволяют ожидать в данном эксперименте значительное влияние горизонтальной рефракции в силу наличия градиентов глубины и/или скорости звука [35; 92], в поперечном к трассе направлении. В определенных случаях на таком участке происходит заметное замедление спадающей средней интенсивности звукового поля с ростом расстояния [127; 128]. Особенную важность оценка влияния горизонтальной рефракции приобретает при моделировании экспериментов по сверхдальному распространению звука [28; 129]. Заметим, что наличие градиентов глубины и/или скорости звука, направленных под углом к геодезической, приводит к появлению градиентов горизонтальных волновых чисел мод $k_j(x, y)$ (см. контурный график на Рис. 3.21).

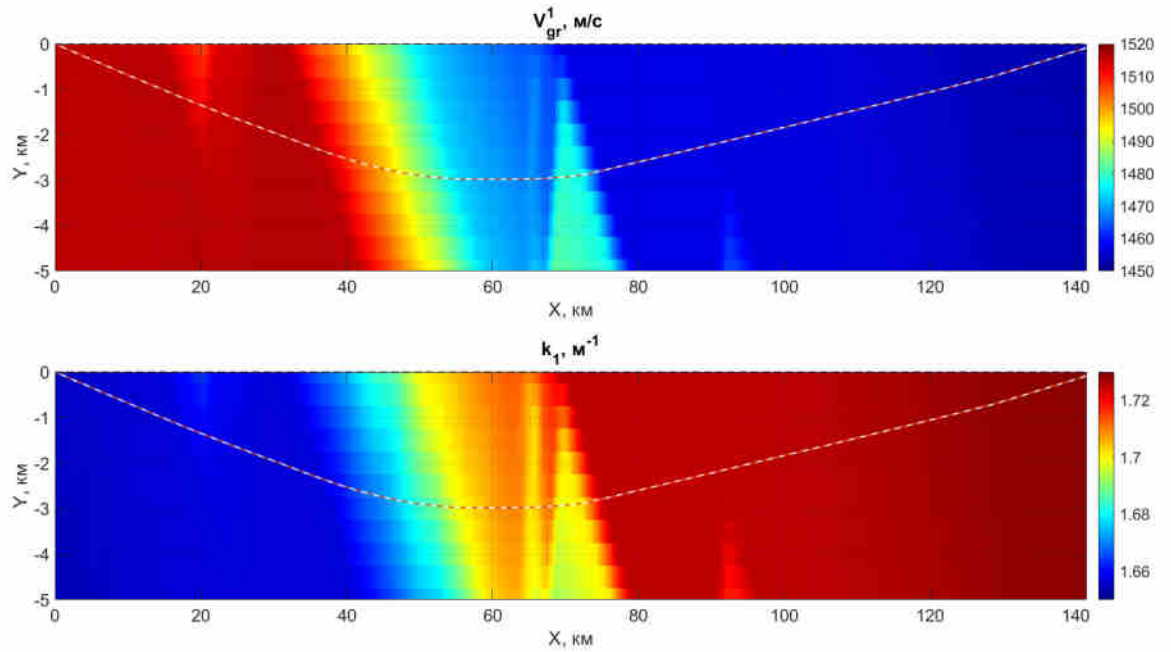


Рис. 3.21: Контурные графики групповых скоростей $v_{gr}^1(x, y)$ (верхний подграфик) и волновых чисел $k_1(x, y)$ (нижний подграфик) первой моды с наложенными на них собственными лучами для первой моды. Заметны градиенты групповых скоростей и волновых чисел, направленные под углом к геодезической.

Результаты расчета времен прихода модовых компонент сигнала изображены на Рис. 3.22 в сопоставлении с ИХВ, полученной в эксперименте.

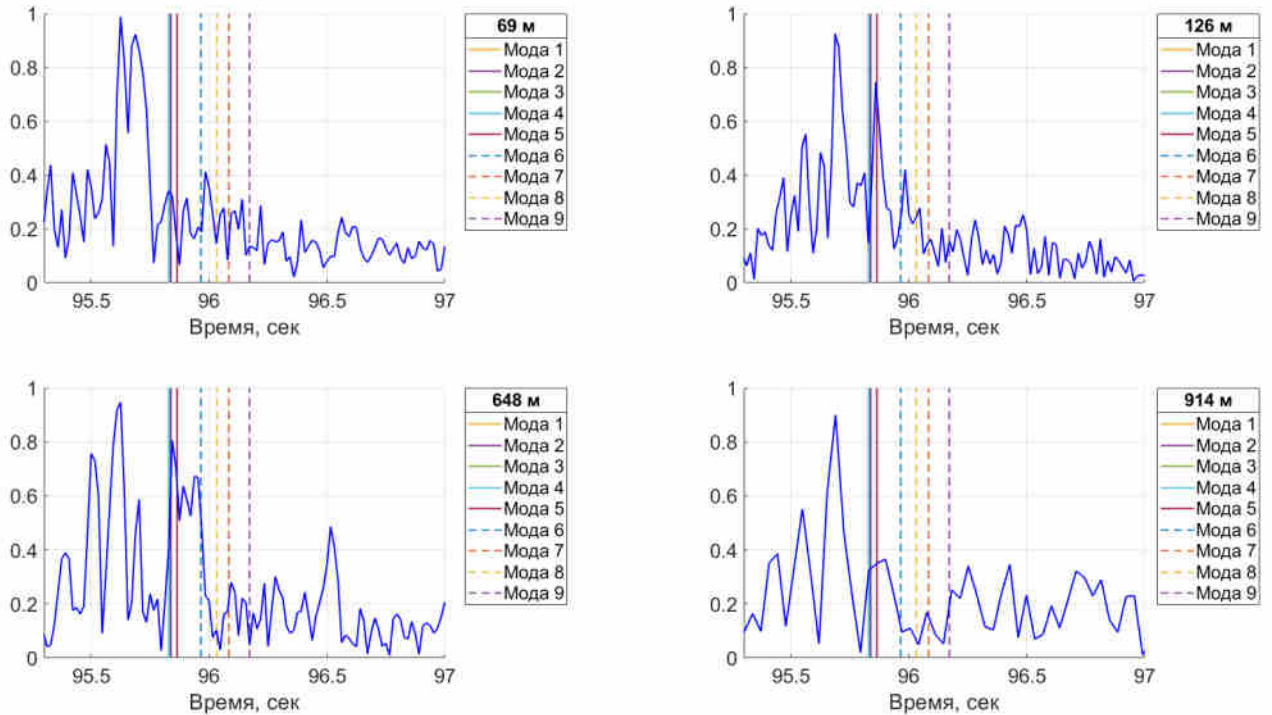


Рис. 3.22: Импульсные характеристики волновода, полученные по результатам корреляционной обработки сигналов, зарегистрированных на глубинах 69 (верхний левый подграфик), 128 (верхний правый подграфик), 648 (нижний левый подграфик) и 914 (нижний правый подграфик) метров с наложенными на них теоретическими оценками времен прихода модовых компонент акустического сигнала с первой по пятую (сплошные вертикальные линии) и с шестой по девятую (пунктирные горизонтальные линии).

Модовые компоненты с первой по пятую образуют пучок, с которым можно отождествить приход акустической энергии, соответствующей главному пику ИХВ, что является типичным поведением мод малых номеров при распространении в сложных волноводах, включающих шельф, свал глубин и глубокое море [130; 131]. В рассматриваемом случае интерес представляет нестандартное поведение мод с шестой по девятую, поскольку групповая скорость в глубоком океане прямо зависит от номера моды, что обуславливает приход их энергии в точку приема в обратном порядке [17]. Помимо этого, времена их прихода оказываются распределенными по интервалу шириной около 0.5–1 сек, что, од-

нако, в некоторых случаях [25] позволяет сопоставить отдельные пики ИХВ с временами прихода мод больших номеров. В описываемом же случае поведение мод с шестой по девятую качественно другое: они образуют второй пучок, локализованный в очень узком временном интервале (менее 0.4 сек). Приход модовых компонент в прямом порядке можно объяснить тем, что глубоководная часть обладает недостаточной длиной для того, чтобы модовые компоненты перестроились в обратном порядке. Появление второго пучка, по-видимому, можно отнести к эффектам, порождаемым делением трассы на мелкоководную и глубоководную части в равных долях.

Следует также обратить внимание на зависимость групповых скоростей v_j^{gr} от расстояния в зоне свала глубин, изображенную на Рис. 3.23(верхний подграфик) для первых пяти мод, и на Рис. 3.23(нижний подграфик) – для мод с шестой по девятую. Каждой моде соответствует свой цвет, сплошные линии – $v_j^{gr}(s)$, рассчитанные вдоль луча, пунктирные линии – $v_j^{gr}(x)$, рассчитанные вдоль геодезической.

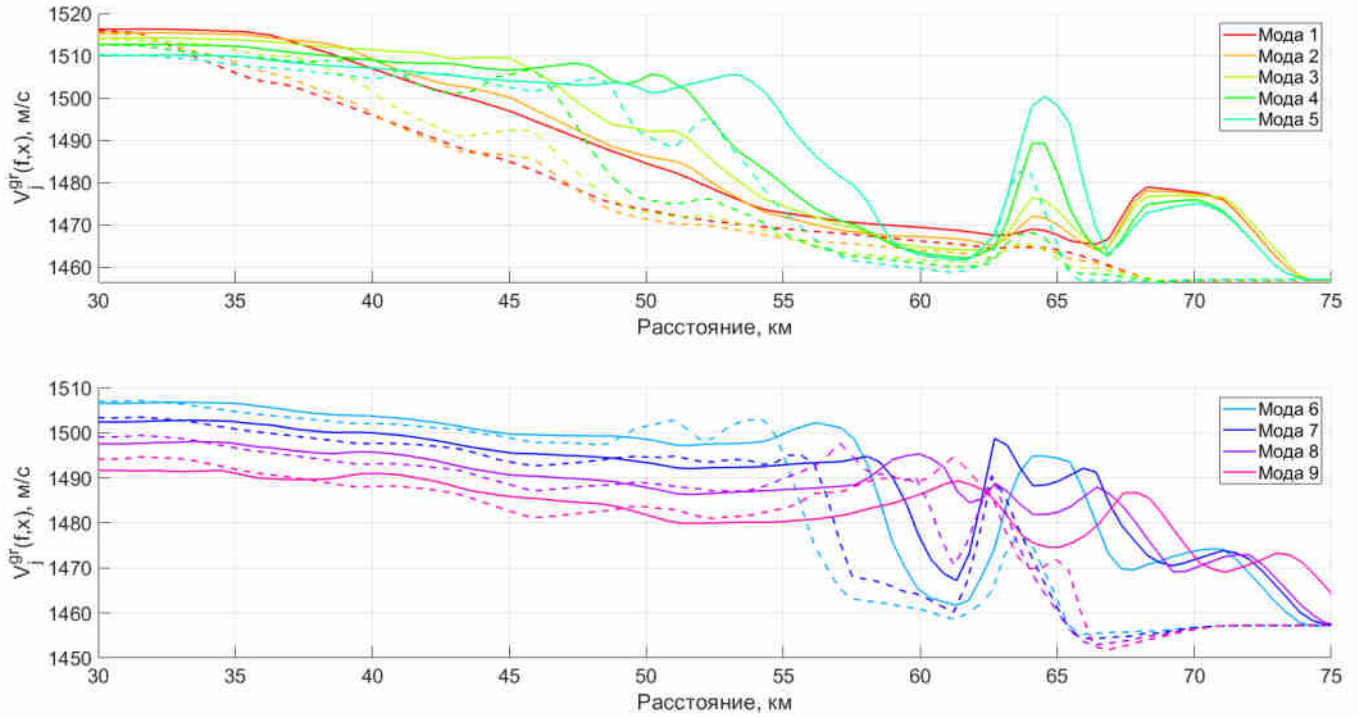


Рис. 3.23: Зависимость от расстояния групповых скоростей v_j^{gr} первых девяти модовых компонент (подграфик (верхний подграфик) – моды с первой по пятую, подграфик (нижний подграфик) – моды с шестой по девятую). Сплошные линии – $v_j^{gr}(s)$ вдоль лучей, пунктирные линии – $v_j^{gr}(x)$ вдоль геодезической. Групповым скоростям каждой модовой компоненты соответствует свой цвет.

Заметны резкие скачки групповых скоростей, которые можно соотнести с зоной перехода из шельфа в глубокое море. На верхнем подграфике Рис. 3.23 следует выделить одну особенность – для групповых скоростей, рассчитанных вдоль луча, резкие изменения начинаются на 5 км позже. Из этого можно сделать вывод, что для данной постановки задачи вклад горизонтальной рефракции заключается в том, что первые пять мод проходят большее расстояние по мелководной области, для которой характерны более высокие значения групповых скоростей. Для мод больших номеров (в представленном случае с шестой по девятую, нижний подграфик Рис. 3.23) характерна несколько иная особенность – их групповые скорости изначально находятся в более узком диапазоне, но при этом на интервале между 64 и 75 км разность между групповыми скоростями

$v_j^{gr}(s)$ и $v_j^{gr}(x)$ для мод с шестой по девятую гораздо больше, чем аналогичная величина для первых пяти мод. Иными словами, для мод высоких номеров гораздо больше набег времени, вызванный горизонтальной рефракцией, но при этом данный эффект компенсируется более длительным прохождением мод по мелководной зоне вдоль геодезической. Следовательно, зона перехода из шельфа в глубокий океан в данной постановке задачи играет роль своеобразной линзы, ускоряющей распространение звука при его отклонении от прямолинейной траектории. Набег времени распространения, вызванный горизонтальной рефракцией, можно оценить, как разность времен распространения вдоль луча и вдоль геодезической, как показано на Рис. 3.24.

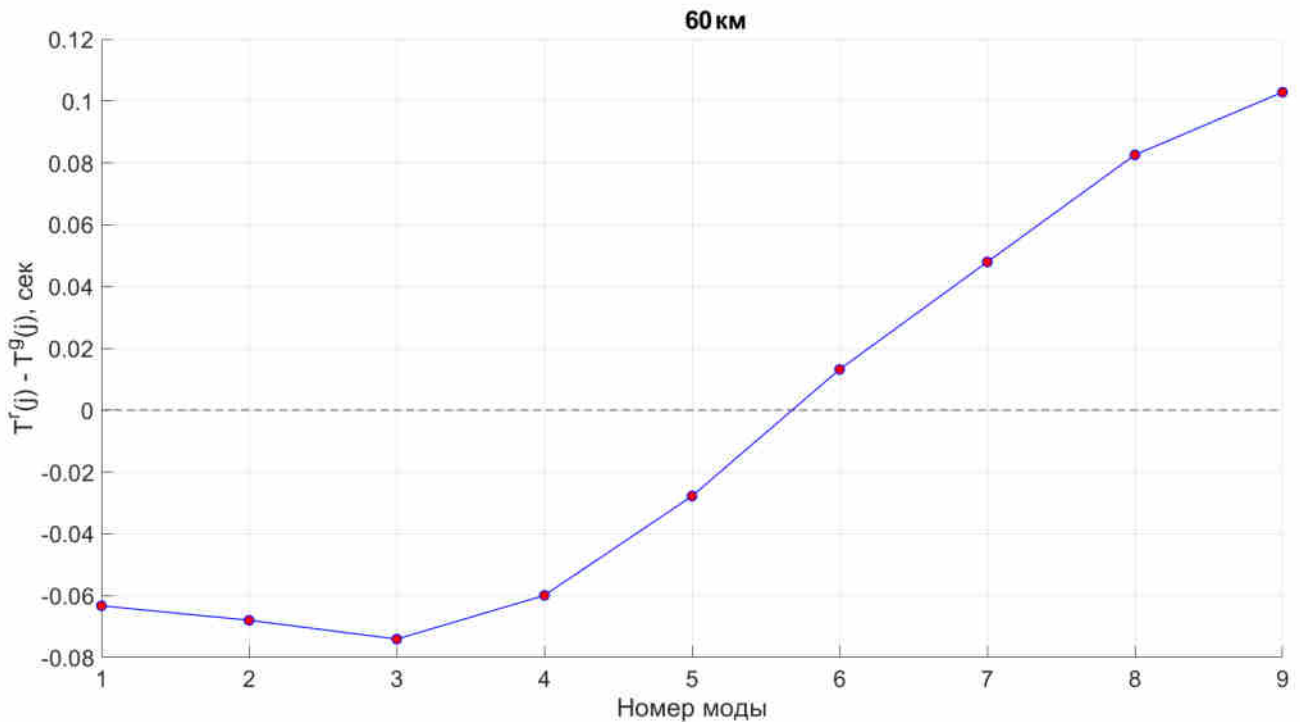


Рис. 3.24: Разности набегов времен прихода $t_j(s) - t_j(x)$ модовых компонент акустического сигнала вдоль луча ($t_j(s)$) и вдоль геодезической ($t_j(x)$) на удалении 60 км от источника. Пунктирной линией обозначен нулевой набег времени.

Отметим, что эта величина ведет себя по-разному для двух пучков мод. Для первых пяти мод, по-видимому, удлинение луча играет более значимую роль, чем прохождение по более длинной мелководной зоне, поэтому разность

набегов меньше нуля. Для мод с шестой по девятую этот эффект более выражен в силу того, что лучи более удалены от геодезической, и при распространении захватывают большую область мелководной части, что подтверждает сделанные ранее выводы.

3.3.4. Обоснование учета горизонтальной рефракции

Времена прихода модовых компонент в точку приема рассчитывались без учета взаимодействия мод. Заметим, что адиабатическое приближение и горизонтальная рефракция являются эффектами одинакового порядка [127], и следует обосновать возможность учета горизонтальной рефракции в отсутствие взаимодействия мод. Для учета данного явления ключевую роль играют точные оценки эффективных скоростей распространения модальных компонент и длин их собственных лучей. В большинстве случаев межмодовое взаимодействие не оказывает на эти величины влияния, т. е. можно говорить о том, что в трехмерном случае взаимодействие мод является пренебрежимым эффектом. Однако оценка времен прихода вдоль лучей такого типа дает лишь первое приближение для оценки влияния горизонтальной рефракции. Авторами работ [87; 88] продемонстрирована связь времен прихода с межмодовым взаимодействием. В некоторых случаях принятый сигнал может содержать информацию о взаимодействии мод, и данный факт [89] можно использовать для оценки зон интенсивного взаимодействия мод, соответствующих горизонтальным неоднородностям волновода различных типов. В трехмерном случае, однако, эта связь будет еще более сложной, расщепление модовых компонент будет означать также расщепление соответствующих горизонтальных лучей.

3.4. Выводы к Главе 3

В Главе 3 описано влияние горизонтальной рефракции, возникающей вследствие наличия гидрологических и батиметрических неоднородностей вдоль аку-

стической трассы, на времена прихода модальных компонент акустического сигнала в точку приема. Для количественной оценки влияния данного явления проводилось моделирование распространения звука в волноводах Японского и Охотского морей с использованием данных моделей циркуляции океана. Методика усреднения групповых скоростей вдоль собственных лучей модальных компонент позволяет как качественно оценить искривление лучей в зоне со значительными поперечными градиентами волновых чисел $k_j(x, y)$, так и количественно оценить удлинение собственных лучей при моделировании и возникающие вследствие этого задержки модальных компонент. Результаты моделирования, как и в Главе 2, отражают основные закономерности дисперсии сигнала, такие, как образование плотного пучка мод малых номеров и их перестроение в обратном порядке. Использование данных моделей циркуляции океана в виде пространственных распределений скорости звука позволяет с достаточной точностью рассчитывать групповые скорости v_j^{gr} и времена прихода T_j модальных компонент акустического сигнала в точку приема, при этом отдельно оценивать вклад рефракции, возникающей на гидрологических и батиметрических неоднородностях. Данная точность обеспечивается, во-первых, более высоким пространственным разрешением данных, и, во-вторых, наличием у моделей циркуляции океана возможности воспроизводить трехмерные объекты, такие, как синоптические вихри. Отметим, что ключевой особенностью данной методики является чувствительность к степени ассимиляции моделью циркуляции реальных океанографических данных, поэтому в отдельных районах Японского и Охотского морей решение задач акустической дальнометрии может быть затруднено вследствие отсутствия в данном регионе буев ARGO. Тем не менее, даже в этом случае предоставляемые моделью данные позволяют решить задачу оценки групповых скоростей модальных компонент путем их усреднения вдоль собственных лучей с минимальной погрешностью, что по-прежнему позволяет сопоставлять максимумы ИХВ и времена прихода отдельных мод и/или их пучков. Следует особенно отметить, по-видимому, впервые обнаруженное форми-

рование второй плотной группы мод малых номеров в случае распространения под острым углом к кромке континентального шельфа при условии практически равного деления акустической трассы длиной 140 км на мелководную и глубоководную части. При двумерном моделировании обнаружено рассеяние звука на шельфе, следствием которого является интенсивная засветка волновода в диапазоне глубин от 50 до 600 метров, и локальная – от 600 до 1000 метров, что обеспечивает возможность уверенного приема звука на глубинах до 1 км с приемлемым уровнем отношения «сигнал-шум» на некоторых отрезках трассы. Эта закономерность нетипична для дальнего распространения, при котором характерной особенностью является канализация звука в узком диапазоне глубин (100-200 метров) вдоль оси ПЗК. Следует полагать, что данная закономерность является следствием организации эксперимента с двумя ключевыми условиями – расположение акустической трассы под углом к градиенту глубин и деление ее на мелководную и глубоководную части в равных долях. Наличие второго пучка мод облегчает интерпретацию импульсных характеристик волновода, для которых характерно наличие более одного максимума.

Результаты исследований, изложенных в данной главе, были опубликованы в [27–30].

Параметризация возмущения профиля скорости звука в Японском море синоптическим вихрем

4.1. Введение

Характер зависимости скорости звука от глубины определяет условия распространения акустических волн, интерференционную структуру акустических полей, а также форму импульсных характеристик подводного звукового канала (ПЗК) в океане [16; 17]. Эта зависимость является предметом экспериментальных и теоретических исследований с момента открытия волноводного характера распространения звука в ПЗК в 1950-е годы. Поскольку получаемые в ходе прямых измерений профили скорости звука неудобны при теоретических исследованиях, был предложен ряд различных параметризаций таких профилей аналитическими формулами [109; 132], самой известной из которых является так называемый канонический профиль Манка [17; 132]. Эти параметризации в разной степени пригодны для описания реальных зависимостей скорости звука от глубины в различных районах Мирового океана. Помимо некоторого усредненного (фонового) профиля скорости звука в океане нередко встречаются неоднородности различных типов. Среди них внимание акустиков традиционно привлекают внутренние волны [35; 40; 133; 134] и синоптические вихри [133–139]. Для анализа различных эффектов, связанных с распространением звука, в частности, через вихри, также удобно иметь простую теоретическую параметризацию возмущения фонового профиля скорости звука, которая связана с их присутствием. Ряд параметризаций такого типа был, в частности, предложен и использован в работах [140; 141]. Выполняя анализ данных натурных гидрологических измерений, накопленных в ТОИ ДВО РАН за более чем полувековую историю института, мы обратили внимание, что использованные ранее парамет-

ризации могут быть некоторым образом уточнены и сделаны более удобными для работы. В настоящем исследовании рассматривается крестообразный разрез устойчивого антициклонического вихря, наблюдавшегося в одном из районов Японского моря летом 1999 года. Уникальность рассматриваемого набора данных состоит в том, что научному судну, выполнявшему гидрологические измерения, удалось пройти практически через центр завихренности как вдоль параллели, так и вдоль меридиана, определяя при этом вертикальные разрезы поля температуры и солености через каждые 20 километров. Используя полученные данные, был определен как фоновый профиль скорости звука, так и его трехмерное возмущение, связанное с присутствием вихря. Также была осуществлена параметризация фонового профиля с использованием формулы Морса [142], которая позволяет аналитически рассчитать собственные значения и собственные функции мод ПЗК. Как показали расчеты, для параметризации связанного с вихрем возмущения хорошо подходит произведение функций Гаусса по горизонтальным переменным и распределения Максвелла-Больцмана по глубине. Предложенные в настоящей работе параметризации могут быть при анализе эффектов распространения звука в глубоком океане.

4.2. Описание эксперимента

В данном разделе мы приводим краткое описание данных натурного эксперимента, проводившегося в летний период 1999 г. в акватории Японского моря с использованием НИС «Профессор Хромов». В ходе проведения экспедиционных работ в Японском море была получена довольно подробная схема вертикальных распределений температуры и солености от поверхности до придонных горизонтов (точки на Рис. 4.1). При этом точки проведения гидрологических измерений, пересекающих устойчивый антициклонический вихрь, представлены крестообразно расположенными отрезками прямых, ориентированных вдоль параллели и меридиана (красные точки на Рис. 4.1). Точка пересечения данных

прямых должна была совпасть с эпицентром синоптического вихря, отчетливо наблюдаемого на спутниковых данных.

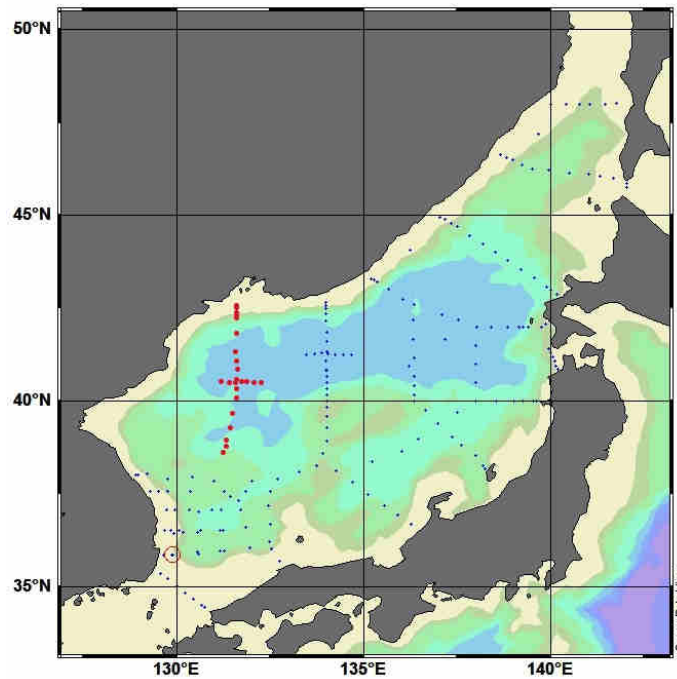


Рис. 4.1: Карта Японского моря с положением гидрологических станций. Изучаемые в работе точки гидрологических наблюдений отмечены жирными точками.

Здесь и далее в работе будет использоваться терминология гидрологических разрезов – полей скорости звука, ориентированных вдоль указанных прямых и представленных на Рис. 4.2.

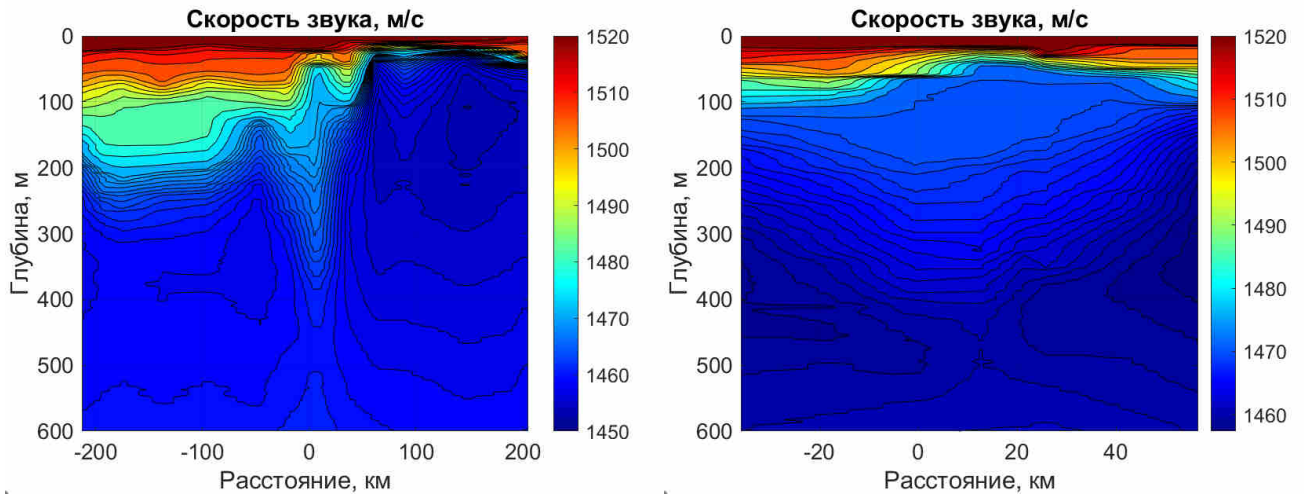


Рис. 4.2: Пространственные вариации полей скорости звука, соответствующие меридиональному (левый подграфик) и зональному (правый подграфик) гидрологическим разрезам.

По разбеганию изолиний полей скорости звука можно предположить присутствие на данной акватории синоптического вихря. При этом на достаточном удалении от предполагаемого центра вихря в южном, западном и восточном направлениях вертикальные разрезы скорости звука в достаточной степени сходны друг с другом, чтобы можно было говорить о наличии общего для всей акватории фонового профиля скорости звука.

4.3. Параметризация фонового профиля скорости звука

Поле скорости звука на рассматриваемой акватории можно представить как сумму фонового профиля и возмущения:

$$c(r, z) = c(z) + \delta c(x, y, z), \quad (4.1)$$

где $c(z)$ – фоновый (невозмущенный) профиль скорости звука, $\delta c(x, y, z)$ – возмущение, связанное с присутствием синоптического вихря (заметим, что в некотором приближении данное возмущение можно считать симметричным относительно вертикальной оси, проходящей через его центр и описывать выражением

$\delta c(r, z)$, где r – расстояние точки до центра по горизонтали). Начнем определение данных величин с параметризации фонового профиля скорости звука. Принято считать [16; 17], что в глубоком океане хорошую аппроксимацию вертикального распределения скорости звука обеспечивает канонический профиль Манка [17; 132]:

$$c_0(z) = c_1(1 + \epsilon(\eta(z) + \exp \eta(z) - 1)), \quad \eta(z) = \frac{2(z - z_1)}{B}, \quad (4.2)$$

где z_1 – глубина оси подводного звукового канала, c_1 – скорость звука на оси подводного звукового канала, B, ϵ – параметры профиля, отвечающие за кривизну графика данной зависимости. Для аппроксимации были использованы фоновые профили скорости звука (наиболее удаленные от центра вихря), параметры z_1, c_1, B, ϵ были подобраны при помощи метода наименьших квадратов, результат аппроксимации изображен на Рис. 4.3.

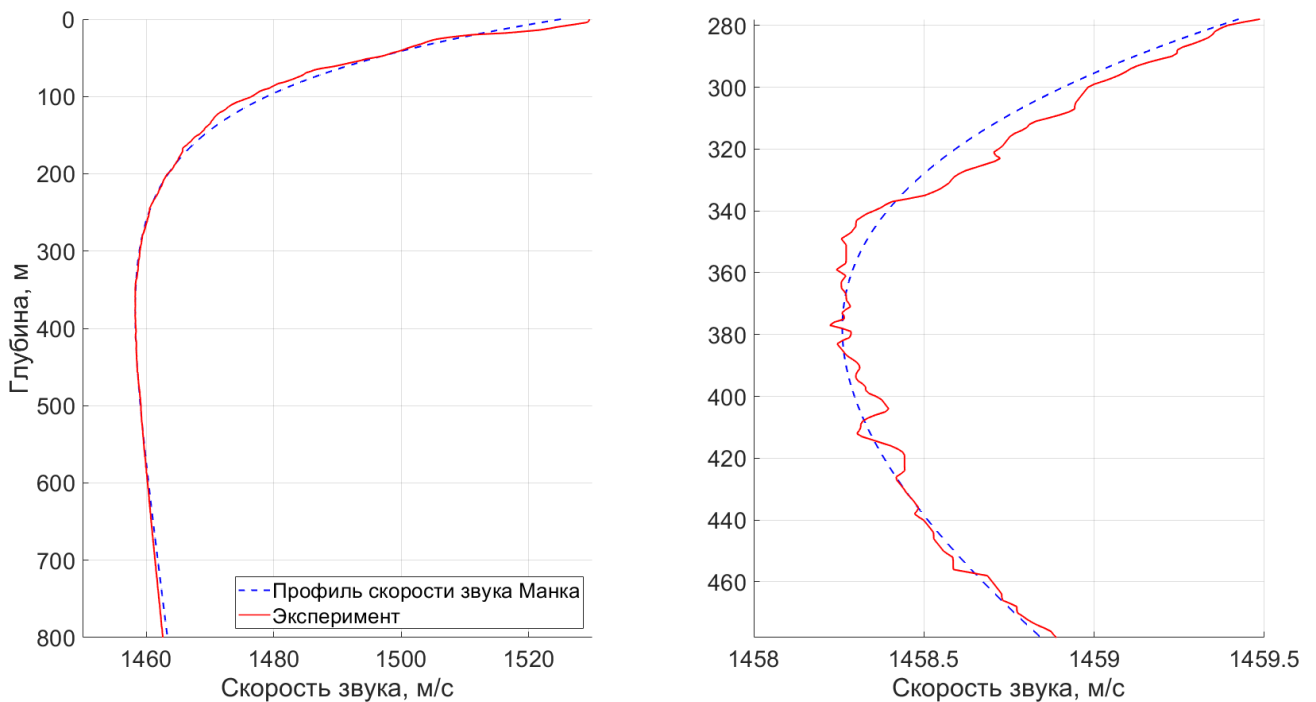


Рис. 4.3: Фоновый профиль скорости звука (красная линия) и результат его аппроксимации уравнением скорости звука Манка (синяя линия) во всем диапазоне глубин (левый подграфик) и в окрестности 100 м от оси ПЗК (правый подграфик).

Заметим, что нас интересует только интервал в некоторой окрестности оси подводного звукового канала, поэтому была исследована чувствительность параметров аппроксимации относительно изменения ширины данного интервала. Оптимальные параметры в зависимости от ширины интервала представлены в Таб. 4.1. В данном случае параметры z_1, c_1 имели фиксированное значение, поскольку физически им соответствуют глубина оси ПЗК и скорость звука на этом горизонте. Несмотря на высокую точность аппроксимации натуральных данных формулой Манка 4.2, работать с данным профилем, в частности, в рамках теории нормальных мод, неудобно, так как горизонтальные волновые числа и собственные функции мод могут быть найдены только численно. Напомним, что модовые функции $\phi_j(z)$ используются для представления акустического поля в волноводе в виде суперпозиции:

$$P(r, z, \omega) = \sum_j A_j(r) \phi_j(z), \quad (4.3)$$

где коэффициенты разложения $A_j(r)$ называются модовыми амплитудами. Стоит заметить, что $\phi_j(z)$ и $A_j(r)$ зависят от частоты параметрически. Собственные функции $\phi_j(z)$ могут быть найдены аналитически из уравнения:

$$\phi_{zz} + \frac{\omega^2}{c^2(z)} \phi = k^2 \phi, \quad (4.4)$$

где k – волновые числа, а $c(z)$ – скорость звука, при подходящей нормировке и переобозначении переменных. Данное уравнение с формальной точки зрения совпадает с одномерным стационарным уравнением Шредингера для квантовой частицы:

$$\Psi_{xx} - V(x)\Psi = -E\Psi, \quad (4.5)$$

где Ψ – волновая функция, $V(x)$ – потенциал частицы, E – энергия частицы. Величине $-\frac{\omega^2}{c^2(z)}$ из уравнения 4.4 в точности соответствует квантовомеханический потенциал $V(x)$ из уравнения 4.5. Можно аппроксимировать величину

$-\frac{\omega^2}{c^2(z)}$ потенциалом Морса [142], который определяется выражением:

$$-\frac{\omega^2}{c^2(z)} = c_1 + D_e(1 - \exp(-a(z - z_1)))^2, \quad (4.6)$$

где z_1 – глубина оси подводного звукового канала, c_1 – значение потенциала на оси ПЗК, а D_e – разность потенциалов на оси ПЗК и на бесконечности. Данный потенциал представляется подходящим, поскольку в окрестности оси ПЗК скорость звука $c(z)$, определяемая 4.6, демонстрирует качественное поведение, сходной с поведением фонового профиля с исследуемой области. Величина $-\frac{\omega^2}{c^2(z)}$ для данных натуральных измерений была аппроксимирована формулой Морса с использованием метода наименьших квадратов на различных интервалах в окрестности оси ПЗК. Полученные при такой аппроксимации значения параметров (для различных интервалов глубин) z_1, c_1, D_e, a приведены в Таб. 4.2, а на Рис. 4.4 показано соответствие полученных параметризаций фоновому профилю скорости звука в данных натуральных измерений.

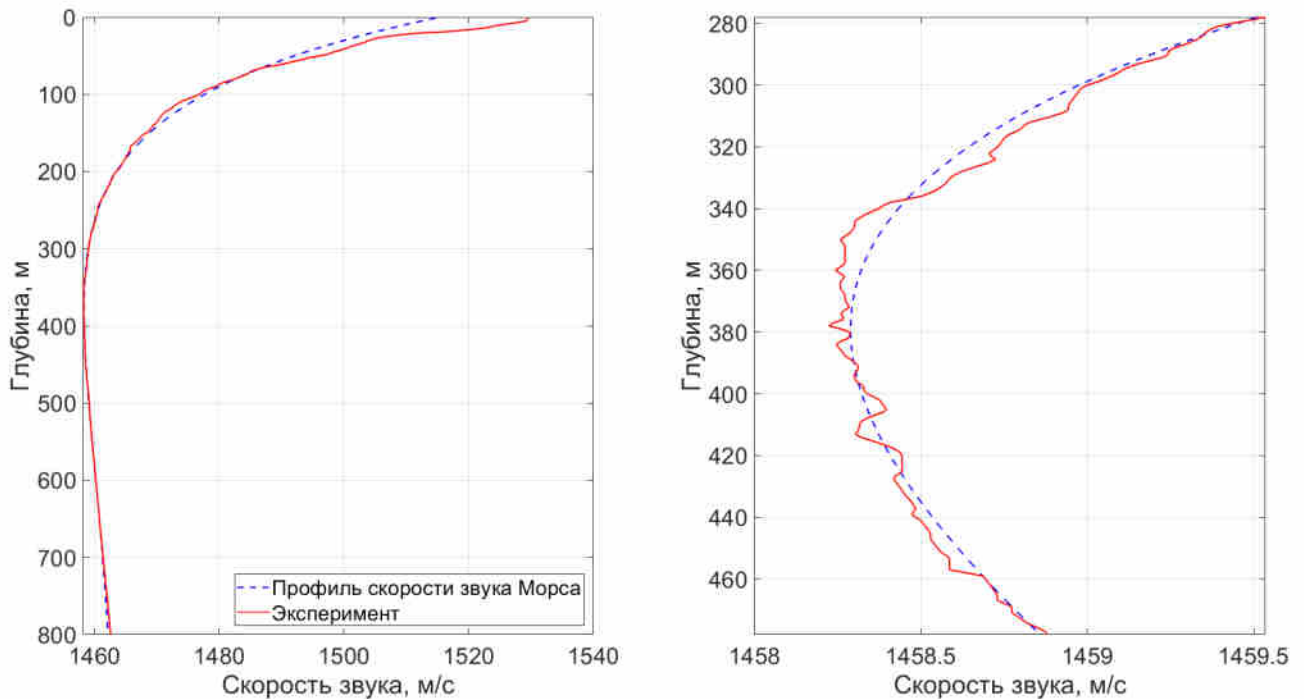


Рис. 4.4: Фоновый профиль скорости звука (красная линия) и результат ее аппроксимации потенциалом Морса (синяя линия) во всем диапазоне глубин (левый подграфик) и в окрестности 100 м от оси ПЗК (правый подграфик).

4.4. Аналитический расчет волновых чисел и модовых функций в сравнении с результатами численного расчета

Аналитические выражения для расчёта собственных функций и собственных значений для уравнения Шредингера 4.5 с потенциалом Морса приводятся во многих работах [142–144]. Можно воспользоваться этими результатами и простым соответствием между переменными уравнений Гельмгольца и Шредингера, чтобы сразу выписать решения уравнения 4.4 с потенциалом Морса 4.6:

$$\begin{aligned} \phi_j(z) &= N_j \zeta^{\frac{\alpha_j}{2}} \exp\left(-\frac{\zeta}{2}\right) L_j^{\alpha_j} \zeta, \quad \zeta = 2\lambda \exp(-a(z - z_e)), \quad 0 < \zeta < \infty, \\ k_j^2 &= -c_1 - D_e + \frac{\alpha_j^2 a^2}{4}, \quad j = 0, 1, \dots, [\lambda], \end{aligned} \quad (4.7)$$

где $L_j^{\alpha_j}(\zeta)$ - полиномы Лагерра, $[\lambda]$ – наибольшее целое число, меньшее λ , и:

$$N_j = \sqrt{\frac{j! \alpha_j a}{\Gamma(j + \alpha_j + 1)}}, \quad \alpha_j = 2\lambda - 2j - 1, \quad \lambda = \frac{\sqrt{D_e}}{a}. \quad (4.8)$$

Результаты расчётов волновых чисел приведены на Рис. 4.5, а модовые функции изображены на Рис. 4.6.

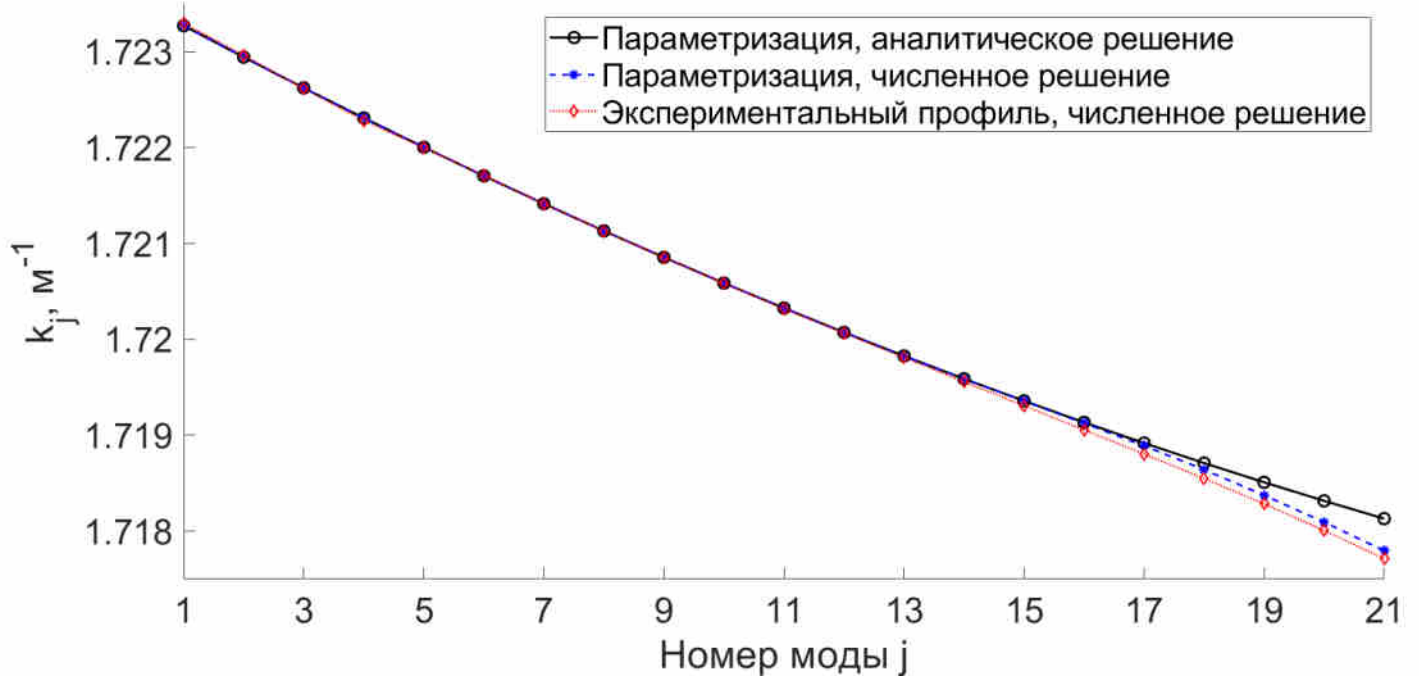


Рис. 4.5: Зависимости горизонтальных волновых чисел мод k_j от номера моды j , рассчитанные при помощи аналитической формулы 4.7 (красные точки), и численно для экспериментального фонового профиля скорости звука (черные точки) и его параметризации потенциалом Морса (синие точки).

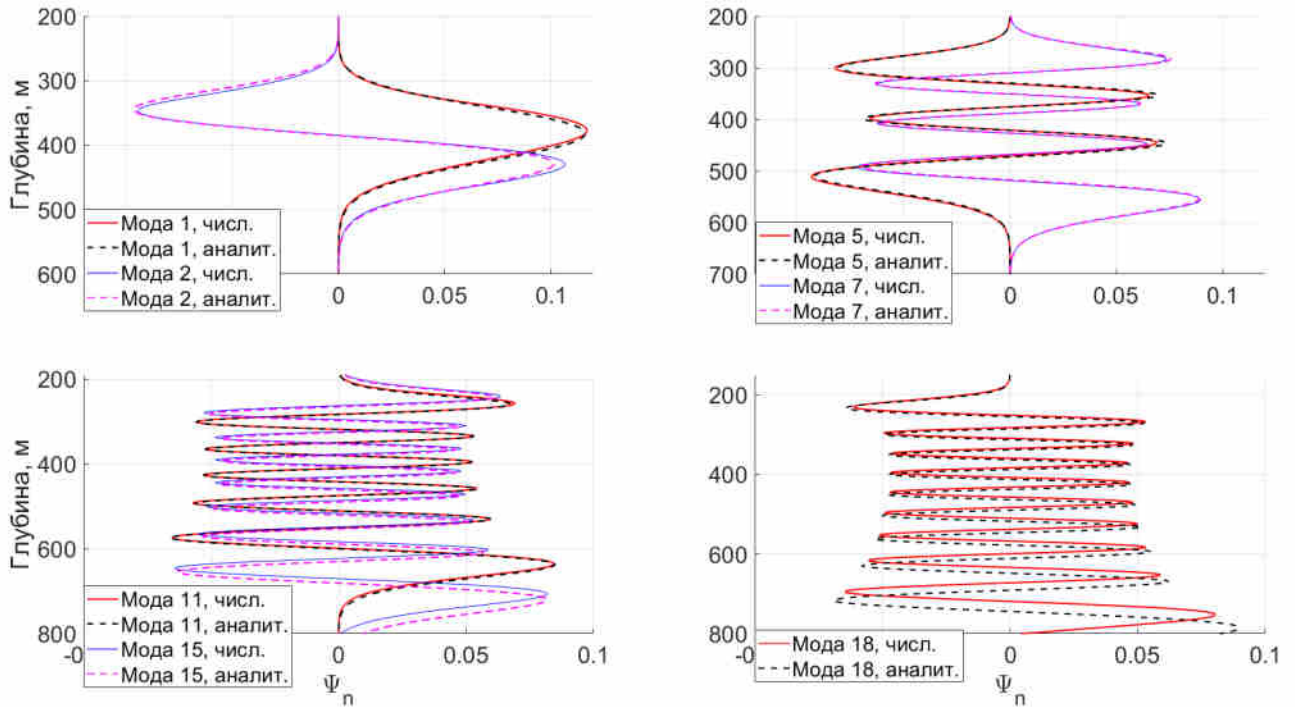


Рис. 4.6: Модовые функции $\phi_j(z)$, рассчитанные численно (непрерывные линии) и при помощи аналитической формулы 4.7 (пунктирные линии). Каждой моде (моды 1,2 – верхний левый подграфик, моды 5,7 – верхний правый подграфик, моды 11,15 – левый нижний подграфик и мода 18 – правый нижний подграфик) соответствует свой цвет.

Для расчётов волновых чисел и модовых функций также была использована программа [65], которую авторы обычно применяют при решении подобного рода задач [9; 25; 27; 28]. Заметим, что для мод малых номеров (т. е. для приосевого распространения), которые обычно несут в себе большую часть энергии при распространении, например, навигационных сигналов [9; 28; 33], результаты расчётов при помощи потенциала Морса хорошо согласуются с результатами расчетов программы `as_modes`, в которой задача Штурма-Лиувилля для нормальных мод решается численно с использованием метода конечных разностей.

4.5. Параметризация возмущения фонового профиля синоптическим вихрем

Следующим этапом нашей работы стала параметризация возмущения фонового профиля, вызванного присутствием синоптического вихря. Вычтя из поля скорости звука, наблюдаемого в эксперименте, фоновый профиль, соответствующий потенциалу Морса, мы получим возмущение данного поля, представленное на Рис. 4.7 (верхняя пара подграфиков) для меридионального и Рис. 4.7 (нижняя пара подграфиков) для зонального разрезов.

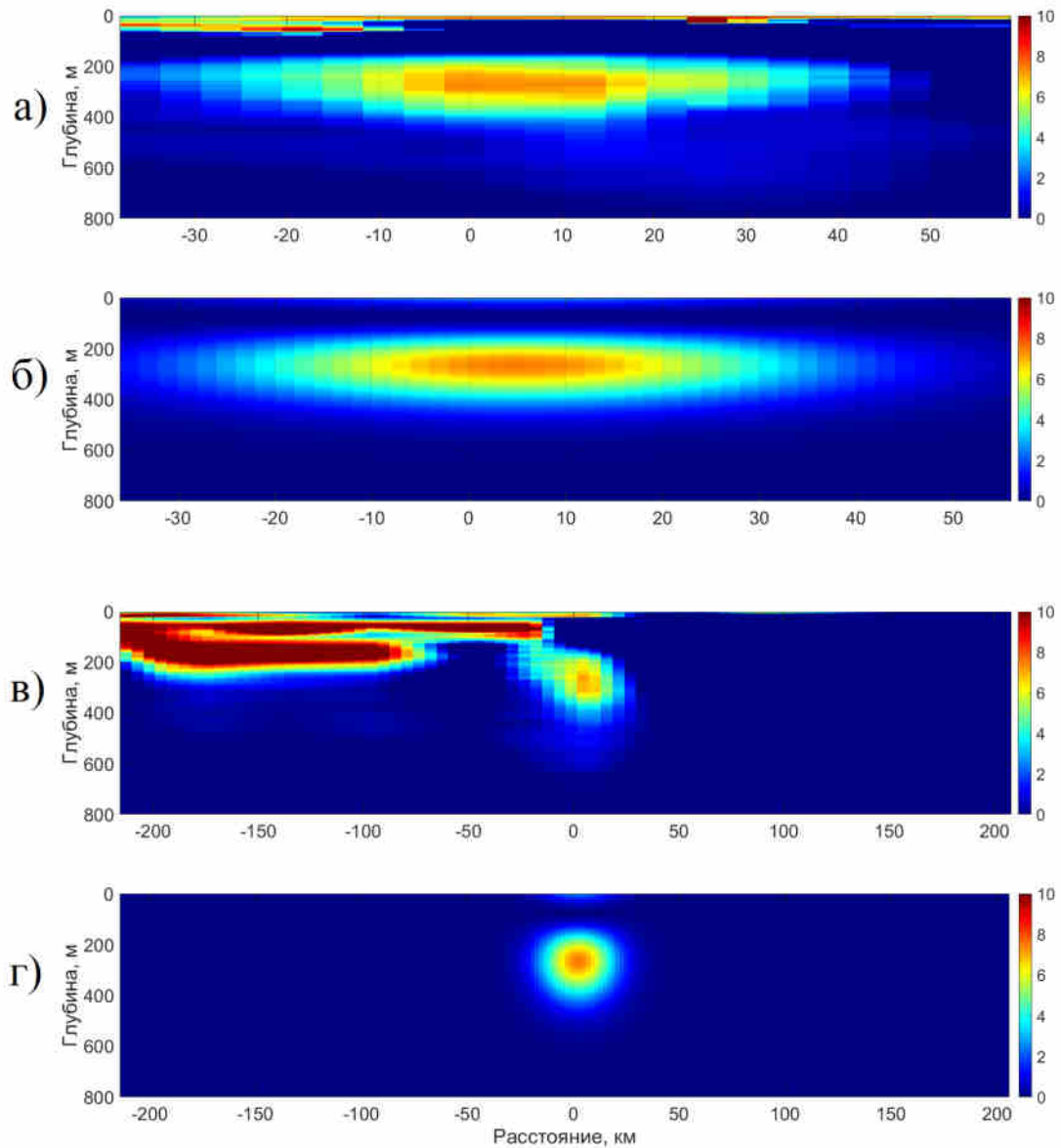


Рис. 4.7: Зависимость возмущения поля скорости звука от глубины z и расстояния от центра разреза по горизонтали для меридионального (а) и зонального разрезов (в), полученное вычитанием фонового профиля скорости звука из поля скорости звука, полученного в результате прямых измерений. На подграфиках (б) и (г) изображен результат аппроксимации формулой 4.9 для меридионального и зонального разреза, соответственно.

Как видно из рисунков, данное возмущение имеет выраженную пространственную локализацию, что говорит об адекватности метода разделения поля по формуле 4.1. В работах [129; 145] обсуждалась параметризация синоптиче-

ских вихрей (для исследования связанных с ними эффектов распространения звука) с использованием гауссовых функций вида:

$$\delta c(r, z) = c_m \exp(-r^2/r_r^2) \exp(-(z - z_0)^2/r_z^2), \quad (4.9)$$

где c_m – амплитуда возмущения скорости звука, z_0 – глубина центра вихря, а величины r_r, r_z определяют характерные размеры вихря по горизонтали и вертикали, соответственно. По-видимому, формула 4.9 не вполне подходит для рассматриваемого здесь набора данных, поскольку предполагает наличие у вихря симметрии относительно прямой $z = z_0$, которая в данном случае не наблюдается. По этой причине для параметризации возмущения поля скорости звука было использовано распределение, схожее с распределением Максвелла-Больцмана из термодинамики. Помимо этого, в представленном случае существенно, что вихрь является трехмерным объектом, и поэтому задачу о поиске оптимальных параметров для приближения вихря моделью необходимо решать для двух разрезов одновременно, учитывая, что вихрь может не иметь вращательной симметрии относительно вертикальной оси, проходящей через его центр (иными словами, естественно ожидать, что он будет скорее эллипсоидальным, чем круговым). Также необходимо учесть тот факт, что точка пересечения гидрологических разрезов необязательно совпадает с центром вихря. Будем считать что центр находится в точке (x_0, y_0) в системе координат, начало которой находится в точке пересечения треков судна. С учетом всего этого $\delta c(r, z)$ может быть параметризован следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta c(x, y, z) = & -c_m \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{r_x^2}\right] \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{r_y^2}\right] \\ & \times \left(\frac{z - z_0}{r_z}\right) \exp\left[-\frac{\beta(z - z_0)^2}{r_z^2}\right], \end{aligned} \quad (4.10)$$

где β – параметр распределения, отвечающий за асимметрию распределения по оси z , а r_x, r_y определяют размеры вихря в направлениях вдоль параллели и меридиана. Оптимизация значений параметров β, r_x, r_y ,

r_z, y_0, x_0, z_0, c_m для данной параметризации одновременно по двум разрезам поля скорости звука была выполнена с помощью метода наименьших квадратов (как и в предыдущем разделе, при оптимизации использовался интервал по глубине, ограниченный двухсотметровой окрестностью ПЗК). Полученные при этом значения приведены в Таб. 4.3, а результирующие возмущения представлены на Рис. 4.7(b) и (d). Помимо этого, на Рис. 4.8 были построены экспериментальные и параметризованные возмущения профилей скорости звука в центре вихря для зонального и меридионального разреза.

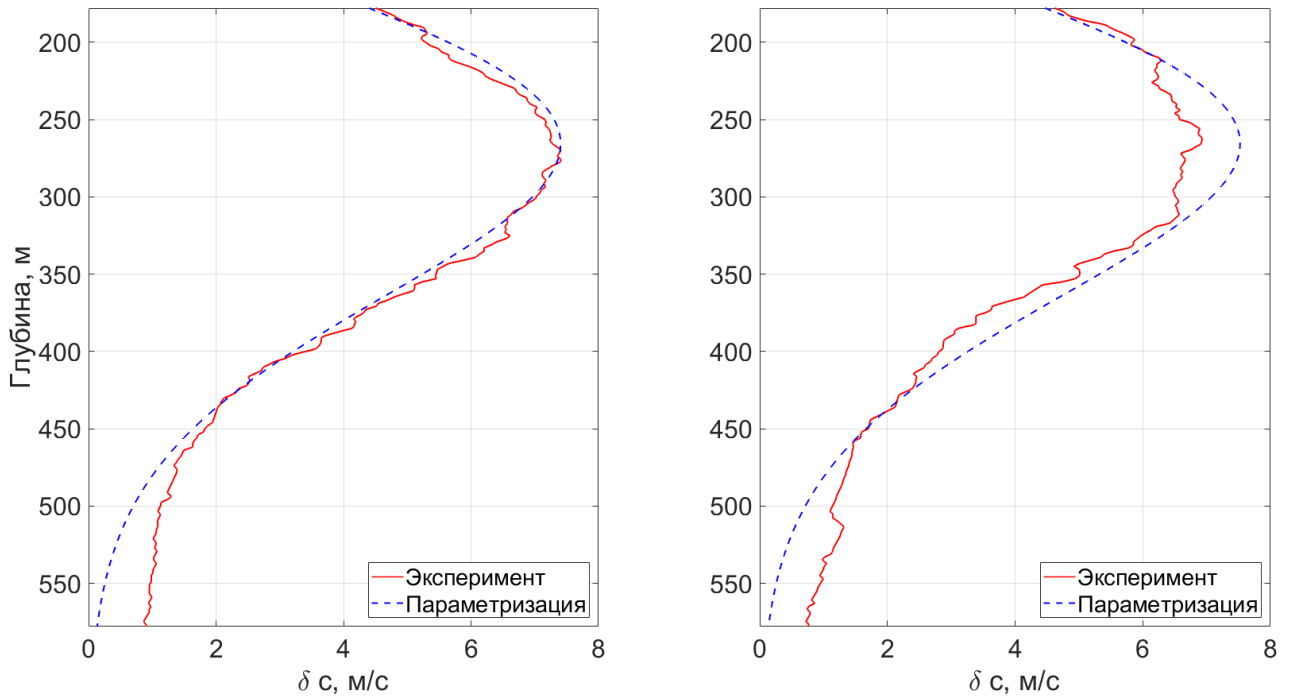


Рис. 4.8: Зависимость возмущения $\delta c(z)$ профиля скорости звука от глубины z в центре вихря для меридионального (левый подграфик) и зонального (правый подграфик) разрезов, наблюдаемая в эксперименте по сравнению с выделенным нами фоновым профилем (сплошная линия), а также полученная с помощью параметризации по формуле 4.9 (пунктирная линия).

Среднеквадратичное отклонение для оптимальной параметризации составило 0.38 м/с, наибольшее – 2.05 м/с (последнее значение достаточно велико, но связано с наличием некоторых выбросов на периферии вихря, как видно из

Рис. 4.7, в окрестности центра завихренности это отклонение гораздо меньше). Можно сделать вывод, что формула 4.10 адекватно воспроизводит возмущение поля скорости звука, наблюдаемое в эксперименте.

4.6. Расчет волновых чисел и модовых функций в присутствии синоптического вихря

Как было показано в предыдущих разделах, волновые числа для фонового профиля, рассчитанные при помощи аналитических формул для потенциала Морса, хорошо согласуются с результатами численных расчетов для реального профиля, наблюдаемого в эксперименте. Естественно задаться вопросом об использовании теории возмущений акустических мод [17] для определения горизонтальных волновых чисел в некоторой окрестности центра вихря, с тем, чтобы добиться практически аналитического описания распространения звука через такой вихрь. Воспользуемся стандартными уравнениями теории возмущений [17; 142] (до второго порядка включительно), записанными в виде:

$$K^2(x, y, z) = K_0^2(z) + \nu(x, y, z), \quad (4.11)$$

$$k_j^2(x, y) = k_{j,0}^2 + \delta k_j^2(x, y) + \delta^2 k_j^2(x, y) \dots,$$

$$\delta k_j^2(x, y) = \int_0^H \frac{\nu(x, y, z) \phi_j^2(z)}{\rho(z)} dz,$$

$$\delta^2 k_j^2(x, y) = \sum_{l \neq j} \frac{1}{k_{j,0}^2 - k_{l,0}^2} \int_0^H \frac{\nu(x, y, z) \phi_j(z) \phi_l(z)}{\rho(z)} dz,$$

где $K_0(z) = \frac{\omega}{c_0(z)}$ есть (общее) волновое число в среде для фонового профиля скорости звука, $K(x, y, z)$ – волновое число среды с учетом возмущения, а $\nu(x, y, z)$ – разность их квадратов (соответствующая возмущению потенциала в квантовой механике). Далее, величины $k_{(j,0)}$ – горизонтальные волновые числа мод, рассчитанные для фонового профиля скорости звука, $\phi_j(z)$ – соответствующие им собственные функции мод, а $\delta k_j^2(x, y)$ и $\delta^2 k_j^2(x, y)$ – возмуще-

ния квадратов горизонтальных волновых чисел, связанные с наличием вихря. Разумеется, теория возмущений мод [17; 142] может быть использована и для расчета собственных функций в присутствии вихря (которые находятся в виде ряда по невозмущенным собственным функциям), однако соответствующие формулы здесь не приводятся в силу того, что они являются стандартными, как и границы применимости данной теории [142]. Результаты численных расчётов волновых чисел для профиля в центре вихря, и расчетов с привлечением уравнений 4.11 из теории возмущений изображены на Рис. 4.9.

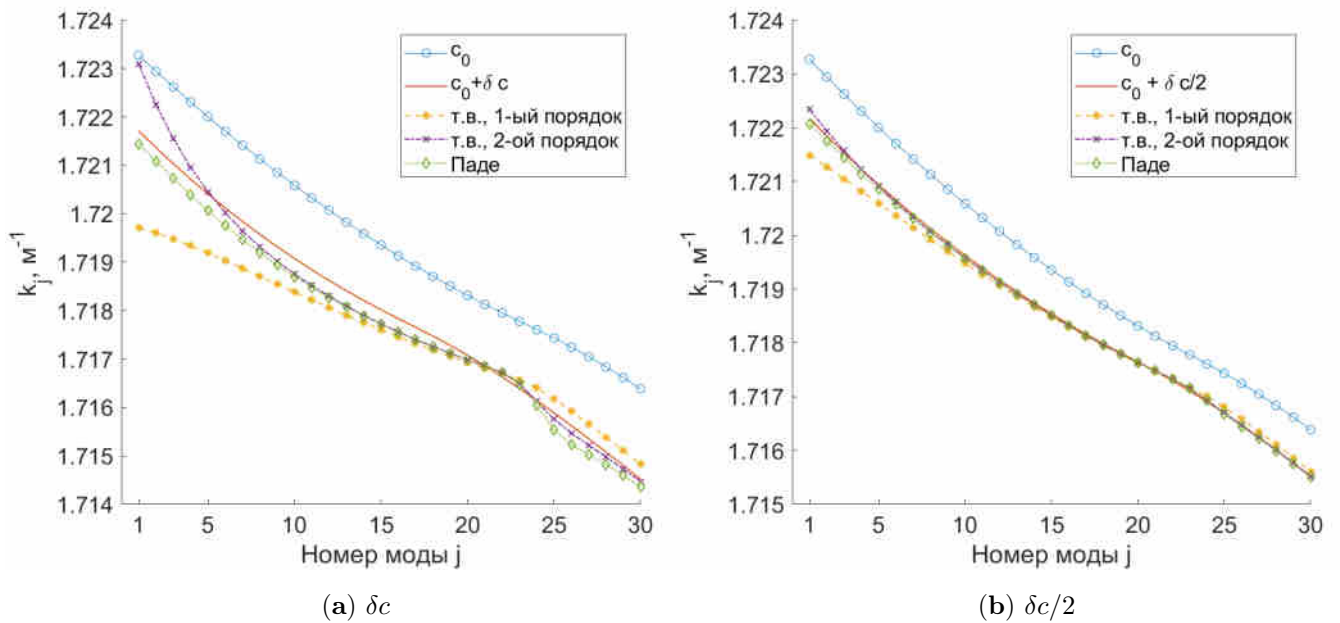


Рис. 4.9: Волновые числа k_j , рассчитанные численно решением задачи Штурма-Лиувилля для ВРСЗ в центре вихря (сплошная линия) и для фонового ВРСЗ (линия с круглыми маркерами). Аппроксимации второй кривой с использованием теории возмущения первого порядка, второго порядка и аппроксимации теории возмущения Паде отображены линиями со звездообразными, крестообразными и ромбообразными маркерами, соответственно (а). Аналогичный график (б) для возмущения скорости звука с уменьшенной вдвое амплитудой $\delta c/2$.

При этом линия с круглыми маркерами соответствует горизонтальным чис-

лам невозмущенного профиля, а жирная сплошная линия – точке внутри вихря с максимальной амплитудой возмущения. Ее приближения по теории возмущений первого и второго порядков показаны звездообразными и крестообразными маркерами соответственно, а ромбические маркеры соответствуют теории возмущений Паде [146]. Разумное качество аппроксимации достигается в данном случае лишь с использованием формул второго порядка. Заметим, что данная ситуация в некотором смысле является экстремальной с точки зрения условий применимости теории возмущений, т. е. амплитуда связанного с вихрем возмущения потенциала превышает половину глубины эквивалентной потенциальной ямы и, кроме того, центр вихря по глубине практически точно совпадает с осью ПЗК. Как показано на Рис. 4.9(b), в точках вихря, где возмущение имеет половинную амплитуду, даже теория возмущений первого порядка дает практически идеальный результат (исключая, разве что, первые несколько мод), в то время, как формулы второго порядка для рядов Тейлора и Паде в точности воспроизводят волновые числа возмущенного вихрем профиля скорости звука. Заметим, что для задач численно-аналитического описания звуковых волн в океане теория возмущений первого и второго порядка обеспечивают приблизительно одинаковое удобство использования конечных формул. Действительно, интегралы в последних двух формулах 4.11 с учетом уравнения 4.10 имеющие одинаковую структуру по z , все равно не позволяют получить компактного выражения при их вычислении (удобнее оставить их квадратурными). В результате волновые числа $k_j^2(x, y)$ в любом случае будут просто иметь ту же форму зависимости от x, y , что и скорость звука в 4.10.

4.7. Выводы к Главе 4

В данной главе представлен способ параметризации возмущения поля скорости звука, вызываемого синоптическим вихрем в океане. Существующие параметризации [129; 145] послужили основой для разработки улучшенной версии

уравнения, более полно описывающего возмущения поля скорости звука. Полученная параметризация была применена нами для аппроксимации реальных данных океанографических измерений, а именно к гидрологическим разрезам крупного синоптического вихря, полученным в ходе натурального эксперимента. Аппроксимация фонового профиля скорости звука выражением, соответствующим потенциалу Морса в квантовой механике, позволила получить аналитические формулы для акустических мод ПЗК (соответствующих бриллюэновским лучам, имеющим две точки поворота в водной толще и не достигающим поверхности и дна). Используя данные формулы и теорию возмущений акустических мод, можно получить удобное полуаналитическое представление для зависимости волновых чисел мод от горизонтальных координат, которое можно использовать для решения двумерных и трехмерных задач распространения звука через синоптический вихрь. Графики зависимости волновых чисел в данном случае не пересекаются (см. Рис. 4.10), так что характер распространения можно считать адиабатическим. Этот факт позволит, опираясь на формулы, аналогичные представленным в [147; 148] осуществлять описание распространения звука с использованием аналитического решения уравнений горизонтальной рефракции с учетом имеющейся в задаче симметрии.

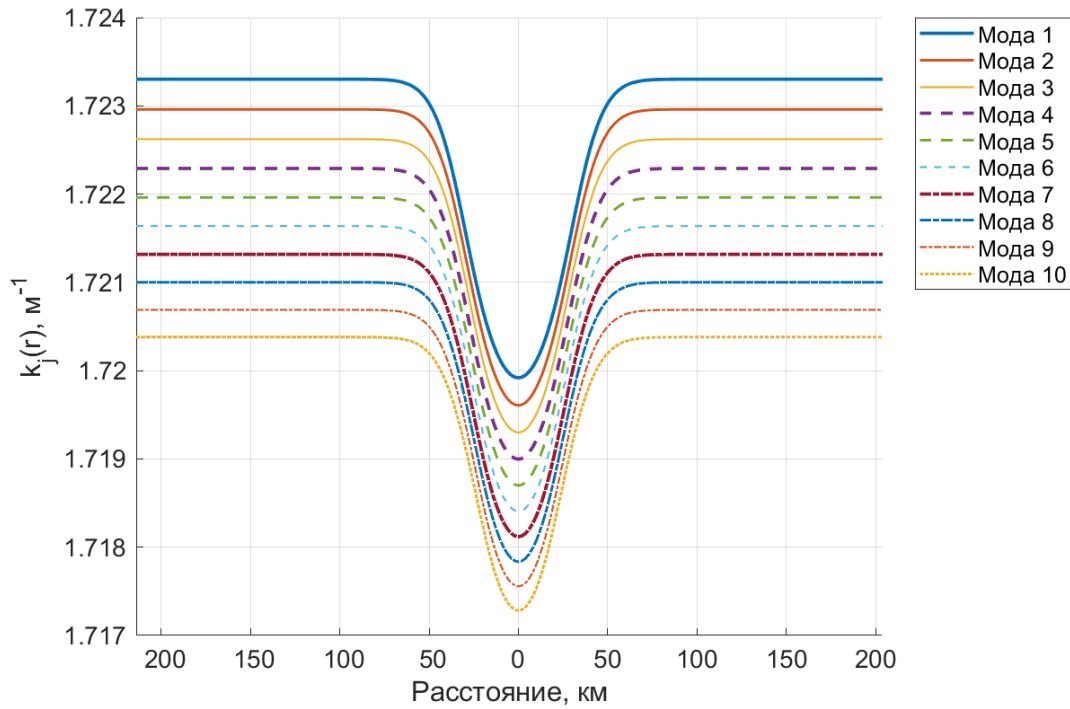


Рис. 4.10: Зависимость волновых чисел мод $k_j(r)$, расстояние $r = 0$ соответствует центру вихря. Спектральные линии не пересекаются и остаются практически эквидистантными, что позволяет предположить, что распространение звука через вихрь для мод с малыми углами скольжения является практически адиабатическим.

Таблица 4.1: Оптимальные параметры для аппроксимации ВРСЗ профилем Манка для различных полуширин L .

| Полуширина L , м | ϵ | B , м | СКО | наибольшее отклонение |
|-----------------------|---------------------|---------|----------------------|-----------------------|
| 50 | $1.1 \cdot 10^{-3}$ | 186 | $4.43 \cdot 10^{-2}$ | $0.92 \cdot 10^{-1}$ |
| 100 | $0.9 \cdot 10^{-3}$ | 187 | $5.04 \cdot 10^{-2}$ | $1.41 \cdot 10^{-1}$ |
| 200 | $1.0 \cdot 10^{-3}$ | 194 | $8.17 \cdot 10^{-2}$ | $3.05 \cdot 10^{-1}$ |

Таблица 4.2: Оптимальные параметры для аппроксимации потенциалом Морса для различных полуширин L .

| Полуширина L , м | D_e | a | c_1 | СКО | Наибольшее отклонение |
|-----------------------|----------------------|----------------------|-------|----------------------|--------------------------|
| 50 | $2.83 \cdot 10^{-2}$ | $3.80 \cdot 10^{-3}$ | -2.97 | $1.74 \cdot 10^{-4}$ | $3.56 \cdot 10^{-4}$ |
| 100 | $2.50 \cdot 10^{-2}$ | $3.80 \cdot 10^{-3}$ | -2.97 | $2.02 \cdot 10^{-4}$ | $3.79 \cdot 10^{-4}$ |
| 200 | $2.58 \cdot 10^{-2}$ | $3.60 \cdot 10^{-3}$ | -2.97 | $2.53 \cdot 10^{-4}$ | $8.24 \cdot 10^{-4}$ |

Таблица 4.3: Оптимальные параметры для аппроксимации возмущения поля скорости звука.

| β | r_x , км | r_y , км | r_z , м | x_0 , км | y_0 , км | z_0 , м | c_m , м/с |
|---------|------------|------------|-----------|------------|------------|-----------|-------------|
| 1.7125 | 32 | 18 | 250 | 6 | 4 | 67.5 | 3.5 |

Результаты, изложенные в данной главе, были опубликованы в статье [30].

Заключение

Результаты данной работы можно сформулировать в виде следующих утверждений:

- Разработана методика прогноза эффективных скоростей модальных компонент акустического сигнала, основанная на применении метода нормальных волн, при помощи которой возможно получить корректную оценку времен прихода модальных компонент в точку приема. Для трехмерного моделирования достаточно привлечь лучевую теорию, что позволяет рассчитывать собственные лучи модальных компонент и усреднять групповые скорости вдоль лучей. Использование лучевой теории в вычислительном плане не несет значительных затрат, но позволяет верно воспроизводить трехмерные эффекты, возникающие при распространении звука с шельфа в глубокий океан. Результаты моделирования при помощи данной методики хорошо согласуются с данными натурных экспериментов при распространении акустических сигналов из мелкого моря в глубокий океан.
- Установлено, что при моделировании распространения звука из мелкого моря в глубокий океан ключевую роль играет полнота информации о пространственном распределении поля скорости звука вдоль акустической трассы. Одним из перспективных источников такого рода информации являются модели циркуляции океана с ассимиляцией натурных данных (при помощи буёв ARGO), позволяющие получить поля скорости звука на весьма плотной координатной сетке. Главное преимущество таких данных перед экспериментальными заключается в способности к воспроизведению крупномасштабных неоднородностей океана, таких, как синоптические вихри. Особенностью использования данных моделей циркуляции океана является чувствительность к степени ассимиляции гидрографиче-

ских данных, которую можно оценивать количеством буев ARGO в акватории. Использование полей скорости звука, полученных из модели циркуляции океана NEMO, позволяет как с достаточной точностью рассчитывать времена прихода модальных компонент акустических сигналов, так и качественно воспроизводить эффекты, характерные для такого рода задач. Для двумерного случая такими эффектами могут быть подводный звуковой канал и акустический оползень. В трехмерном случае таким эффектом является горизонтальная рефракция.

- Показано, что явление горизонтальной рефракции следует считать механизмом, который вносит значительный вклад в дисперсию импульсных сигналов при их распространении из мелкого моря в глубокий океан. Влияние данного явления заключается в удлинении собственных лучей модальных компонент, и возникающем, вследствие этого, росте времен прихода модальных компонент. Возникновение данного эффекта возможно при наличии градиентов поля скорости звука или батиметрии, поперечных к направлению распространения, чему формально соответствует градиенты поля волновых чисел модальной компоненты. Вызываемые данным эффектом задержки времен прихода следует в большей степени ассоциировать с неоднородностью рельефа дна на шельфе, и в меньшей - с трехмерным распределением скорости звука в глубоком океане.

Список литературы

1. Listening forward: approaching marine biodiversity assessments using acoustic methods / T. A. Mooney [et al.] // Royal Society open science. — 2020. — Vol. 7, no. 8. — P. 201–287.
2. Estimating oil concentration and flow rate with calibrated vessel-mounted acoustic echo sounders / T. C. Weber [et al.] // Proceedings of the National Academy of Sciences. — 2012. — Vol. 109, no. 50. — P. 20240–20245.
3. Acoustic imaging of natural gas seepage in the North Sea: Sensing bubbles controlled by variable currents / J. S. Von Deimling [et al.] // Limnology and Oceanography: Methods. — 2010. — Vol. 8, no. 5. — P. 155–171.
4. *Klemas V.* Fisheries applications of remote sensing: An overview // Fisheries Research. — 2013. — Vol. 148. — P. 124–136.
5. *Horne J. K.* Acoustic approaches to remote species identification: a review // Fisheries oceanography. — 2000. — Vol. 9, no. 4. — P. 356–371.
6. *Swezey M. M.* Ocean acoustic uncertainty for submarine applications : PhD thesis / Swezey M. M. — Massachusetts Institute of Technology, 2016.
7. Acoustic mine detection using the Navy’s CASS/GRAB model : tech. rep. / P. C. Chu [et al.] ; Naval Postgraduate School Monterey CA. — 2002.
8. Deep ocean long-range underwater navigation. / P. Mikhalevsky [et al.] // Journal of Acoustical Society of America. — 2020. — Vol. 147. — P. 2365–2382.
9. Experimental and theoretical study on arrival times and effective velocities in the case of long-range propagation of acoustical pulses along the shelf edge in a shallow sea / P. S. Petrov [et al.] // Acoustical Physics. — 2020. — Vol. 66. — P. 20–33.

10. *Туфанов И. Е., Щербатюк А. Ф.* Разработка алгоритмов группового поведения анпа в задаче обследования локальных неоднородностей морской среды // Управление большими системами: сборник трудов. — 2012. — № 36. — С. 262–284.
11. Особенности распространения акустических волн на шельфе убывающей глубины / Г. И. Долгих [и др.] // Доклады Академии наук. — 2016. — Т. 470, № 1. — С. 95–98.
12. Экспериментальные исследования на шельфе залива Петра Великого с использованием низкочастотных гидроакустических излучателей / А. Н. Самченко [и др.] // Подводные исследования и робототехника. — 2019. — Т. 29, № 3. — С. 54–60.
13. Experimental Testing of the RAY Computational Program for Solving Acoustic Ranging Problems on Long Trajectories Including Shelves and Deep Seas / A. V. Burenin [et al.] // Acoustical Physics. — 2023. — Vol. 69. — P. 20–33.
14. Распространение импульсных псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море в зимних гидрологических условиях Японского моря / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2017. — Т. 63. — С. 646–650.
15. Исследование влияния гидрологических условий на распространение псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2016. — Т. 62. — С. 341–347.
16. *Brekhovskikh L. M., Lysanov Y. P.* Fundamentals of Ocean Acoustics. — Springer: New York, 2007.
17. Computational ocean acoustics / F. B. Jensen [et al.]. — Springer: New York, 2011.

18. Three-dimensional model benchmarking for cross-slope wedge propagation / O. C. Rodríguez [et al.] // Proceedings of Meetings on Acoustics. — 2017. — P. 070004.
19. *Сорокин М. А., Петров П. С.* Расчёт скорости распространения акустического сигнала в слое дна и глубины его отражения. — 2018. — [Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № RU2018619569]. https://www1.fips.ru/fips_servl/fips_servlet?DB=EVM&DocNumber=2018662269&TypeFile=html.
20. *Сорокин М. А., Петров П. С.* Батиметрическое профилирование вдоль акустической трассы. — 2019. — [Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № RU2019616507]. https://www1.fips.ru/fips_servl/fips_servlet?DB=EVM&DocNumber=2019616507&TypeFile=html.
21. *Сорокин М. А., Петров П. С.* Программа для расчета коэффициентов в модальном разложении звукового поля в мелком море. — 2019. — [Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № RU2019661017]. https://www1.fips.ru/fips_servl/fips_servlet?DB=EVM&DocNumber=2019661017&TypeFile=html.
22. *Сорокин М. А., Петров П. С.* Расчет и визуализация собственных лучей вдоль акустической трассы. — 2022. — [Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № RU2022664275]. https://www1.fips.ru/fips_servl/fips_servlet?DB=EVM&DocNumber=2022664275&TypeFile=html.
23. The Results of Experimental and Theoretical Researches of Pulsed Signals Propagation in Shallow Sea Along the Edge of Continental Shelf / A. A. Golov [et al.] // Underwater Investigations and Robotics (in Russian). — 2020. — Vol. 44. — P. 36–41.

24. Исследование влияния синоптических вихрей на точность решения задач акустической дальнометрии / М. А. Сорокин [и др.] // Акустический журнал. — 2020. — Т. 4. — С. 53–60.
25. Predicting effective propagation velocities of acoustic signals using an ocean circulation model / M. A. Sorokin [et al.] // Acoustical Physics. — 2021. — Vol. 67. — P. 521–532.
26. Комплекс программ для расчета акустических полей в мелком море на основе метода широкоугольных модовых параболических уравнений / А. Г. Тыщенко [и др.] // Акустический журнал. — 2021. — Т. 67, № 5. — С. 533–541.
27. To the issue of theoretical and experimental estimates of the group velocity of the acoustic signal modal components on long tracks using ocean circulation models / M. A. Sorokin [et al.] // Underwater Investigations and Robotics (in Russian). — 2022. — Vol. 40. — P. 54–64.
28. Hydrological and acoustic research at ultra-long distances in the Sea of Japan / A. A. Golov [et al.] // Underwater Investigations and Robotics (in Russian). — 2023. — Vol. 44. — P. 83–92.
29. On the Effect of Horizontal Refraction Caused by an Anticyclonic Eddy in the Case of Long-Range Sound Propagation in the Sea of Japan / M. A. Sorokin [et al.] // Journal of Marine Science and Engineering. — 2023. — Vol. 11. — P. 1737.
30. The Parameterization of the Sound Speed Profile in the Sea of Japan and Its Perturbation Caused by a Synoptic Eddy / M. A. Sorokin [et al.] // Journal of Marine Science and Engineering. — 2024. — Vol. 12. — P. 2207.
31. The solution of sound propagation modeling problems for environment impact assessment by the mode parabolic equations method / A. G. Tyschenko

- [et al.] // Journal of Acoustical Society of America. — 2024. — Vol. 156. — P. 3306–3319.
32. Исследование времен прихода импульсных сигналов при распространении из мелкого моря в глубокий океан в волноводах Японского моря / М. А. Сорокин [и др.] // Акустический журнал. — 2025. — Т. 71. — С. 824–834.
33. Studies of spatiotemporal structure of the acoustic field formed in deep water by a broadband pulsed signal source on the shelf of the Sea of Japan / Y. N. Morgunov [et al.] // Acoustical Physics. — 2019. — Vol. 65. — P. 537–544.
34. Acoustic tomography for monitoring the Sea of Japan: A pilot experiment / R. C. Spindel [et al.] // IEEE J. Oceanic Engineering. — 2003. — Vol. 28. — P. 297–302.
35. *Baer R. N.* Propagation through a three-dimensional eddy including effects on an array // Journal of Acoustical Society of America. — 1981. — Т. 69. — С. 70–75.
36. Measurement and modeling of three-dimensional sound intensity variations due to shallow-water internal waves / M. Badiey [и др.] // Journal of the Acoustical Society of America. — 2005. — Т. 117, № 2. — С. 613–625.
37. Acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves / M. Badiey [et al.] // Journal of the Acoustical Society of America. — 2011. — Vol. 129, no. 4. — P. 141–147.
38. Особенности распространения импульсных псевдослучайных сигналов из шельфа в глубокое море при наличии на акустической трассе вихревого образования / А. В. Буренин [и др.] // Доклады Академии наук. — 2017. — Т. 475, № 5. — С. 584–587.

39. *Henrick R. F., Siegmann W. L., Jacobson M. J.* General analysis of ocean eddy effects for sound transmission applications // The Journal of the Acoustical Society of America. — 1977. — Vol. 62. — P. 860–870.
40. *Кацнельсон Б. Г., Малыгин А. Ю.* Пространственно-временная интерференция звукового поля в горизонтальной плоскости в области берегового склона // Акустический журнал. — 2012. — Т. 58, № 3. — С. 330–337.
41. *Петров П. С., Сергеев С. А., Толченников А. А.* Об использовании асимптотических формул на основе модифицированного канонического оператора Маслова при моделировании распространения импульсных акустических сигналов в трехмерных волноводах мелкого моря // Акустический журнал. — 2019. — Т. 65, № 6. — С. 799–807.
42. On the Method of Source Images for the Wedge Problem Solution in Ocean Acoustics: Some Corrections and Appendices. / J. Tang [et al.] // Acoustical Physics. — 2018. — Vol. 64, no. 2.
43. *Petrov P. S., Trofimov M. Y., Zakharenko A. D.* Modal Perturbation Theory in the Case of Bathymetry Variations in Shallow-Water Acoustics // Russian Journal of Mathematical Physics. — 2021. — Т. 28, № 2. — С. 257–262.
44. Modeling underwater sound propagation in an arctic shelf region with an inhomogeneous bottom / V. G. Petnikov [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. — 2022. — Vol. 151, no. 4. — P. 2297–2309.
45. *Brekhovskikh L. M., Godin O. A.* Acoustics of layered media I: Plane and quasi-plane waves. — Springer-Verlag, 1990.
46. Monitoring the acoustic field of seismic survey pulses in the near-coastal zone / A. N. Rutenko [et al.] // Acoustical Physics. — 2012. — Vol. 58. — P. 326–338.

47. Применение псевдослучайных сигналов для подводной дальнометрии на шельфе / В. А. Акуличев [и др.] // Доклады Академии наук. — 2010. — Т. 432. — С. 541—543.
48. Экспериментальное тестирование технологии высокоточной подводной акустической дальнометрии / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2018. — Т. 64. — С. 191—196.
49. *Morozov A. K., Freitag L., Singh S.* Underwater acoustic technologies for long-range navigation and communications in the Arctic // Proceedings of the Undersea Acoustic Measurement Conference. — 2011.
50. *Morozov A. K., Douglas C. W.* Deep water sound sources for ocean acoustic tomography and long-range navigation // Journal of Acoustical Society of America. — 2016. — Т. 140. — С. 3135.
51. *Sagen H., Dzieciuch M., Worcester P.* Monitoring the ocean climate with acoustics // Journal of Acoustical Society of America. — 2023. — Т. 153. — A25.
52. *Алексеев Г. В.* Метод нормальных волн в подводной акустике. — Дальнаука, 2006.
53. *Collins M. D.* The adiabatic mode parabolic equation // Journal of the Acoustical Society of America. — 1993. — Т. 94. — С. 2269—2278.
54. *Kozitskiy S. B.* Coupled-Mode Parabolic Equations for the Modeling of Sound Propagation in a Shallow-Water Waveguide with Weak Elastic Bottom // Journal of Marine Science and Engineering. — 2022. — Т. 10, № 10. — С. 1355.
55. *Trofimov M. Y., Kozitskiy S. B., Zakharenko A. D.* A mode parabolic equation method in the case of the resonant mode interaction // Wave Motion. — 2015. — Т. 58. — С. 42—52.

56. *Collins M. D.* A split-step Padé solution for the parabolic equation method // Journal of the Acoustical Society of America. — 1993. — T. 93. — C. 1736—1742.
57. *Avilov V.* Pseudodifferential Parabolic Equations of Sound Propagation in the Slowly Range-Dependent Ocean and its Numerical Solution // Acoustical Physics. — 1995. — T. 41. — C. 1—7.
58. *Petrov P. S., Trofimov M. Y., Zakharenko A. D.* Mode parabolic equations for the modeling of sound propagation in 3D-varying shallow water waveguides // Days on Diffraction (DD), 2012. — IEEE. 2012. — P. 197—202.
59. *Trofimov M. Y.* Narrow-angle parabolic equations of adiabatic single-mode propagation in a horizontally inhomogeneous shallow sea // Acoustical Physics. — 1999. — T. 45. — C. 575—580.
60. *Abawi A. T., Porter M. B.* Propagation in an elastic wedge using the virtual source technique // Journal of Acoustical Society of America. — 2007. — T. 121. — C. 1374—1382.
61. *Trofimov M. Y., Zakharenko A. D., Kozitskiy S. B.* Mode Gaussian beam tracing // Computer Physics Communications. — 2016. — Vol. 207. — P. 179—185.
62. *Schmidt H., Jensen F. B.* A full wave solution for propagation in multilayered viscoelastic media with application to Gaussian beam reflection at fluid–solid interfaces // The Journal of the Acoustical Society of America. — 1985. — T. 77, № 3. — C. 813—825.
63. *Porter M. B.* The BELLHOP Manual and User’s Guide. — URL: <http://oalib.hlsresearch.com/Rays/HLS-2010-1.pdf> (дата обр. 20.07.2025).

64. *Calazan R. M., Rodríguez O. C.* TRACEO3D Ray Tracing Model for Underwater Noise Predictions // Technological Innovation for Smart Systems. — 2017. — C. 183–190.
65. *Petrov P. S.* ac_modes software package. — 2016. — URL: https://github.com/kaustikos/ac_modes/ (дата обр. 12.11.2024).
66. *Miller J. F., Ingenito F.* Normal mode FORTRAN programs for calculating sound propagation in the ocean // Naval Research Lab. Report. — 1975.
67. *Westwood E. K., Tindle C. T., Chapman N. R.* A normal mode model for acousto-elastic ocean environments // The Journal of the Acoustical Society of America. — 1996. — Vol. 100, no. 6. — P. 3631–3645.
68. *Porter M. B.* KRAKEN software package. — 1997. — URL: https://oalib-acoustics.org/website_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html (дата обр. 12.11.2024).
69. *Zaikin O. S.* CAMBALA software package. — URL: <https://github.com/Nauchnik/CAMBALA> (дата обр. 20.07.2025).
70. Methodology for the practical implementation of monitoring temperature conditions over vast sea areas using acoustic thermometry / G. I. Dolgikh [et al.] // Journal of Marine Science and Engineering. — 2023. — Vol. 11. — P. 137.
71. *Кацнельсон Б., Бади М., Линч Д.* Горизонтальная рефракция звука в мелком море и ее экспериментальные наблюдения // Акустический журнал. — 2007. — Т. 53, № 3. — С. 362–376.
72. *Doolittle R., Tolstoy A., Buckingham M.* Experimental confirmation of horizontal refraction of cw acoustic radiation from a point source in a wedge-shaped ocean environment // Journal of the Acoustical Society of America. — 1988. — Т. 83, № 6. — С. 2117–2125.

73. *Porter M. B.* Beam tracing for two-and three-dimensional problems in ocean acoustics // The Journal of the Acoustical Society of America. — 2019. — Т. 146, № 3. — С. 2016—2029.
74. *Burridge R., Weinberg H.* Horizontal rays and vertical modes // Wave propagation and underwater acoustics. — 2005. — С. 86—152.
75. *Petrov P. S., Xavier A.* Pseudodifferential adiabatic mode parabolic equations in curvilinear coordinates and their numerical solution // Journal of Computational Physics. — 2020. — Т. 410. — С. 109392.
76. Wide-angle mode parabolic equations for the modelling of horizontal refraction in underwater acoustics and their numerical solution on unbounded domains / P. S. Petrov [et al.] // Journal of Sound and Vibration. — 2020. — Vol. 484. — P. 115526.
77. *Tyschenko A. G.* AMPLE software package. — 2016. — URL: <https://github.com/GoldFeniks/Ample/> (дата обр. 12.05.2025).
78. *Collins M. D.* The adiabatic mode parabolic equation // Journal of the Acoustical Society of America. — 1993. — Т. 94, № 4. — С. 2269—2278.
79. *Collins M. D.* Applications and time-domain solution of higher-order parabolic equations in underwater acoustics // Journal of the Acoustical Society of America. — 1989. — Т. 86. — С. 1097—1102.
80. *Зверев В. А., Стромков А. А.* Выделение сигналов из помех численными методами. — ИПФ РАН, 2008.
81. Экспериментальное исследование импульсной характеристики волновода Японского моря с использованием псевдослучайных последовательностей в приложении к навигации удаленных объектов / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2021. — Т. 67. — С. 291—298.

82. Экспериментальное тестирование акустической термометрии в масштабе Японского моря с размещением приемной системы на оси подводного звукового канала / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2023. — Т. 69. — С. 559—568.
83. Analysis of Deep-Sea Acoustic Ranging Features for Enhancing Measurement Capabilities in the Study of the Marine Environment / G. I. Dolgikh [et al.] // Journal of Marine Science and Engineering. — 2024. — Vol. 12. — P. 2365.
84. Исследования пространственно-временной структуры акустического поля, формируемого в глубоком море источником широкополосных импульсных сигналов, расположенным на шельфе Японского моря / Ю. Н. Моргунов [и др.] // Акустический журнал. — 2019. — Т. 65, № 5. — С. 641—649.
85. *Makarov D. V.* Random matrix theory for an adiabatically-varying oceanic acoustic waveguide // Wave Motion. — 2019. — Т. 90. — С. 205—217.
86. Deep water acoustic range estimation based on an ocean general circulation model: Application to PhilSea10 data / M. Wu [et al.] // The Journal of the Acoustical Society of America. — 2019. — Vol. 146, no. 6. — P. 4754—4773.
87. *Сидоров Д. Д., Петников В. Г., Луньков А. А.* Широкополосное звуковое поле в мелководном волноводе с неоднородным дном // Акустический журнал. — 2023. — Т. 69. — С. 608—619.
88. *Lunkov A. A., Sidorov D. D., Petnikov V. G.* Horizontal refraction of acoustic waves in shallow-water waveguides due to an inhomogeneous bottom structure // Journal of Marine Science and Engineering. — 2021. — Vol. 9. — P. 1269.

89. *Lunkov A. A., Shermeneva M. A.* Application of Warping Transform for the Analysis of the Acoustic Mode Coupling due to a Local Inhomogeneity in Shallow Water // *Physics of Wave Phenomena*. — 2023. — Т. 31. — С. 396–405.
90. *Madec G., Team N.* NEMO Ocean Engine. — Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), 2008.
91. *Wallcraft A. J., Metzger E. J., Carroll S. N.* Software Design Description for the HYbrid Coordinate Ocean Model (HYCOM). — 2009. — URL: https://www.hycom.org/attachments/063_metzger1-2009.pdf (дата обр. 20.07.2023).
92. *Makarov D. V., Kon'kov L. E., Petrov P. S.* Influence of oceanic synoptic eddies on the duration of modal acoustic pulses // *Radiophysics and Quantum Electronics*. — 2016. — Vol. 59. — P. 576–591.
93. Пилотный акустический эксперимент по определению координат подводного объекта в шельфовой зоне Японского моря / В. А. Акуличев [и др.] // Доклады Российской академии наук. Геофизика. — 2010. — Т. 433, № 3. — С. 394–396.
94. Применение сложных акустических сигналов в дальней навигации подводных объектов / В. А. Акуличев [и др.] // Доклады Российской академии наук. Океанология. — 2007. — Т. 417, № 5. — С. 693–696.
95. Термометрия шельфовых зон океана акустическими методами / В. А. Акуличев [и др.] // Доклады Российской академии наук. Геофизика. — 2006. — Т. 417, № 5. — С. 693–696.
96. *Моргунов Ю. Н.* О возможности применения дистанционных акустических средств и методов для термометрии шельфовых зон океана // Подводные исследования и робототехника. — 2006. — № 1. — С. 45–49.

97. Оценки эффективной скорости распространения низкочастотных фазоманипулированных сигналов на протяженных трассах при сложных гидролого-акустических условиях и переменном рельефе дна / В. В. Безответных [и др.] // Подводные исследования и робототехника. — 2008. — № 2. — С. 58—63.
98. *Вировлянский А. Л.* Лучевая теория дальнего распространения звука в океане. — Институт прикладной физики РАН, 2006.
99. *Tappert F. D., Spiesberger J. L., Wolfson M. A.* Study of a novel range-dependent propagation effect with application to the axial injection of signals from the Kaneohe source // Journal of Acoustical Society of America. — 2002. — Vol. 111. — P. 757—762.
100. *Рутенко А. Н., Манульчев Д. С., Соловьев А. А.* Исследование распространения энергии низкочастотных акустических и сейсмических волн на шельфе // Акустический журнал. — 2013. — Т. 59, № 3. — С. 363—377.
101. *Рутенко А. Н.* Влияние гидрологических условий на потери при распространении звука на шельфе // Акустический журнал. — 2013. — Т. 59, № 4. — С. 469—474.
102. *Рутенко А. Н., Козицкий С. Б., Манульчев Д. С.* Влияние наклонного дна на распространение звука // Акустический журнал. — 2015. — Т. 61, № 1. — С. 76—89.
103. *Гулин О. Э.* Об уравнениях первого порядка для исследования акустических полей океана с существенными горизонтальными неоднородностями // Доклады Академии наук. — 2005. — Т. 400, № 4. — С. 542—545.
104. *Гулин О. Э., Ярощук И. О.* К теории низкочастотных акустических полей в случайно-неоднородном океане // Доклады Академии наук. — 2014. — Т. 458, № 1. — С. 97—101.

105. *Гулин О. Э.* К расчетам низкочастотных акустических полей в нерегулярных волноводах при наличии сильного обратного рассеяния // Акустический журнал. — 2008. — Т. 54, № 4. — С. 575—586.
106. *Гулин О. Э., Темченко В. В.* Метод погружения и решение обратных волновых задач распространения импульсов в слоистых средах // Акустический журнал. — 1994. — Т. 40, № 2. — С. 347—348.
107. *Babkin G., Klyatskin V.* Invariant imbedding method for wave problems // Wave Motion. — 1982. — Т. 4, № 3. — С. 195—207.
108. *Петров П. С., Сергеев С. А., Толченников А. А.* Моделирование распространения импульсных акустических сигналов в глубоком океане с помощью канонического оператора Маслова // Доклады Академии Наук. — 2019. — Т. 473, № 2. — С. 142—145.
109. Wave chaos in a randomly inhomogeneous waveguide: Spectral analysis of the finite-range evolution operator / D. V. Makarov [et al.] // Phys. Rev. E Stat. Nonlin. Soft Matter Phys. — 2013. — Vol. 87. — P. 012911.
110. *Katsnelson B. G., Pereselkov S. A.* Low-frequency horizontal acoustic refraction caused by internal wave solitons in a shallow sea // Acoustical Physics. — 2000. — Т. 46. — С. 684—691.
111. *Dushaw B. D., Colosi J. A.* Ray Tracing for Ocean Acoustic Tomography // Woods Hole Oceanographic Institution. Report. — 1998.
112. The North Pacific Acoustic Laboratory deep-water acoustic propagation experiments in the Philippine Sea / P. F. Worcester [et al.] // Journal of Acoustical Society of America. — 2013. — Vol. 134. — P. 3359—3375.
113. *Dzienciuch M. A.* Signal processing and tracking of arrivals in ocean acoustic tomography // Journal of Acoustical Society of America. — 2014. — Т. 136. — С. 2512—2522.

114. The precision of travel time in ATOC experiments / M. A. Dzieciuch [и др.] // Journal of Acoustical Society of America. — 1996. — Т. 1. — С. 2581.
115. Acoustic thermometry of ocean climate: Comparison of acoustic, altimetric, and historical data / R. C. Spindel [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. — 1998. — Vol. 103. — P. 2750.
116. *Munk W. H.* Acoustic thermometry of ocean climate // J. Acoust. Soc. Am. — 1996. — Т. 100. — С. 2580.
117. *Petukhov Y. V., Borodina E. L.* Means and methods for hydrological–acoustic support of high-precision long-range positioning of underwater objects // Acoustical Physics. — 2010. — Т. 56. — С. 795–801.
118. *Petukhov Y. V., Burdukovskaya V. G., Borodina E. L.* Caustic and weakly diverging beams in horizontally inhomogeneous oceanic waveguides // Acoustical Physics. — 2020. — Т. 66. — С. 162–177.
119. ARGO. — 2016. — URL: <https://argo.ucsd.edu/faq/> (дата обр. 03.04.2022).
120. OceanOPS. — URL: <https://www.ocean-ops.org/board/?t=argo> (дата обр. 03.04.2022).
121. *Prants S. V., Budyansky M. V., Uleysky M. Y.* Hyperbolicity in the Ocean // Discontinuity, Nonlinearity, and Complexity. — 2015. — Vol. 1112.
122. *Prants S. V., Budyansky M. V., Uleysky M. Y.* Statistical analysis of Lagrangian transport of subtropical waters in the Japan Sea based on AVISO altimetry data. // Nonlinear Processes Geophysics. — 2017. — Vol. 24. — P. 89–99.
123. Observation and Lagrangian Analysis of Quasi-Stationary Kamchatka Trench Eddies / S. V. Prants [et al.] // Journal of Geophysical Research: Oceans. — 2020. — Vol. 125.

124. Coastal summer eddies in the Peter the Great Bay of the Japan sea: In situ data, numerical modeling and Lagrangian analysis / P. A. Fayman [et al.] // *Continental Shelf Research*. — 2019. — Vol. 181. — P. 143–155.
125. *Prants S. V., Uleysky M. Y., Budyansky M. V.* Lagrangian Oceanography. — Springer Verlag, 2017.
126. *Tappert F. D., Spiesberger J. L., Wolfson M. A.* The mudslide effect // *Journal of Acoustical Society of America*. — 2001. — Т. 110. — С. 2718.
127. *Гулин О. Э., Ярощук И. О.* Особенности энергетической структуры акустических полей в океане с двумерными случайными неоднородностями // *Акустический журнал*. — 2017. — Т. 63, № 2. — С. 158–164.
128. *Гулин О. Э., Ярощук И. О.* Зависимость средней интенсивности низкочастотного акустического поля от параметров дна мелкого моря с объемными случайными неоднородностями водного слоя // *Акустический журнал*. — 2018. — Т. 64, № 2. — С. 186–190.
129. *Viroulyansky A. L., Kazarova A. Y., Lyubavin L. Y.* Estimation of distortions in the sound field propagating through mesoscale inhomogeneities // *Ac. Phys.* — 2008. — Vol. 54. — P. 486–494.
130. *Макаров Д. В., Коньков Л. Е., Улейский М. Ю.* Соответствие между лучевой и волновой картинами и подавление хаоса при дальнем распространении звука в океане // *Акустический журнал*. — 2008. — Т. 54. — С. 439–450.
131. *Петухов Ю. В., Бородина Е. Л.* Влияние слаборасходящегося акустического пучка на формирование пространственно-временной структуры импульсных сигналов в подводном звуковом канале // *Акустический журнал*. — 2024. — Т. 70. — С. 225–231.

132. *Munk W. H.* Sound channel in an exponentially stratified ocean with applications to SOFAR // Journal of Acoustical Society of America. — 1976. — T. 55. — C. 220–226.
133. *Mikhalevsky P., Gopalakrishnan G., Cornuelle B.* Deep ocean long range underwater navigation with ocean circulation model corrections // Journal of Acoustical Society of America. — 2023. — Vol. 154. — P. 548–559.
134. *Munk W. H.* Horizontal Deflection of Acoustic Paths by Mesoscale Eddies // J. Phys. Oceanograph. — 1980. — T. 10. — C. 596–604.
135. Performance study of ray-based ocean acoustic tomography methods for estimating submesoscale variability in the upper ocean / E. Ollivier [et al.] // J. Acoust. Soc. Am. — 2024. — Vol. 155. — P. 1315–1335.
136. Multiscale multiphysics data-informed modeling for three-dimensional ocean acoustic simulation and prediction / T. F. Duda [et al.] // Journal of Acoustical Society of America. — 2019. — Vol. 146. — P. 1996–2015.
137. Underwater jet noise simulation based on a Large-Eddy Simulation/Lighthill hybrid method / G. Liu [et al.] // Proc. Mtgs. Acoust. — 2014. — Vol. 22. — P. 070005.
138. Influence of frontal zones on sound propagation in the Northwest Pacific and Indian Ocean / V. A. Akulichev [et al.] // Proc. Mtgs. Acoust. — 2015. — Vol. 24. — P. 070028.
139. Tomographic inversion of bottom parameters in shallow water / V. A. Burov [et al.] // Proc. Mtgs. Acoust. — 2012. — Vol. 17. — P. 070056.
140. *Lin Y.-T.* Three-dimensional boundary fitted parabolic-equation model of underwater sound propagation // J. Acoust. Soc. Am. — 2019. — T. 146. — C. 2058–2067.

141. *Heaney K. D., Campbell R. L.* Three-dimensional parabolic equation modeling of mesoscale eddy deflection // *J. Acoust. Soc. Am.* — 2016. — T. 139. — C. 918–926.
142. *Landau L. D., Lifshitz E. M.* *Quantum Mechanics.* — Elsevier, 2013.
143. *Dahl J. P., Springborg M.* The Morse oscillator in position space, momentum space, and phase space // *J. Chem. Phys.* — 1988. — T. 88. — C. 4535–4547.
144. *Morse P. M.* Diatomic Molecules According To The Wave Mechanics // *Vibr. Lev. Phys. Rev.* — 1929. — T. 34. — C. 57–64.
145. *Viroulyansky A. L., Kazarova A. Y., Lyubavin L. Y.* The possibility of using a vertical array for estimating the delays of sound pulses at multimegameter ranges // *Ac. Phys.* — 2010. — Vol. 56. — P. 317–327.
146. *Petrov P. S., Ehrhardt M., Trofimov M. Y.* On decomposition of the fundamental solution of the Helmholtz equation over solutions of iterative parabolic equations // *Asymptotic Analysis.* — 2022. — Vol. 126. — P. 215–228.
147. *Kazak M. S., Petrov P. S.* On Adiabatic Sound Propagation in a Shallow Sea with a Circular Underwater Canyon // *Ac. Phys.* — 2020. — T. 66. — C. 616–623.
148. *Katsnelson B. G., Petrov P. S.* Whispering gallery waves localized near circular isobaths in shallow water // *Journal of Acoustical Society of America.* — 2019. — T. 146. — C. 1965–1978.