

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Федеральный исследовательский центр
«Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук»

На правах рукописи

Сидоров Данила Дмитриевич

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОМ
МОРЕ С ВОДОПОДОБНЫМИ УЧАСТКАМИ ДНА**

Специальность 1.3.7 Акустика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Луньков А.А.

Москва – 2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР МОДЕЛЕЙ ВОЛНОВОДОВ И МЕТОДОВ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ	16
1.1 Мелководный волновод с неоднородностями в донной структуре	16
1.2 Модовое представление акустического поля	25
1.3 Широкоугольное параболическое уравнение	30
1.4 Межмодовое взаимодействие в неоднородном волноводе	32
1.5 Горизонтальная рефракция акустических волн	35
1.6 Потери при распространении в мелком море	39
1.7 Шумовое поле в мелководных волноводах	42
1.8 Выводы к первой главе	46
ГЛАВА 2. ПОТЕРИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ В ПРИСУТСТВИИ ВОДОПОДОБНЫХ ОСАДКОВ	47
2.1 Статистический анализ средних по глубине потерь при распространении на фиксированном расстоянии от источника звука	48
2.2 Аналитическое исследование зависимости средних по глубине потерь при распространении от суммарной протяженности водоподобных осадков... ..	52
2.3 Выводы ко второй главе	59
ГЛАВА 3. МЕЖМОДОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ГРАНИЦЕ ВОДОПОДОБНОЙ ОБЛАСТИ	61
3.1 Зависимость постоянной распространения мод в мелководном волноводе постоянной глубины от скорости звука в дне	61
3.2 Аналитическое описание межмодового взаимодействия в широкой полосе частот	63
3.3 Численное моделирование межмодового взаимодействия в широкой полосе частот	66
3.4 О применимости приближения рассеяния «только вперед»	69

3.5 Межмодовое взаимодействие в волноводе с неоднородной донной структурой (Карское море)	73
3.6 Выводы к третьей главе	75
ГЛАВА 4. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ В ОБЛАСТИ ВОДОПОДОБНОГО ДНА.....	77
4.1 Аналитическое представление горизонтальной рефракции в рамках модового описания звукового поля.....	77
4.2 Численное моделирование горизонтальной рефракции	81
4.3 Горизонтальная рефракция в волноводе с неоднородной структурой дна (Карское море).....	87
4.4 Функционирование горизонтальной антенны в волноводе с неоднородным дном (Карское море)	92
4.5 Выводы к четвертой главе.....	95
ГЛАВА 5. ФОРМИРОВАНИЕ ШУМОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ВОДОПОДОБНЫМ ДНОМ.....	96
5.1 Модель шумового поля ветрового волнения	96
5.2 Акустическое поле сосредоточенного шумового источника в волноводе Карского моря.....	109
5.3 Выводы к пятой главе	114
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	115
СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ	117
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ.....	118
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	123

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования

Диссертация посвящена вопросам распространения низкочастотного звука в планарных волноводах, нижняя граница которых характеризуется переменным акустическим импедансом. В качестве волновода выступает океанический шельф, где верхней границей является водная поверхность (однородная ровная и абсолютно отражающая граница), а нижней – дно (импедансная поглощающая граница). В реальности верхний слой дна является объемно неоднородной пористой средой (песок, ил, глина и т.д.), скелет которой состоит из твердых частиц различного размера, а пустоты заполнены водой или даже газом. Такой слой может считаться жидкой средой, где отсутствуют сдвиговые волны. По этой причине далее в тексте, когда говорится о скорости волн в верхнем слое дна, подразумевается именно скорость продольных волн.

В акустике мелкого моря большое внимание уделяется определению свойств дна и изучению их влияния на распространение звука в водном слое [1]. Если геометрические параметры мелководного волновода (рельеф дна) и профиль скорости звука в воде измерить относительно просто, то оценка параметров (таких как плотность, скорость распространения и затухание акустических волн) даже верхнего осадочного слоя представляется весьма сложной задачей, которая решается главным образом с помощью методов геоакустической инверсии [2] с параллельным анализом проб грунта в отдельных точках.

Существует ряд моделей волноводов различной сложности со специфическими условиями на нижней границе волновода. Наиболее простым является волновод Пекериса [3], в рамках которого предполагается, что параметры водного слоя и дна характеризуются постоянными значениями. Однако, такая упрощенная модель полезна только для «оценочных» расчетов и выводов, поскольку учитывает лишь усредненные параметры среды. Применяются и более сложные модели, где морское дно представляется в виде слоистой структуры: неконсолидированного или консолидированного осадочного слоя, лежащего на

упругом полупространстве [4-7]. В этом случае свойства зависят от одной координаты – глубины. В то же время были предложены наиболее приближенные к реальности трехмерные модели морского дна, включающие зависимость параметров дна от глубины и двух горизонтальных координат [2,8]. При этом вопрос горизонтальной изменчивости структуры дна и ее влияния на звуковое поле исследован недостаточно, в том числе в рамках модового описания акустического поля [9]. Подробная трехмерная модель волновода в сочетании с хорошо разработанным математическим аппаратом описания звукового поля предоставляет возможность изучения таких акустических эффектов, как: горизонтальная рефракция и аномальное затухание звука [10], связанных с неоднородной донной структурой.

Подробные модели позволяют не только получать численные оценки влияния структурных неоднородностей в дне на акустическое поле, но и предварительно оценивать эффективность работы гидроакустического оборудования. В работах [11-13] продемонстрировано, что при переходе от модели идеального волновода (коэффициент отражения звука от дна равен единице) к волноводу с однородным импедансным поглощающим дном происходит деформация диаграммы направленности горизонтальной антенны. В работе [14] представлена специфика формирования шумового поля ветрового волнения в волноводе с неконсолидированным дном. Подобные исследования важны для предварительной оценки помехоустойчивости работы гидроакустических систем.

Среди последних экспериментальных исследований следует выделить комплексный эксперимент *Mud patch experiment*, проведенный на Атлантическом шельфе США в области с неоднородным грязеподобным дном [15,16]. Основное внимание было уделено оценке зависимости скорости звука и плотности от глубины в верхнем слое осадков. В результате были обнаружены участки дна, в которых скорость звука достигала значений скорости звука в воде (≈ 1464 м/с), хотя плотность осадочных пород этих участков дна заметно отличалась от плотности

воды. Именно такие участки дна определяются далее в диссертации как «водоподобные»¹.

Области, в которых скорость звука в дне близка к скорости звука в водном слое, наблюдаются и в мелководной северо-восточной части шельфа о. Сахалин [17]. Здесь в рамках сейсморазведочных работ в 2015 году было подтверждено существование участков дна, приводящих к аномальной потере энергии сейсмоакустических сигналов. С использованием данных о распределении поля скорости звука продольных волн в донной структуре обнаружена пространственная область протяженностью около 1 км, в пределах которой скорость звука достигала значений, близких или даже меньших, чем скорость звука в водном слое. Экспериментально показано, что при наличии такой области на акустической трассе потери при распространении увеличиваются на 13.6 дБ по сравнению с трассой, где такая особенность отсутствует. Для обоснования больших потерь при распространении проводилось численное моделирование методом модовых параболических уравнений с привлечением достаточно подробного распределения скорости звука в осадочном слое.

Особенно сложная структура донных осадков обнаружена на арктическом шельфе. Отметим, что наиболее исследованным с точки зрения подводной акустики морем, относящимся к арктическому шельфу РФ, является Баренцево море. Об особенностях распространения звука в других морях данного региона (Карское, Лаптевых, Восточно-Сибирское и Чукотское моря) известно очень мало, но можно предположить, что именно этим мелководным морям будет свойственна максимально сложная структура дна, а следовательно, и звукового поля.

¹ Термин «водоподобность» согласуется с определением из книги «Общая акустика» (Исакович М.А. Общая акустика. – М.: Наука, 1973.), где «водоподобность» среды означает, что модуль сдвига существенно меньше по сравнению с модулем всестороннего сжатия ($G \ll K$, коэффициент Пуассона $\nu \rightarrow 1/2$). В рамках настоящей диссертационной работы рассматривается частный случай таких сред, применительный к акустике мелкого моря, и накладывается дополнительное условие: скорость звука в «водоподобном дне» близка к скорости звука в водном слое.

Инженерная сейсморазведка в Карском море [18] позволила получить трехмерное распределение скорости звука в верхнем слое донных осадков, которое выявило значительные неоднородности. В частности, были обнаружены обширные области водоподобных осадков протяженностью ≈ 5 км, граничащие с областями полуконсолидированных и консолидированных осадков, где скорость звука в дне заметно превышает скорость звука в воде. Имеют место диапироподобные структуры (куполообразные складки, возникающие путем выдавливания газом снизу высокопластичных пород). Наблюдаются узкие вертикальные каналы, связанные с выходами природных газов, с покмарками (кратерами) на границе вода-дно, палеодолины рек, заполненные материалом, отличающимся от вмещающих отложений. Следовательно, верхний осадочный слой представляет собой среду, характеризующуюся случайным пространственно-распределенным удельным акустическим импедансом. При этом толщина водного слоя остается примерно постоянной. При малой глубине волновода (несколько десятков метров) такие особенности могут оказывать существенное влияние на формирование акустического поля.

Основной причиной для акцентирования внимания на распространение звука в мелководном волноводе с неоднородным дном является востребованность крупномасштабного акустического мониторинга на арктическом шельфе России. Это связано как с экологическими задачами (требуется прогнозирование антропогенного шумового воздействия на представителей морской фауны под водой), так и с необходимостью разработки гидроакустических систем различного назначения, адаптированных для работы в этом мелководном регионе. Существенно, что в арктических шельфовых зонах сосредоточены рекордные запасы углеводородного сырья, и здесь же находятся важные транспортно-логистические узлы Северного морского пути. Разработка физических основ указанного мониторинга связана с исследованиями распространения звука на шельфе арктических морей. Подобные исследования актуальны и имеют свою специфику из-за сложной структуры дна в этом районе Мирового океана. Здесь

существенны предварительные оценки характеристик звуковых полей в рамках численных экспериментов.

Степень разработанности темы исследования

Теоретической и методологической базой настоящей работы послужили труды отечественных и зарубежных исследователей и их коллег в области разработки и реализации математических методов численного моделирования акустических полей, в частности М. Коллинза и К. В. Авилова (методы решения параболических уравнений), Л. М. Бреховских, Б.Г. Кацнельсон (математические методы в задачах подводной акустики). Существенный вклад в разработку трехмерных акустических моделей волноводов и оценки влияния объемных неоднородностей в структуре дна на распространение звука внесли В. Г. Петников, А. И. Белов, М. Баллард с соавторами. Настоящая диссертация является законченным научным исследованием, в котором представлено аналитическое и численное изучение влияния водоподобных участков дна на формирование акустических полей в мелководных волноводах, позволяющих решать задачи как фундаментальной науки, так и прикладные вопросы, связанные с дистанционным зондированием низкоскоростных участков дна.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью настоящей диссертации является изучение распространения узкополосных и широкополосных низкочастотных сигналов и шумов на мелководном шельфе с неоднородным дном, а также разработка методики оценки параметров неоднородностей верхнего слоя осадков на протяженных акустических трассах. Акцент делается на неоднородности структуры дна, а не на его рельефе. Используются аналитические методы расчетов и численное моделирование.

Для достижения поставленных целей в диссертационном исследовании были сформулированы следующие задачи:

- 1) определить, как крупномасштабные неоднородности структуры донных осадков влияют на потери при дальнем распространении звука в отдельных протяженных районах арктического шельфа с характерными размерами $\approx 35 \times 20$ км;

2) исследовать условия проявления и численно оценить пространственные вариации звукового поля, вызываемые горизонтальной рефракцией и межмодовым взаимодействием при дальнем распространении звука в волноводе с водоподобными участками дна;

3) оценить возможные ошибки при определении направления на источник звука при использовании горизонтальных линейных приемных антенн в таких волноводах;

4) предложить методики дистанционной диагностики водоподобных областей дна на протяженных акустических трассах;

5) построить модель акустических шумов ветрового волнения и шумов судоходства, учитывающую неоднородности дна на арктическом шельфе.

Объект исследования

Распространение низкочастотных (50–1000 Гц) акустических волн в мелководных волноводах с неоднородной структурой донных осадков в присутствии водоподобных участков дна.

Предмет исследования

Влияние неоднородностей дна на пространственную структуру звукового поля в водном слое и ее изменчивость.

Научная новизна

В рамках представленных в диссертации исследований впервые:

1) при статистическом анализе модельных данных по распространению звука на трассах фиксированной длины в мелководном волноводе с неоднородной структурой донных осадков (на примере Карского моря) обнаружена линейная зависимость усредненных по глубине потерь при распространении, выраженных в дБ, от суммарной протяженности водоподобных участков дна;

2) отмечено, что в мелком море с постоянной глубиной и неоднородным дном существуют ограниченные по размерам области, где затухание акустических волн в значительной степени зависит от направления распространения звука;

3) с помощью численного моделирования и аналитически продемонстрировано возникновение горизонтальной рефракции и межмодового взаимодействия на границе водоподобных областей;

4) получены оценки точности определения направления на источник звука с помощью горизонтальной приемной антенны в волноводе с неоднородной структурой дна;

5) показано, что присутствие водоподобных донных осадков на акустических трассах в мелком море может приводить к осцилляциям амплитуд волноводных мод как по частоте, так и по расстоянию;

6) продемонстрирована слабая анизотропия шумов поверхностного волнения в горизонтальной плоскости и сильная анизотропия в вертикальной плоскости в мелком море с неоднородным дном.

Практическая значимость работы

Полученные результаты могут быть использованы для

1) развития методов акустического мониторинга и оперативной океанологии шельфовых районов с существенной изменчивостью параметров дна, включая задачи обеспечения безопасного судоходства и добычи полезных ископаемых;

2) прогнозирования акустических ландшафтов и защиты от антропогенного шумового воздействия охраняемых видов морских животных в части определения границ безопасных зон с учётом трёхмерно неоднородной структуры донных осадков.

Методология и методы исследования

Для анализа распространения звука в рассматриваемых волноводах с нижней неоднородной импедансной границей используются численное моделирование и результаты аналитических оценок. С помощью широкоугольного параболического уравнения рассчитываются комплексные амплитуды результирующего поля звукового давления с целью определения влияния низкоскоростных участков дна на энергетические характеристики указанных полей. Проводится сравнение с аналитическими зависимостями, полученными в рамках модового подхода. Комплексные амплитуды волноводных мод с учетом горизонтальной рефракции

вычисляются путем решения широкоугольных модовых параболических уравнений. Для установления возможности дистанционного зондирования участков водоподобного дна применяется теория взаимодействующих мод, реализуемая в широкой полосе частот. В этом случае из полного акустического поля, рассчитанного с использованием широкоугольного параболического уравнения, применяя условие ортогональности, выделяются амплитуды отдельных мод и анализируются их частотный и пространственный спектры. С целью оценки влияния донной структуры на шумовое поле ветрового волнения используется подход, в рамках которого шумовые источники равномерно распределены в горизонтальной плоскости на глубине $\lambda/4$ (λ – длина звуковой волны).

В качестве характерных пространственных изменений в структуре неконсолидированных осадков (жидкие осадки) рассматриваются две модели:

1) упрощенная – скорость продольных волн в дне меняется только вдоль одной горизонтальной координаты от значений меньших, чем скорость звука в воде до величины, превышающую указанную скорость, и не зависит от глубины;

2) реалистичная – скорость продольных волн в дне получена в ходе инженерной сейсморазведки в одном из мелководных районов Карского моря и зависит от всех трех пространственных координат.

В обеих моделях присутствуют водоподобные участки дна, характеризующиеся значениями скорости звука, близкими или равными значению в водном слое. Водный слой имеет постоянную скорость звука (может наблюдаться в Карском море в октябре), а толщина не превышает 50 м. Также в обоих случаях предполагается, что плотность дна и коэффициент затухания в дне, отнесенные к длине волны, изменяются с глубиной незначительно. Примерно постоянная плотность дна соответствует результатам пробного бурения в указанном районе.

Исследование проводилось для акустических трасс протяженностью до 10 км в частотном диапазоне сигналов от 50 до 1000 Гц.

Положения, выносимые на защиту

1. Усредненные по глубине потери при дальнем распространении низкочастотного звука и их анизотропия в мелком море с неоднородным

дном существенно зависят от пространственных размеров водоподобных участков дна.

2. Водоподобные участки на трассе распространения звука в мелководном волноводе приводят к флуктуациям амплитуды акустического поля в частотной и пространственной области, объясняемым взаимодействием нормальных волн (мод). Указанный эффект может быть использован для оценки местоположения неоднородностей дна.
3. Протяженная водоподобная область дна, ориентированная вдоль акустической трассы, приводит к горизонтальной рефракции и смещению направления на источник звука, которое может определяться горизонтальной приемной антенной соответствующего волнового размера.
4. Неоднородная структура дна слабо влияет на средний уровень шума, вызванного ветровым волнением. В то же время размер области, занимаемой поверхностными источниками и влияющей на шум в точке расположения приемной акустической системы, сильно зависит от указанной структуры.

Достоверность результатов

Достоверность полученных в диссертации результатов обеспечивается строгостью используемых методов математической физики. В тех случаях, когда это возможно, закономерности, установленные в ходе работы над диссертацией, сопоставлялись с аналогичными закономерностями, полученными при использовании других методов и подходов.

Апробация работы

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на следующих ведущих отечественных и зарубежных научных конференциях: XXXIII (2020, Дистанционно), XXXIV (2022, Москва), XXXV (2023, Москва), XXXVI (2024, Москва) сессиях Российского акустического общества; 5-й (2021, Дистанционно) и 6-й (2023, Каламата, Греция) конференция «Underwater Acoustics Conference & Exhibition» (UACE); «Days on Diffraction» (2021, Дистанционно); 6-й (2021, Москва), 7-й (2022, Москва), 8-й (2023, Москва) и 9-й (2024, Москва)

конференция «Акустика среды обитания»; школе-конференции «Прохоровские недели» - 2022, 2023, 2024 (Москва, ИОФ РАН); «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (2024, Санкт-Петербург); «Комплексные исследования Мирового океана» (2024, Владивосток). Результаты, включенные в работу, докладывались на ученых семинарах НЦВИ ИОФ РАН, ТОИ ДВО РАН, кафедры акустики МГУ им. М.В. Ломоносова и ОГИ ИПФ РАН. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) 19-02-00127-а и Российским научным фондом (РНФ) 22-72-10121.

Автор удостоен диплома победителя Молодежного конкурса лучших публикаций ИОФ РАН (2025 г.) за результаты, изложенные в диссертационном исследовании.

Публикации по теме диссертации

Основное содержание диссертационной работы отражено в 23 печатных работах [A1-A23], из них 6 входят в список ВАК.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Автор участвовал в выборе направления и постановке конкретных задач исследования, самостоятельно проводил численное моделирование и обработку результатов.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы, включающего в себя 134 наименования на 13 страницах. Работа изложена на 135 страницах и иллюстрирована 50 рисунками и 6 таблицами.

Во введении обоснована актуальность темы диссертационного исследования, определены цели и задачи исследований, сформулированы научная новизна и практическая значимость работы.

Первая глава посвящена обзору геоакустических моделей и методов расчета, применяемых для исследования распространения звука в присутствии неоднородностей в волноводе. Отдельно рассматривается модель мелководного волновода Карского моря, описание которой изложено в (*Petnikov V. G., Grigorev V.*,

Lunkov A., Sidorov D. Modeling underwater sound propagation in an arctic shelf region with an inhomogeneous bottom //The Journal of the Acoustical Society of America. – 2022. – V. 151. – No. 4. – P. 2297–2309.)

Во второй главе на основе результатов численного моделирования проводится статистический анализ средних по глубине потерь при распространении низкочастотного звука. Получена аналитическая зависимость средних по глубине потерь на трассе фиксированной длины от суммарной протяженности водоподобных осадков, и вводится критерий водоподобности донных осадков. Результаты отражены в статье (**Сидоров Д.Д., Боджона С.Д., Петников В.Г., Луньков А.А.** *Оценка протяжённости областей водоподобного дна на акустических трассах в мелком море // Доклады Российской академии Наук. Физика, технические науки. 2024. Т. 515, № 1. – С. 85–90.*).

В третьей главе рассматриваются особенности распространения звука, когда граница водоподобных осадков расположена поперек акустической трассы. Основное внимание уделяется эффекту межмодового взаимодействия на границе водоподобных участков. Результаты работы отражены в статье (**Сидоров Д. Д., Петников В.Г., Луньков А.А.** *Широкополосное звуковое поле в мелководном волноводе с неоднородным дном // Акустический журнал. – 2023. – Т. 69, № 5. – С. 608–619.*).

Четвертая глава посвящена особенностям распространения звука, когда граница водоподобных осадков расположена вдоль акустических трасс. Основное внимание уделяется эффекту модовой горизонтальной рефракции. Основные результаты отражены в работах (*Lunkov A., Sidorov D., Petnikov V. Horizontal refraction of acoustic waves in shallow-water waveguides due to an inhomogeneous bottom structure //Journal of Marine Science and Engineering. – 2021. – V. 9. – No. 11. – P. 1269.*, **Луньков А.А., Петников В.Г., Сидоров Д. Д.** *Использование линейных приемных антенн для наблюдения горизонтальной рефракции низкочастотного звука в мелком море с сильно неоднородным водоподобным дном // Акустический журнал. – 2022. – Т. 68, № 4. – С. 400–408.*).

В пятой главе рассматривается формирование шумового акустического поля, порожденного ветровым волнением и судоходством при наличии неоднородностей в структуре дна. Численно оцениваются средние характеристики шумового поля ветрового волнения в зависимости от параметров дна в области наблюдения. Приводятся результаты численных экспериментов, в которых демонстрируется возможность локализации водоподобных областей по шуму движущегося судна в Карском море. Результаты представлены в статье (Боджона С.Д., Сидоров Д. Д., Петников В.Г., Луньков А.А. Характеристики низкочастотного окружающего шума в мелком море с неоднородной структурой дна // *Акустический журнал*. – 2025. – Т. 71, № 1. – С. 79–87.).

ГЛАВА 1. ОБЗОР МОДЕЛЕЙ ВОЛНОВОДОВ И МЕТОДОВ ОПИСАНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕЛКОМ МОРЕ

1.1 Мелководный волновод с неоднородностями в донной структуре

Понятие «мелкого моря» выделено в отдельный подраздел акустики океана достаточно давно. При этом основной акцент ставится на изучении дальнего распространения (глубина акватории H много меньше дальности распространения звуковой волны r , $H \ll r$) низкочастотных акустических волн (до 1 кГц) на океанском шельфе [19]. Таким образом, океанический шельф можно рассматривать как акустический волновод, где границами являются водная поверхность и дно. Неоднородности нижней границы волновода можно разделить на два типа: неровность дна (например, [20]) и пространственная изменчивость характеристик донной структуры (например, [21]). В связи с этим акустика мелкого моря принципиально отличается от акустики глубокого океана тем, что дно оказывает существенное влияние на распространение звука.

При исследовании распространения низкочастотного звука в мелководных волноводах постоянной глубины и в отсутствие сильной пространственной изменчивости скорости звука в водном слое формирование звукового поля в основном определяется свойствами дна. Зачастую в мелком море дно покрыто слоем донных отложений, представляющих собой неконсолидированные (грязеподобные) осадки. В таких осадках могут распространяться только продольные волны, поэтому такой слой дна еще называют жидким. Характерной особенностью такого дна является присутствие различных случайных неоднородностей. Встречаются области со слоистыми осадками длиной до десятка километров. В общем случае, верхний осадочный слой представляет собой среду, характеризующуюся случайным пространственно-распределенным удельным акустическим импедансом $Z_1 = \frac{c_b \rho_b}{1 + \frac{i\alpha_b}{2}}$, где c_b , ρ_b и α_b – локальные значения скорости звука, плотности и величиной, определяющей мнимую часть волнового числа в

морском дне k_b , соответственно ($k_b = \frac{\omega(1+\frac{i\alpha_b}{2})}{c_b}$, ω – частота звука). Коэффициент α_b определяет коэффициент поглощения звука в указанном слое. Связанное с этим изменение акустического импеданса на границе водной среды и дна приводит к характерным для каждой акватории особенностям формирования звукового поля.

Важно отметить, что неконсолидированные слои осадков хоть и присутствуют в большинстве шельфовых районов, но их толщина и акустические характеристики могут различаться в зависимости от географического положения акватории. По этой причине разрабатывают геоакустические модели отдельно для каждого выбранного района работ. В общепринятом понимании геоакустическая модель волновода включает: слой воды, осадочную толщу, состоящую из рыхлых и консолидированных осадочных отложений, твердый фундамент [7], возможно включение ледяного покрова. В частности, разработанная в ТОИ ДВО РАН геоакустическая модель шельфа Японского моря (залив Петра Великого) подходит под это определение, поскольку в ходе многочисленных гидроакустических экспериментов были обнаружены несколько типов осадочных слоев и акустический фундамент [22-23]. При этом осадочные слои представлены песками различного гранулометрического состава. Характеристики этих слоев, такие как скорость продольных волн в дне c_b , скорость поперечных волн в дне c_{b_s} и плотность дна ρ_b , хорошо изучены не только акустическими методами, но и прямым отбором кернов. Модель позволяет прогнозировать не только распространение низкочастотных волн для осуществления, например, оперативной звукоподводной связи для безопасного судоходства [24], но и даже распространение волн через естественные преграды такие как мыс Шульца [25].

При обращении внимания в область атлантического шельфа США ситуация меняется. Среди последних исследований особенностей дна этого района следует выделить комплексный эксперимент Mud patch experiment, проведенный на шельфе вблизи Новой Англии (США) в области с неоднородным грязеподобным дном [15,16]. В начале исследований основное внимание было уделено оценке зависимости скорости звука и плотности от глубины в верхнем слое осадков. Далее

рассматривалась задача получения именно акустических свойств илистых отложений [26] в рамках лабораторных исследований с отбором кернов. В полевых экспериментах по рассеянию и отражению акустического сигнала от грязеподобного участка дна было продемонстрировано, что скорость звука в иле сравнима со скоростью звука в воде [27], а скорость сдвиговых волн в толще донных осадков (до 8 м от границы вода-дно) пренебрежимо мала [28]. Отдельно отметим, что разница плотностей водного слоя и материала дна все равно присутствует. Также было показано, что наблюдается сильное рассеяние, вызванное крупномасштабными неоднородностями в структуре донных отложений. В результате была разработана многослойная модель с различными структурными слоями. На момент написания настоящей диссертационной работы построение геоакустической модели на атлантическом шельфе вблизи Новой Англии все еще продолжается, являясь актуальной задачей. Именно подробная разработка таких моделей позволит в рамках численных экспериментов выявлять особенности распространения звука в водном слое в исследуемом регионе.

Пространственные неоднородности дна, в которых скорость звука в дне достигает скорости звука в водном слое (т.е. относя эти неоднородности к водоподобным), наблюдаются и вблизи о. Сахалин [17]. Здесь в рамках сейсморазведочных работ в 2015 году в донной структуре обнаружена пространственная аномалия протяженностью около 1 км. Для исследования этой области были собраны более подробные геофизические данные, которые позволили определить, что в пределах изучаемого района скорость звука может достигать значений, близких к скорости звука в водном слое. Экспериментально показано, что при наличии такой аномалии на акустической трассе потери при распространении увеличиваются на 13.6 дБ по сравнению с трассой, где такая особенность отсутствует. Для обоснования больших потерь при распространении проводилось численное моделирование методом модовых параболических уравнений с привлечением достаточно подробного распределения скорости звука в осадочном слое.

Среди нерегулярных мелководных волноводов с аномальными областями можно выделить такие, в которых скорость звука на нижней границе волновода достигает совсем малых значений. Зачастую такие ситуации наблюдаются в лимнологических акустических исследованиях, когда в верхнем слое дна присутствует высокое содержание метановых пузырьков, как например, в озере Кинерет (Израиль). Здесь скорость звука в осадках может принимать значения 100–300 м/с [29] при объемном содержании газа всего 0,1% [30]. Близкие значения скорости звука в газонасыщенных осадках достигаются в Клязьминском [31] и Иваньковском [32] водохранилищах. Однако такой газонасыщенный слой создает благоприятные условия для волноводного распространения низкочастотных акустических сигналов. Волны, падающие на слой в большом интервале углов, отражаются от нижней границы волновода с небольшими потерями энергии [33], что связано с импедансным контрастом сред. Как уже было сказано ранее, потери при распространении резко возрастают при приближении скорости звука в осадках к скорости звука в воде.

Значительно влияние дна на распространение звука можно ожидать на арктическом шельфе. На сегодняшний день хорошо изученным регионом является Баренцево море. Подтверждением существенного влияния донных структур на распространение звука является сильное пространственное затухание в придонном звуковом канале, измеренное в экспериментах в семи разных районах Баренцева моря с протяженностью трасс до 400 км. Трассы располагались в южной части акватории. Для исследования акустических характеристик (коэффициента затухания) излучались сигналы с помощью буксируемого точечного источника, а прием осуществлялся на вертикальную цепочку гидрофонов, перекрывающую весь водный слой. Подробная методика оценки коэффициента затухания представлена в работе [34]. Здесь предполагалось, что на распространение звука влияет только верхний осадочный слой, который представляет собой квазиоднородную среду со средними значениями параметров дна (c_b , ρ_b и α_b), определяющими акустический импеданс. В этом же районе проводился отбор кернов в рамках экспедиции ИО РАН с помощью геологических трубок [35]. Наблюдалось сильное изменение плотности

верхнего слоя осадков от точки к точке (расстояние между местами отборов керна составляло ≈ 30 км) вдоль центральной части Баренцева моря от южных к северным границам. Результаты этих исследований подтвердили часто используемый в акустике мелкого моря подход, когда морское дно считается жидким и под параметрами c_b , ρ_b и α_b понимаются некоторые средние эффективные значения. По-видимому, такой подход является адекватным методике расчетов распространения звука, когда значения указанных параметров точно не известны, другими словами, не подтверждены сейсморазведкой и бурением с отбором проб грунта.

Области арктического шельфа, соответствующие другим морям (Карское море, море Лаптевых и др.), обладают своими специфическими особенностями, отчасти связанными с выходами природного газа с больших глубин [36]. Благодаря низкочастотному сейсмопрофилированию в дне можно выделить:

- 1) слоистые области осадков длиной до десятков километров, в том числе и с выклинивающимися слоями;
- 2) узкие вертикальные каналы, связанные с выходами природных газов, с покмарками (кратерами) на границе вода-дно;
- 3) диапироподобные структуры (куполообразные складки, возникающие путем выдавливания газом снизу высокопластичных пород);
- 4) палеодолины рек, заполненные материалом, отличающимся от вмещающих отложений.

Более того, можно наблюдать чередования участков мерзлых, талых и газонасыщенных грунтов с широким диапазоном возможных значений физических параметров верхнего слоя донных осадочных пород: скорости звука, плотности и коэффициента затухания.

В рамках настоящей диссертационной работы рассматривается этот наиболее сложный и активно развивающийся регион, который ранее являлся труднодоступным из-за сплошного ледяного покрова значительной толщины, площадь которого начала сильно уменьшаться за последние несколько десятков лет. Например, в 1984 г. 16% площади ледяного покрова в арктическом регионе

составляли многолетние льды, а к 2016 г. их доля уменьшилась до 1,2%. За рассматриваемый период общая площадь льда в летний сезон уменьшалась в среднем на 56 900 км² [37].

С развитием техники скоростного анализа данных 3-D сейсморазведки [38-41] появилась возможность измерять зависимость скорости звука продольных волн в дне c_b от пространственных координат для заданных акваторий. Некоторые задачи при изучении распространения акустических волн на мелководье могут быть решены при комплексном подходе: скоростная 3-D сейсморазведка и отбор керна с последующим анализом плотности дна. Таким образом, при известной структуре дна могут быть, например, смоделированы потери при распространении звука для различных направлений и расстояний [42].

Данные инженерной сейсморазведки в Карском море [18] позволили получить трехмерное распределение скорости звука в верхнем слое донных осадков с толщиной до 80 м (см. Рисунок 1.1), которое выявило значительные неоднородности. Некоторые из них уже описаны выше. В частности, были обнаружены обширные области жидких (водоподобных) осадков, где продольная скорость звука в дне примерно равна скорости звука в воде $c_b \approx c_w$, граничащие с участками полуконсолидированных осадков. Сдвиговые (поперечные) волны в таких областях во время проведения сейсморазведки практически не регистрировались.

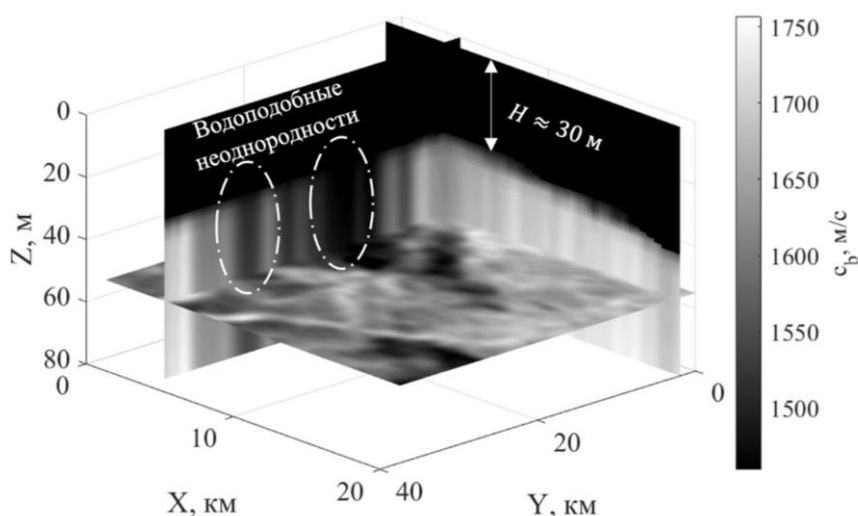


Рисунок 1.1 – Трехмерная структура поля скорости звука в одном из мелководных районов Карского моря

Отношение плотностей дна и воды составило $\frac{\rho_b}{\rho_w} \approx 1,9$ и слабо зависело от глубины. Отметим, что постоянство плотности донных осадков ρ_b с глубиной получено экспериментально, путем анализа отобранных кернов в 16 близкорасположенных точках исследуемого района Карского моря [43] (см. Рисунок 1.2).

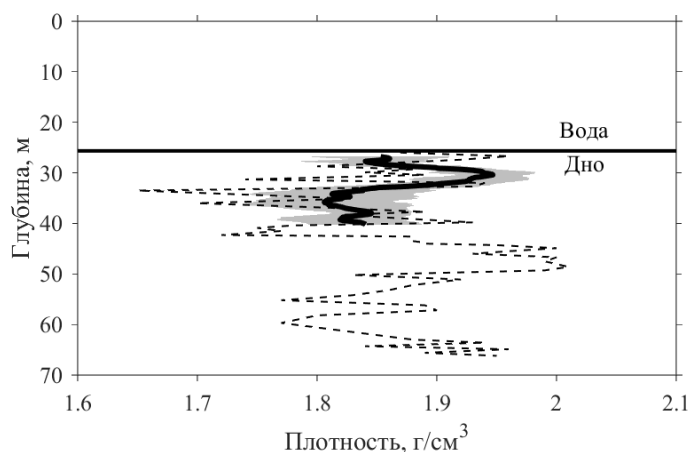


Рисунок 1.2 – Экспериментальный профиль плотности грунта в одной из точек Карского моря.

На рисунке сплошной линией показан средний профиль плотности, серой полосой – доверительный интервал, тонкий пунктир – профиль плотности в самой глубокой скважине [18]

На основе данных трехмерной сейсморазведки разработана [18] реалистичная модель волновода, используемая в настоящей диссертационной работе. Предполагается, что скорость звука в водном слое c_w и плотность ρ_w не меняются с глубиной. Согласно базе World Ocean Database [44] постоянная скорость звука в водном слое может соответствовать условиям октября. Дно состоит из неконсолидированных осадков с известным распределением скорости звука $c_b(x, y, z)$ (см. Рисунок 1.1). Такие параметры дна, как коэффициент затухания $\alpha_b = 0,33$ дБ/λ, плотность $\rho_b = 1850$ кг/м³ являются постоянными (из-за отсутствия объективных данных об их изменчивости). Участок с наибольшими градиентами скорости звука в дне от значений, соответствующих водному слою, до превышающих эту величину представлен на Рисунке 1.3(a). Здесь толщина водного слоя постоянна и равна 28 м (см. выделенную область на Рисунке 1.4). Для всего

района наблюдается плавное изменение глубины до максимального значения 50 м. В рамках предложенной модели волновода ледяной покров отсутствует.

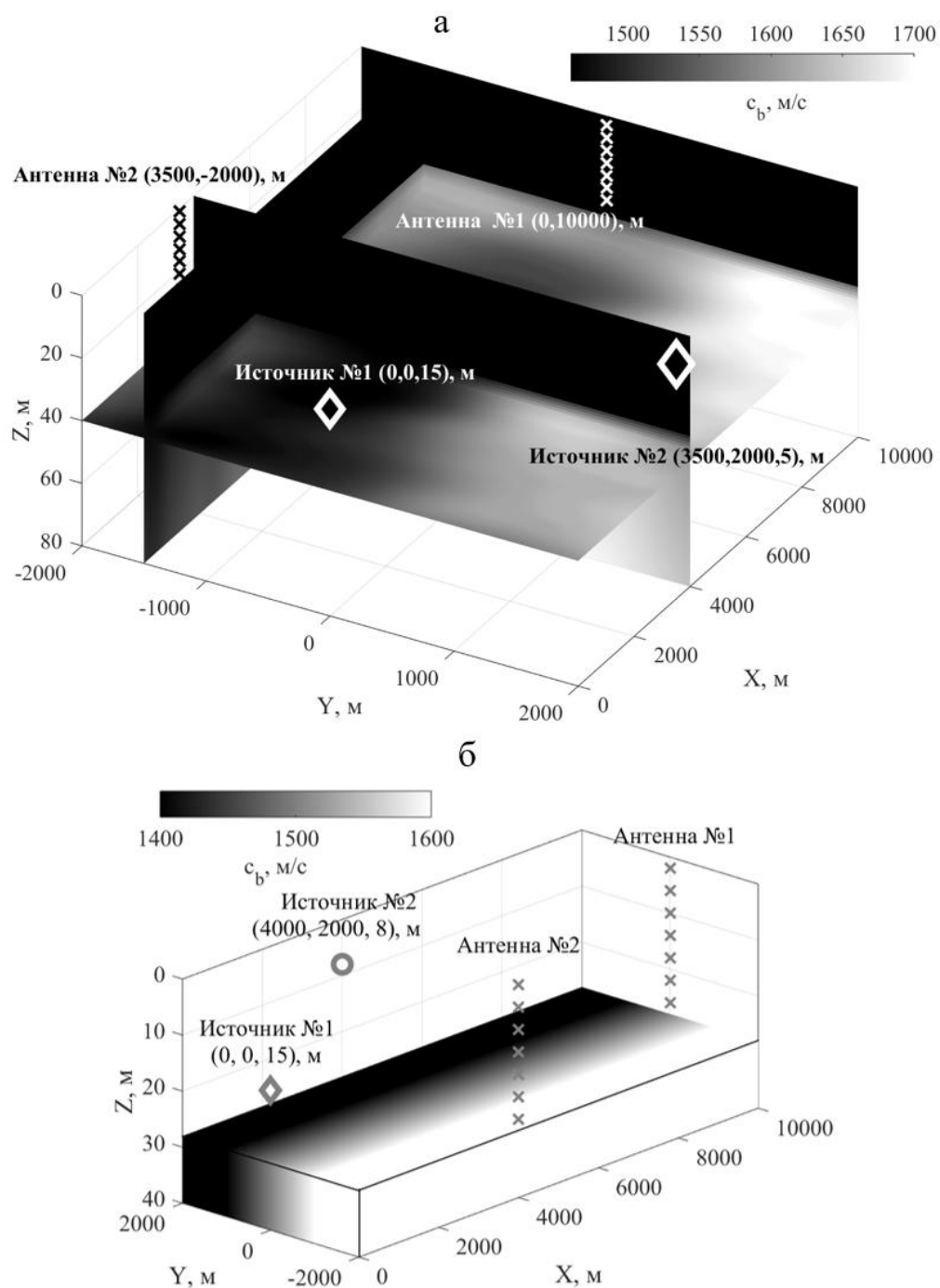


Рисунок 1.3 – а – Модель волновода одного из районов Карского моря с изображением разрезов трехмерной структуры скорости звука в дне; б – схема модельного волновода с кусочно-линейным изменением скорости звука в дне. На рисунках изображены две трассы для исследования акустических эффектов: Источник №1 – Антенна №1 (изменение параметров волновода поперек трассы); Источник №2 – Антенна №2 (изменение параметров волновода вдоль трассы)

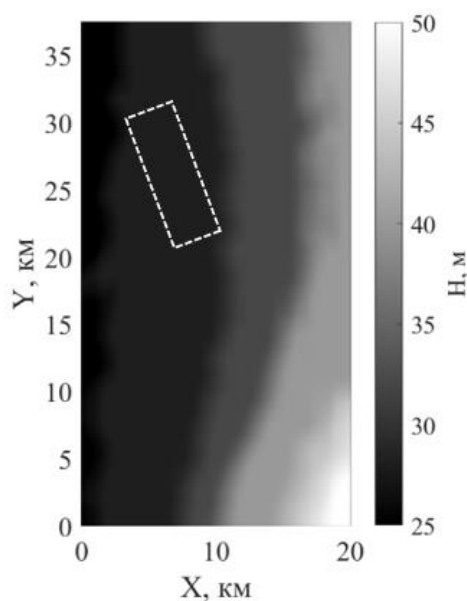


Рисунок 1.4 – Распределение глубин в одном из мелководных районов Карского моря. Тот же район, что и на Рисунке 1.1. Пунктирным прямоугольником отмечена область, изображенная на Рисунке 1.3(а)

Для проведения аналитических и численных исследований рассматривается упрощенная модель с кусочно-линейным изменением скорости звука в дне на Рисунке 1.3(б). Здесь, как и в реалистичной модели присутствует градиент скорости звука в дне, а также участок водоподобного дна. Данная модель удобна тем, что изменение параметров волновода имеет место только вдоль одной координаты Y . На неоднородном полупространстве дна находится однородный водный слой постоянной глубины H с постоянной скоростью звука c_w . Также остаются постоянными: плотность воды ρ_w , плотность дна ρ_b , коэффициент затухания в дне α_b (см. Таблицу 1.1). Скорость звука в дне c_b меняется согласно

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

Ширина переходной области варьируется в интервале $\Delta y = 600 - 4000$ м.

Таблица 1.1 – Параметры идеализированной модели волновода

$H, \text{ м}$	$c_w, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\rho_w, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\rho_b, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\alpha_b, \frac{\text{дБ}}{\lambda}$
28	1460	1000	1850	0.33

При малой глубине волновода (несколько десятков метров) неоднородности верхнего осадочного слоя дна могут оказывать существенное влияние на формирование акустического поля. В работе аналитически и в рамках численного моделирования рассматривается влияние структурных неоднородностей дна на результирующее акустическое поле, а также исследуется модовая структура акустического поля как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Численное моделирование проводится методом нормальных волн (мод) и широкоугольного параболического уравнения.

1.2 Модовое представление акустического поля

Математическое описание процессов, связанных с распространением волн, является важной задачей, поскольку затрагивает такие области физики, как оптика [45-46], квантовая механика [47], геофизика [48] и прочие. При волноводном распространении зачастую используют метод разделения переменных таким образом, чтобы поле по одной (или нескольким) переменным представляло собой стоячую волну, а по времени и другим переменным – бегущую волну. Для одной из координат, где формируется стоячая волна, можно описать ее форму с помощью суперпозиции нормальных волн (мод). Собственные функции этих мод могут быть найдены из решения задачи Штурма-Лиувилля с соответствующими граничными условиями.

В основе расчета гармонического акустического поля в линейном приближении лежит уравнение Гельмгольца. Введем декартову систему координат (x, y, z) и обозначим $\vec{r} = \{x, y\}$ – радиус-вектор в горизонтальной плоскости (см.

Рисунок 1.5). Неоднородное уравнение Гельмгольца может быть записано в виде [49]

$$[\Delta + k^2(\omega, \vec{r}, z)]\psi(\omega, \vec{r}, z) = f(\omega, \vec{r}, z), \quad (1.1)$$

где $k(\omega, \vec{r}, z) = \frac{\omega}{c(\vec{r}, z)}$ – волновое число, $\omega = 2\pi f$ – частота звука, $\psi(\omega, \vec{r}, z)$ – звуковой потенциал, $f(\omega, \vec{r}, z)$ – функция источника звука.

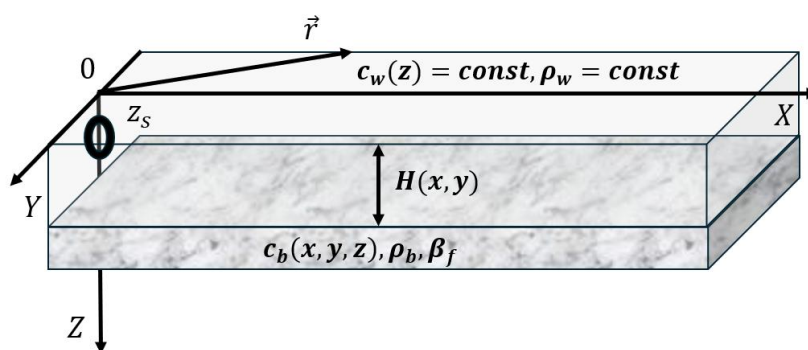


Рисунок 1.5 – Модель волновода с неоднородной структурой дна и постоянными характеристиками водного слоя

Для решения уравнения Гельмгольца в волноводе глубиной H необходимо ввести граничные условия. Одно из условий, определяемое свободной поверхностью, имеет вид

$$\psi|_{z=0} = 0. \quad (1.2)$$

Также необходимо выполнение условия непрерывности давления в вертикальной составляющей колебательной скорости при переходе от водного слоя ко дну

$$\begin{cases} \psi|_{z \rightarrow H^-} = \psi|_{z \rightarrow H^+} \\ \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow H^-} = \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z \rightarrow H^+}, \end{cases} \quad (1.3)$$

где обозначения $z \rightarrow H^-$ ($z \rightarrow H^+$) определяют предел при стремлении к границе из водного и донного слоя, соответственно.

Связь комплексных амплитуд потенциала и акустического давления имеет вид

$$p = i\rho\omega\psi. \quad (1.4)$$

В дальнейшем будем рассматривать точечные источники звука, излучающие сферические волны, в таком виде:

$$f(\vec{r}, z, \omega) = -\delta(\vec{r})u(\omega)\delta(z - z_s)\frac{1}{2\pi r}, \quad (1.5)$$

где $u(\omega)$ – спектр излучаемого сигнала, z_s – глубина расположения источника.

Решение уравнения может быть записано в виде разложения по нормальным волнам

$$p(\vec{r}, z, \omega) = \sum_{l=1}^M P_l(\vec{r}, \omega)\Psi_l(\vec{r}, z, \omega), \quad (1.6)$$

где $P_l(\vec{r}, \omega)$ – амплитуда моды, $\Psi_l(\vec{r}, z, \omega)$ – профиль моды, l – номер моды, M – общее число мод.

Локальные профили мод Ψ_l и их постоянные распространения $\xi_l = q_l + \frac{i\gamma_l}{2}$ находятся путем решения задачи Штурма-Лиувилля:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Psi_l}{\partial z^2} + [k_w^2 - \xi_l^2]\Psi_l = 0 \\ \Psi_l|_{z=0} = 0 \\ \left[\Psi_l + \frac{u(\xi_l)d\Psi_l}{dz} \right]_{z=H} = 0 \end{cases} \quad (1.7)$$

где $k_w = \frac{\omega}{c_w}$ – волновое число в воде, $u(\xi_l; \vec{r}) = \frac{i}{\omega\rho_w}Z_1(\xi_l; \vec{r})$, $Z_1(\xi_l; \vec{r})$ – входной импеданс на границе вода-дно, который определяется пространственным распределением скорости звука c_b , плотности ρ_b и коэффициента затухания в дне α_b , определяющего поглощение звука в дне, $k_b = \frac{\omega}{c_b} \left(1 + \frac{i\alpha_b}{2} \right)$ – волновое число в дне. В настоящей работе учитывалась зависимость скорости звука $c_b(x, y, z)$ от пространственных координат, полученная в результате сейсморазведки, что описано в Разделе 1.1 и отображено на Рисунке 1.5. Аналогичные, но неизвестные зависимости $\rho_b(x, y, z)$ и $\alpha_b(x, y, z)$ в работе не учитывались. Величины ρ_b и α_b полагались постоянными и равными типичным для Карского моря значениям [18].

При этом для плотности выбирались средние значения, полученные при пробном бурении. Для мод выполняется условие ортогональности

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{\rho_w(\vec{r}, z)} \Psi_l(\vec{r}, z, \omega) \Psi_m(\vec{r}, z, \omega) dz = \delta_{lm}, \quad (1.8)$$

где $\delta_{lm} = \begin{cases} 1, l \neq m \\ 0, l = m \end{cases}$ – символ Кронекера. На практике интегрирование до бесконечности не реализуемо, и тогда условие ортогональности по глубине волновода H [49]

$$\int_0^H \Psi_l(\vec{r}, z, \omega) \Psi_m(\vec{r}, z, \omega) dz = - \frac{\Psi_l(\vec{r}, H, \omega) \Psi_m(\vec{r}, H, \omega)}{\frac{\rho_b}{\rho_w} (\sqrt{\xi_l^2 - k_b^2} + \sqrt{\xi_m^2 - k_b^2})}. \quad (1.9)$$

Поиск профилей мод осуществляется численными методами.

Полагая границу вода-дно плавной по горизонтали, когда $\frac{\partial}{\partial n} \approx \frac{\partial}{\partial z}$, решение (1.6) в адиабатическом приближении (без учета взаимодействия мод и горизонтальной рефракции) принимает вид [41]

$$p(r, z) = \frac{\exp\left(\frac{i\pi}{4}\right)}{8\pi} \sum_{l=1}^M \frac{\Psi_l(0, z_0)}{\sqrt{r q_l}} \exp\left(i \int_0^r \xi_l(r') dr'\right) \Psi_l(r, z). \quad (1.10)$$

Формула (1.10) при представлении точного решения уравнения (1.1) в виде несобственного интеграла и его вычисления с помощью теории вычетов, когда в полученном решении остается только дискретный спектр: сумма вычетов соответствующей функции в полюсах $\xi_l = \xi_l(r)$ при $Im \xi \geq 0$. Такое представление справедливо на удалении от источника звука на расстоянии $r \gg H$ (см. подробнее в [44]). Заметим, что указанное требование $r \gg H$ должно выполняться и в случае учета взаимодействия мод и горизонтальной рефракции.

Часто рассматривают задачу, основанную на модели однородного волновода Пекериса [3]. Согласно данной модели, скорость звука в воде c_w и плотность водного слоя ρ_w являются постоянными, как и параметры полубесконечного дна ($c_b, \rho_b, \alpha_b = const$). И тогда может быть получено трансцендентное уравнение для поиска постоянных распространения ξ_l :

$$\operatorname{tg} \sqrt{k_w^2 - \xi_l^2} H = -i \frac{\rho_b \sqrt{k_w^2 - \xi_l^2}}{\rho_w \sqrt{k_b^2 - \xi_l^2}}. \quad (1.11)$$

Профиль моды может быть получен из следующего соотношения:

$$\Psi_l = A_l \sin \left(\sqrt{\left(\frac{\omega}{c_w}\right)^2 - \xi_l^2} z \right). \quad (1.12)$$

В настоящей работе, когда скорость звука в поперечном сечении волновода зависит от глубины в водном слое и в дне, для вычисления профиля моды обычно используется программа KRAKENC [50].

В общем случае неоднородного волновода амплитуда моды P_l может быть найдена [51] из системы дифференциальных уравнений

$$\nabla_{\perp}^2 P_l + \xi_l^2 P_l = \sum_{l=1}^M [A_{lm} P_l + (C_{lm} - 2B_{lm}) \nabla_{\perp} P_l], \quad (1.13)$$

где $\nabla_{\perp} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, 0 \right)$, коэффициенты взаимодействия мод A_{lm}, B_{lm}, C_{lm} имеют вид

$$A_{lm} \approx - \int_0^{H(x,y)} dz \Psi_l \nabla_{\perp} \left(\frac{1}{\rho_w} \nabla_{\perp} \Psi_m \right), \quad (1.14a)$$

$$B_{lm} \approx \int_0^{H(x,y)} \frac{dz}{\rho_w} \Psi_l \nabla_{\perp} \Psi_m, \quad (1.14б)$$

$$C_{lm} \approx \int_0^{H(x,y)} \frac{dz}{\rho_w^2} \nabla_{\perp} \rho_w \Psi_l \Psi_m. \quad (1.14в)$$

Выражения (1.14) становятся точными, если верхний предел интегрирования ∞ или нижняя граница волновода является абсолютно отражающей.

В рассматриваемой модели волновода предполагается, что плотность воды $\rho_w = \text{const}$ и в таком случае $C_{lm} = 0$ (1.14в). При условии, что градиенты параметров волновода являются гладкими функциями, коэффициентом $A_{lm} \approx 0$ (1.14a) можно пренебречь [46]. В таком случае (1.13) примет вид

$$\nabla_{\perp}^2 P_l + \xi_l^2 P_l = -2 \sum_{l=1}^M B_{lm} \nabla_{\perp} P_l. \quad (1.15)$$

В случае, если изменение параметров в волноводе мало (не приводит к межмодовому взаимодействию) или отсутствует, тогда поле на больших расстояниях от источника описывается с помощью адиабатического приближения [49]

$$P_l(r) = \frac{\exp(i\pi/4) \Psi_l(0, z_s)}{\sqrt{8\pi}} \frac{\Psi_l(0, z_s)}{\sqrt{q_l(r)r}} \exp\left(i \int_0^r \xi_l(r') dr'\right). \quad (1.16)$$

Если на акустической трассе имеют место только продольные градиенты параметров волновода $\xi_l(x)$ и $\nabla_{\perp} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, 0, 0\right)$, тогда система уравнений (1.15) с учетом межмодового взаимодействия вдоль одной координаты примет вид

$$\frac{d^2 P_l}{dx^2} + \xi_l^2 P_l = -2 \sum_{l=1}^M B_{lm} \frac{dP_l}{dx}. \quad (1.17)$$

Чтобы не решать систему уравнений (1.17), часто прибегают к использованию приближенного метода широкоугольного параболического уравнения (см. Раздел 1.3).

В случае, когда изменения параметров волновода происходят поперек акустической трассы $\nabla_{\perp} = \left(0, \frac{\partial}{\partial y}, 0\right)$, тогда (1.15) примет вид

$$\nabla_{\perp}^2 P_l + \xi_l^2 P_l = 0. \quad (1.18)$$

Численное решение уравнения (1.18) осуществляется с помощью метода широкоугольного модового параболического уравнения (вертикальные моды и широкоугольное параболическое уравнение для нахождения модовых амплитуд).

1.3 Широкоугольное параболическое уравнение

Широкое распространение получил метод параболического уравнения, впервые предложенный в работе [52] для решения задачи распространения радиоволн в атмосфере. В [53-55] авторы расширили границы применимости параболического метода и построили численное решение так называемого широкоугольного параболического уравнения (программа RAM) [53].

Рассмотрим далее уравнение Гельмгольца в двумерной постановке в вертикальной плоскости $\{r, z\}$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k^2 p = 0. \quad (1.19)$$

Разложим оператор перед p на множители и получим:

$$\left[\frac{\partial}{\partial r} + ik_w(1+X)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\frac{\partial}{\partial r} - ik_w(1+X)^{\frac{1}{2}} \right] p = 0, \quad (1.20)$$

где $X = k_w^{-2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - k_w^2 \right)$, $k_w = \omega/c_w$.

Если энергия отдаляющейся волны много больше энергии обратного рассеяния, то (1.20) сводится к уравнению

$$\frac{\partial p}{\partial r} = ik_w(1+X)^{\frac{1}{2}} p. \quad (1.21)$$

Условие малости рассеяния назад можно представить в виде [46]

$$\left| \frac{d^2 \tilde{p}(r)}{dr^2} \right| \ll \left| k_w \frac{d\tilde{p}(r)}{dr} \right|, \quad (1.22)$$

где $\tilde{p}(r)$ – среднее по толщине водного слоя давление акустического поля на расстоянии r от источника звука.

Далее необходимо аппроксимировать квадратный корень оператора в (1.21) для получения дифференциального уравнения, которое можно решить с помощью численных методов. Заменяя квадратный корень оператора n -мерным рациональным приближением (аппроксимация Паде), получим параболическое уравнение [50]:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = ik_w \left(1 + \sum_{j=1}^n \frac{a_{j,n} X}{1 + b_{j,n} X} \right) p. \quad (1.23)$$

Коэффициенты $a_{j,n}$ и $b_{j,n}$ выбираются таким образом, чтобы обеспечить необходимую точность и сходимость. Для достижения высокого уровня точности следует использовать относительно небольшое значение Δr (шаг сетки по расстоянию до источника).

Для решения (1.23) используется итерационный алгоритм:

$$p(r + \Delta r, z) = \exp(ik_w \Delta r) \left(1 + \sum_{j=1}^n \frac{a_{j,n} X}{1 + b_{j,n} X} \right) p(r, z). \quad (1.24)$$

Именно этот алгоритм, реализованный в программном коде RAM [53], применяется для численного моделирования в настоящей работе в Главах 2–5.

Зачастую для анализа модовой структуры поля вместо решения (1.13) удобнее проводить вычисление полного звукового поля методом широкоугольного параболического уравнения (1.23) в вертикальной плоскости, и только в конце акустической трассы раскладывать поле на моды (оценивать P_l) (см. Главу 3).

Выделение мод (оценка модовых амплитуд P_l) на некотором расстоянии от источника звука осуществляется с помощью вертикальной приемной антенны, перегораживающей весь водный слой по глубине:

$$\tilde{P}_l(\omega, x, y) = \int_0^H P(\omega, x, y, z) \Psi_l(\omega, z; x, y) dz. \quad (1.25)$$

Здесь использовано условие ортогональности (1.8). При интегрировании только по водному слою условие ортогональности выполняется приближенно (1.9).

Более того, описанный алгоритм решения широкоугольного параболического уравнения может быть модифицирован и для случая расчета модовых комплексных амплитуд $P_l(\vec{r}, \omega)$ не только в вертикальной плоскости, но и в горизонтальной – для моделирования и оценки углов модовой горизонтальной рефракции (см. Главу 4).

1.4 Межмодовое взаимодействие в неоднородном волноводе

Межмодовое взаимодействие – связность амплитуд отдельных волноводных мод, возникающая из-за неоднородностей в волноводе. Точное решение задачи нахождения полного акустического поля с учетом взаимодействия мод связано с решением системы большого (бесконечного) числа дифференциальных уравнений (1.12). Однако на низких частотах можно ограничиться рассмотрением нескольких энергонесущих волноводных мод $l = \overline{1, M(\omega)}$ [56]. В таком случае система может быть решена методом поперечных сечений. Также, если возможно, пренебрегают

обратным рассеянием и решают уже систему дифференциальных уравнений не второго порядка, а первого [51]. При этом межмодовым взаимодействием можно пренебречь, если

$$\frac{|b_{lm}|}{|\Delta q_{lm}|} \ll 1, \quad (1.26)$$

где $b_{lm}(\omega, r) = \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho(z)} \Psi_l \frac{\partial \Psi_m}{\partial r} dz$ – коэффициенты межмодового взаимодействия, $\Delta q_{lm} = \text{Re}(\xi_l) - \text{Re}(\xi_m)$. На практике это имеет место при плавных возмущениях, когда длина звукового луча в подводном волноводе много меньше характерного масштаба изменений его свойств.

Важно отметить, что глобально нахождение акустического поля с учетом взаимодействия в трехмерной постановке (1.13) требует серьезных вычислительных мощностей [57]. Теорию нормальных волн удобно использовать для описания распространения звука в воде при низких частотах и малых глубинах волновода. Это обусловлено тем, что звуковое поле описывается небольшим количеством мод.

Однако взаимодействие мод – не только мешающий фактор, но и источник информации о неоднородностях. Неоднородности, вызывающие взаимодействие мод, можно разделить на распределенные и сосредоточенные. Сосредоточенная (локальная) неоднородность – участок волновода с изменяющимися параметрами, горизонтальная проекция которого на стационарной акустической трассе много меньше длины самой трассы. К сосредоточенным неоднородностям можно отнести локальный подъем дна, солитон внутренних волн и иные, в том числе искусственные, объекты на трассе [58]. Одним из методов мониторинга подобных неоднородностей может служить дифференциальная диагностика [57-60]. В основе данной методики рассматривается возможность возбуждения и регистрации отдельных нормальных волн. Поскольку данный подход требует технически сложного фазирования излучающих вертикальных антенн [61-63], актуальным является создание методов, снижающих требования к излучающей системе.

В [64-66] были предложены дистанционные методы по оценке скорости внутренних солитонов (структурно устойчивых уединенных внутренних волн) при

движении их вдоль акустической трассы между одиночным источником и приемником звука. Для решения этой задачи рассматривались флуктуации интенсивности акустического поля или частотные смещения при движении солитона в узкой полосе частот.

В [65-66] для локализации неоднородностей анализировались модовые амплитуды в широкой полосе частот. Например, в работе [65] рассмотрены такие сосредоточенные неоднородности, как локальное изменение толщины водного слоя (горка гауссовской формы), внутренний солитон и ледяной торос.

При помощи численного моделирования было продемонстрировано, что в результате межмодового взаимодействия при пространственной фильтрации мод на антенне наблюдается модуляция амплитуды отдельных волноводных мод в частотной области. Это связано с наложением исходных и возникающих нормальных волн, порожденных от мод других номеров на неоднородности (см. Рисунок 1.6). При этом период модуляции зависит от положения неоднородности на акустической трассе. Показано, что оценка расстояния от источника до неоднородности может осуществляться с помощью одиночного источника звука и вертикальной приемной системы.

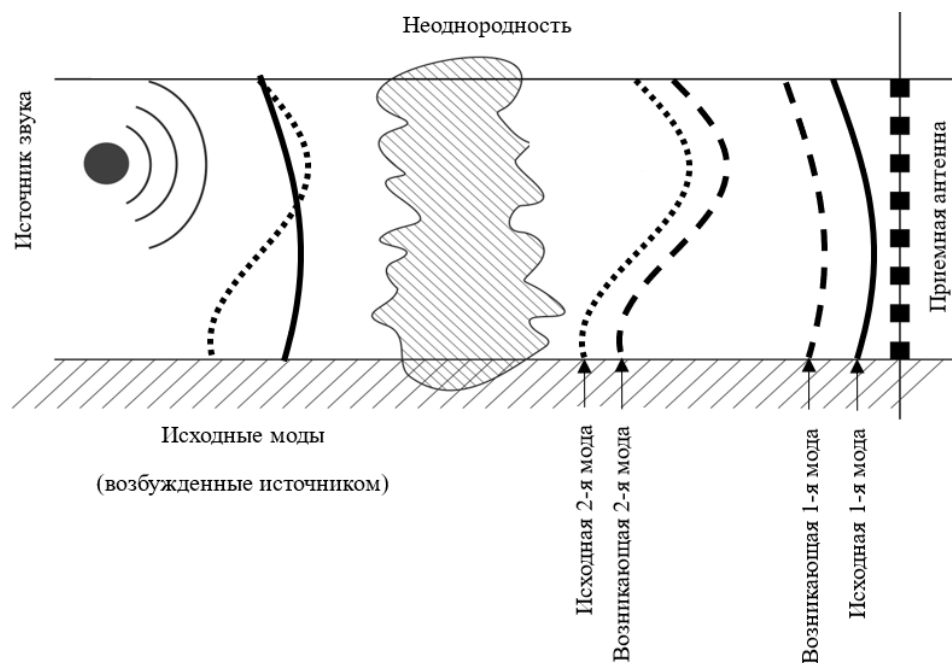


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение влияния неоднородности на акустической трассе на модовую структуру

В рамках настоящей диссертационной работы в Главе 3 неоднородности в структуре дна (водоподобные области) рассматриваются в качестве неоднородностей, приводящих к межмодовому взаимодействию, и которые можно локализовать, используя методику из работы [65]. Ранее в [67] уже было показано, что для тональных сигналов (137 и 250 Гц) при различных значениях скорости звука в дне от $c_b = 100$ до 2500 м/с при постоянном значении скорости звука в воде $c_w = 1460$ м/с и постоянной глубине волновода $H = 28$ м наблюдается максимум взаимодействия низших мод при значении скорости звука в дне, равной скорости звука в воде $c_b = c_w$.

1.5 Горизонтальная рефракция акустических волн

Среди акустических эффектов, исследованию которых в настоящее время уделяется повышенное внимание, можно выделить так называемые 3-D эффекты и, в частности, горизонтальную рефракцию звуковых волн в мелководных волноводах различных типов. Если азимутальная изменчивость характеристик среды мала, то в этом случае можно использовать Nx2D приближение (приближение несвязанных азимутов) [51]. Распространение звука вдоль различных азимутальных направлений при таком приближении можно рассматривать независимо (см. Рисунок 1.7). Однако при достаточно выраженных неоднородностях: наклон и неровности дна, значительные температурные градиенты в горизонтальной плоскости – данный подход оказывается неприменим.

Пространственно-частотное распределение интенсивности звукового поля в окрестности температурного фронта в мелком море изучалось в [68]. Температурный фронт – скачкообразное изменение температуры воды в достаточно узкой полосе в горизонтальной плоскости. Рассматривалось распределение звукового поля для низкочастотного точечного излучателя при наличии этого типа возмущений в Баренцевом море. Изменение температуры происходило в диапазоне от 3°C до 6°C. Ширина области, где наблюдался горизонтальный градиент

температур, варьировалась от нескольких сотен метров до нескольких километров. Скачок температур наблюдался в области термоклина. Показано, что неоднородность в виде температурного фронта приводит к появлению горизонтальной рефракции звуковых волн: наблюдалось перераспределение звукового поля в горизонтальной плоскости, а также изменение времени прихода принимаемого сигнала. Также менялся модовый и спектральный состав импульса по мере его распространения.

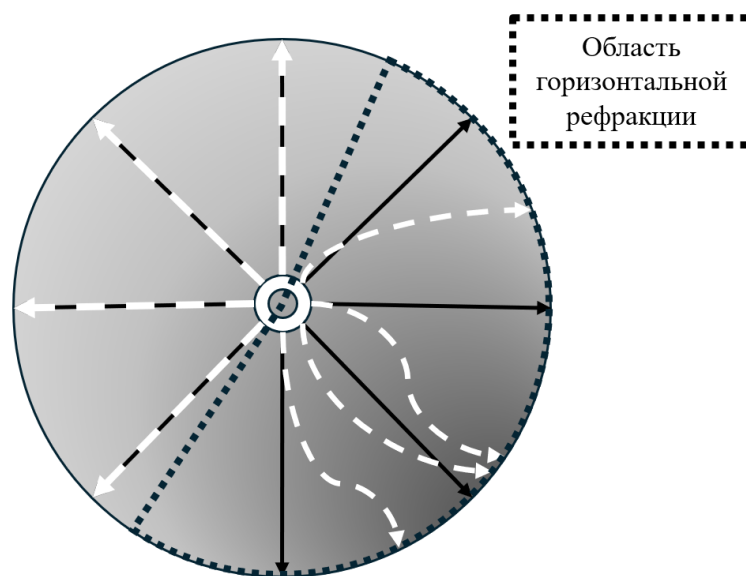


Рисунок 1.7 – Схематическое изображение распространения звука (вид сверху) в приближении несвязных азимутов $N \times 2D$ (сплошные черные стрелки) и с учетом пространственного распределения неоднородностей (пунктирные белые стрелки). Белым кружком в центре отмечен излучатель звука

Пространственно-временная интерференционная картина звукового поля в горизонтальной плоскости в области берегового склона была исследована в [69]. Анализировалась нестационарная интерференционная структура поля точечного излучателя в горизонтальной плоскости в волноводе с наклонным дном. В основе анализа лежало пространственно-временное представление модовых лучей. Область наклонного дна представляла собой клин с углом в пределах $0,005$ – $0,01$ рад, который растягивался на несколько десятков километров. Для описания берегового клина часто используют модели, в которых скорость звука постоянна, а

границы являются идеально или неидеально отражающими. Здесь рассматривалась модель с типичными батиметрическими характеристиками и с типичным профилем скорости звука. Были получены оценки для пространственных и временных масштабов изменчивости поля в горизонтальной плоскости. В работе [13] с использованием адиабатических модовых параболических уравнений найдено аналитическое решение для звукового поля, формирующегося в клине с поглощающей нижней границей, когда наклон дна является малым.

Трехмерные эффекты при распространении звука, вызванные неоднородной структурой морского дна на трассе длиной около 20 км вдоль шельфа Нью-Джерси исследованы в [70]. В данном эксперименте в дне можно выделить приблизительно три области с неровными границами, в которых скорость звука постоянна. Результаты моделирования показали, что распространение мод зависит, главным образом, от формы поверхности дна, а не от его структуры. В соответствии с построенной моделью авторы зафиксировали горизонтальную рефракцию, включая фокусировку звука, при анализе сигнала на донной антенне.

Экспериментальное наблюдение горизонтальной рефракции при помощи горизонтальных антенн в условиях интенсивных внутренних волн, а также в клиновидной области с неоднородным рельефом в мелком море приведено в работах [14-16,71]. На этот эффект указывают и результаты экспериментов по измерению времени распространения акустических сигналов на шельфе Японского моря в отсутствии ледяного покрова на дистанциях более 130 км [72]. Полученные результаты использованы для оценки расстояния между источником и приемником звука акустическими методами. Указанные оценки разошлись с данными спутниковой навигации примерно на 70 м, что частично было связано с влиянием горизонтальной рефракции.

Стоит отметить, что возникновение горизонтальной рефракции должно наблюдаться и в условиях, когда дно плоское и неоднородное, чему посвящен один из разделов настоящей диссертации (см. Главу 4). Горизонтальная рефракция будет обусловлена дном, но в отличие от представленных в данном параграфе работ, возникновение данного эффекта связано исключительно с неоднородной

структурой дна и присутствием водоподобных осадков. Более того, в Главе 4 представлены численные оценки влияния горизонтальной рефракции на ошибки пеленга с помощью протяженных горизонтальных антенн.

Среди подходов к моделированию трехмерных акустических полей отдельно можно выделить метод вертикальных мод и горизонтальных лучей [73-75]. Этот метод основан на разложении звукового поля по вертикальным адиабатическим модам, амплитуды которых находятся в лучевом приближении. Одним из преимуществ такого метода является наглядность лучевой теории.

Рассмотрим ситуацию, когда постоянная распространения ξ_l с номером моды l зависит от горизонтальных координат. В таком случае решается двумерная задача в плоскости $\{x, y\}$, представляющей собой двумерное пространство с фазовой скоростью моды $V_l^{ph} = \omega/q_l$ в зависимости от \vec{r} . Для исследуемых волноводов изменчивость $q_l = Re(\xi_l)$ обусловлена в первую очередь изменением скорости звука в донных осадках мелководной акватории.

Для описания модовых лучей в горизонтальной плоскости введем показатель преломления для нормальной волны с номером l

$$n_l(\vec{r}) = \frac{q_l(\vec{r})}{q_l(0)} = \frac{V_l^{ph}(0)}{V_l^{ph}(\vec{r})}. \quad (1.27)$$

Положим, что источник звука расположен в $\vec{r} = 0$. Предполагая, что $n_l = const$, тогда модовые лучи, выходящие из источника, не будут искривляться, а звук вдоль них будет распространяться без горизонтальной рефракции. Набег фазы по каждому лучу равен $\int_0^r \xi_l dr$.

В ситуации, когда коэффициент преломления зависит только от одной координаты, $n_l = n_l(y)$, и выполняется приближение лучевой акустики в горизонтальной плоскости (относительное изменение фазовой скорости моды на длине $\lambda_l = \frac{2\pi}{\xi_l}$ достаточно мало, и каждой волноводной моде можно приписать соответствующий горизонтальный луч)

$$\frac{\lambda}{V_l^{ph}} \left| \frac{dV_l^{ph}}{dy} \right| \ll 1, \quad (1.28)$$

тогда в плоскослоистой среде модовые лучи удовлетворяют закону Снеллиуса:

$$\frac{\cos\chi(y)}{V^{ph}(y)} = const, \quad (1.29)$$

где χ – угол скольжения луча относительно оси x .

Далее выберем бесконечно малый произвольный элемент луча ds , для которого будет верно $dx = \left| \frac{dy}{tg\chi} \right|$. Тогда полный путь, проходимый лучом

$$x = \left| \int_{y_1}^y \frac{dy}{tg\chi} \right| = \{ \text{с учетом закона Снеллиуса} \} = \cos\chi_1 \left| \int_{y_1}^y \frac{dy}{\sqrt{n^2(y) - \cos^2\chi_1}} \right|. \quad (1.30)$$

Если луч поворачивается один раз между точкой излучения и точкой наблюдения при $y = y'$, тогда полный путь луча можно представить следующим образом:

$$x = \cos\chi_1 \left| \int_{y_1}^{y'} \frac{dy}{\sqrt{n^2(y) - \cos^2\chi_1}} \right| + \cos\chi_1 \left| \int_{y'}^y \frac{dy}{\sqrt{n^2(y) - \cos^2\chi_1}} \right|.$$

1.6 Потери при распространении в мелком море

Одна из основных характеристик звукового поля, оценка которой осуществляется при численном моделировании и экспериментально – это потери при распространении. Потери при распространении определяются как $TL = -10 \lg \left(\frac{I(r)}{I(r_0)} \right)$, где $I(r)$ – интенсивность звукового поля на расстоянии от источника r . Зачастую опорное расстояние принимают равным $r_0 = 1$ м. В рамках настоящей диссертационной работы (см. Главу 2) рассматриваются частоты до 1 кГц, а в таком случае потери в основном обусловлены степенью проникновения звука в дно [76-78] (помимо геометрического фактора).

Потери при распространении звука являются ключевым параметром при анализе возможностей крупномасштабного акустического мониторинга в исследуемом районе мелкого моря. С величиной TL связан выбор оптимальной частоты излучения и мощности источника при таком мониторинге. По этой

причине известно большое количество работ, посвященных теоретическим и экспериментальным оценкам указанного параметра (См. монографию [49] и цитированные там работы.)

Следует также выделить работы, где потери при распространении выступают в роли первичных данных для решения в том числе и обратной задачи по определению характеристик морского дна. В частности, в работе [79] были исследованы реальные геофизические данные о структуре и характеристиках дна для некоторых районов мелкого моря глубиной до 300 м. В результате удалось разработать акустическую модель [80], которая хорошо показывает реальную ситуацию отражения звука от дна для исследуемых районов. В рамках полученной модели численно было исследовано влияние параметров слоистого дна на потери при распространении в зависимости от частоты и определена оптимальная частота звука, когда потери являются минимальными.

Отдельно следует обратить внимание на работы, связанные с исследованиями потерь при распространении при водоподобном дне. В работе [21] исследована пространственная изменчивость свойств морского дна и ее влияние на распространение звука. Здесь рассмотрены различные структурные неоднородности в дне при постоянном значении толщины водного слоя. В результате показано, что дальность распространения звука главным образом зависит от наличия и протяженности низкоскоростных областей в дне. При этом влияние акустически жестких неоднородностей оказывается слабым. Даже самые незначительные по размеру донные структурные неоднородности с низкой скоростью звука (водоподобное дно) приводят к более высоким потерям при распространении. В работах [18, 81] продемонстрированы аномально высокие значения TL для такого дна, а в работах [82-83] отмечено, что указанный эффект зависит от статистических, изменяющихся по трассе распространения звука параметров морского дна. Существенно, что объемные неоднородности приводят к уменьшению TL , тогда как случайные шероховатости границы раздела вода-дно приводят к их увеличению.

В то же время следует обратить внимание, что в цитируемых работах не исследуются вопросы влияния водоподобного дна на распространение звука в достаточно больших районах мелкого моря ≈ 750 кв. км, где участки водоподобного дна достаточно редки и чередуются с районами, где c_b превышает скорость звука в воде на сотни м/с.

Отдельно следует отметить, что за последнее время был совершен скачок в применении и исследовании алгоритмов машинного обучения. Работа с большим массивом данных осуществляется в том числе для гидроакустических исследований. Существует ряд работ [84-86], посвященных проведению кластерного анализа для разработки гидрологических моделей, предназначенных для прогнозирования распространения звука в различных регионах. Основной проблемой всех методов машинного обучения является корректная проверка достоверности гипотез. В представленном ряде работ для оценки точности кластерного анализа профилей скорости звука в водном слое используют средние по глубине потери при распространении. Такие региональные модели, во-первых, могут упростить предварительные расчеты характеристик акустического поля, а во-вторых, применение аналитических оценок позволяет корректно проверять результаты работы алгоритмов машинного обучения.

На момент написания работы автору не известны статьи по кластерному анализу профилей скорости звука в дне и построению на основе алгоритмов машинного обучения усредненной, с точки зрения акустических характеристик, модели дна. Одной из целей данной работы является обнаружение таких эффектов, связанных с неоднородной донной структурой, которые могут служить проверкой достоверности методов машинного обучения. С другой стороны, будет продемонстрировано (см. Главу 2), что статистические выбросы, вызванные этими эффектами, не могут быть просто проигнорированы, а в обязательном порядке должны корректно учитываться.

1.7 Шумовое поле в мелководных волноводах

Изучение подводного шума и его моделирование является актуальной задачей, поскольку позволяет осуществлять, наряду с потерями при распространении (см. Раздел 1.6), прогнозирование отношения сигнал/шум на приемнике.

Источники подводных шумов, формирующих акустический ландшафт [87-88], можно разделить на две большие группы: естественные и антропогенные [89].

К первой группе относятся:

- 1) вокализация морских млекопитающих;
- 2) звуки, издаваемые рыбами и ракообразными в брачный период;
- 3) шум окружающей среды, среди которых можно выделить шум ветрового волнения и обрушения волн, треск льда, звуки подводной сейсмической активности и др.

Среди шумовых источников второй группы выделяют:

- 1) шум судов;
- 2) шум при добыче полезных ископаемых, забивании свай и т.д.;
- 3) звук гидроакустических систем.

В настоящей работе в Главе 5 рассматриваются источники как естественного происхождения (шум ветрового волнения), так и антропогенного (шум судна).

Попытка описать весь подводный окружающий шум впервые предпринималась в работе [90]. На основе рассчитанных спектров шума судов, которые совпали с измеренными в море, подтверждено, что дальнейшее судоходство является главным источником шума в диапазоне от 50 Гц до 500 Гц. Тем не менее, в рамках экспериментов на шотландском шельфе было показано [91], что на мелководных участках океана скорость ветра также оказывается определяющим фактором в уровне окружающего шума для широкой полосы частот. В монографии [92] впервые показано, что в диапазоне частот 0,5–20 кГц уровень шума определяется степенью поверхностного волнения. На основе экспериментальных данных построены спектры окружающего шума, ставшие классическими.

Дополнительное подтверждение получено в [93]. Позже [94] эти наблюдения были осуществлены путем измерения спектров обрушающихся волн в Средиземном море, являющихся основным источником низкочастотного шума. В то же время в работе [95] проведены оценки характеристик вертикальной направленности шумовых источников, как функции скорости ветра и частоты. Источники звука рассматривались как приповерхностные монополи или, приближенно, диполи. Опираясь на доступные на тот момент результаты, а также на базу данных о судоходстве HITS (Historical Temporal Shipping) [96] (см. Рисунок 1.8(а)), в 80-х годах была разработана модель ANDES (Ambient Noise Directionality Estimation System) [95] (см. Рисунок 1.8(б)) для определения уровней шума, связанных с ветровым волнением и судоходством, включающая в себя такие параметры, как: уровень шума источника, плотность судоходства, сила ветра, глубина и др. В данной работе применяется модель расчета с использованием метода широкоугольного параболического уравнения и представлением источников ветрового волнения приповерхностными монополями [94], изложенная в [97]. В 2009 г. американские ученые провели эксперимент для определения шума, излучаемого разными типами современных судов в канале Санта-Барбара в южной Калифорнии [88]. По итогам эксперимента были получены характерные спектры для трех видов судов (контейнеровозы, сухогрузы, танкеры) и трех частот (40 Гц, 95 Гц и 800 Гц) на расстояниях от 3 км до 14 км с пиком на частоте 95 Гц в ближайшей к приемнику точке для всех видов судов, несмотря на преобладание шума ниже 40 Гц у контейнеровозов и танкеров. Таким образом, судоходство остается доминирующим источником шума на частотах, близких к 100 Гц.

Отдельно необходимо отметить возможности моделирования шумового поля в неоднородных волноводах, методика которого все еще является активно обсуждаемой [88, 98] и не до конца устоявшейся. Рассмотрены различные (численные и аналитические) постановки задачи с неоднородными границами (водная поверхность и дно) волновода. В частности, можно выделить исследования по рассеянию шума ветрового волнения при неровной верхней границе водного слоя [99-101]. Уровень шумового поля при учете рассеяния на поверхностных

волнах при различных значениях скорости ветра может изменяться в пределах от 2 до 4 дБ.

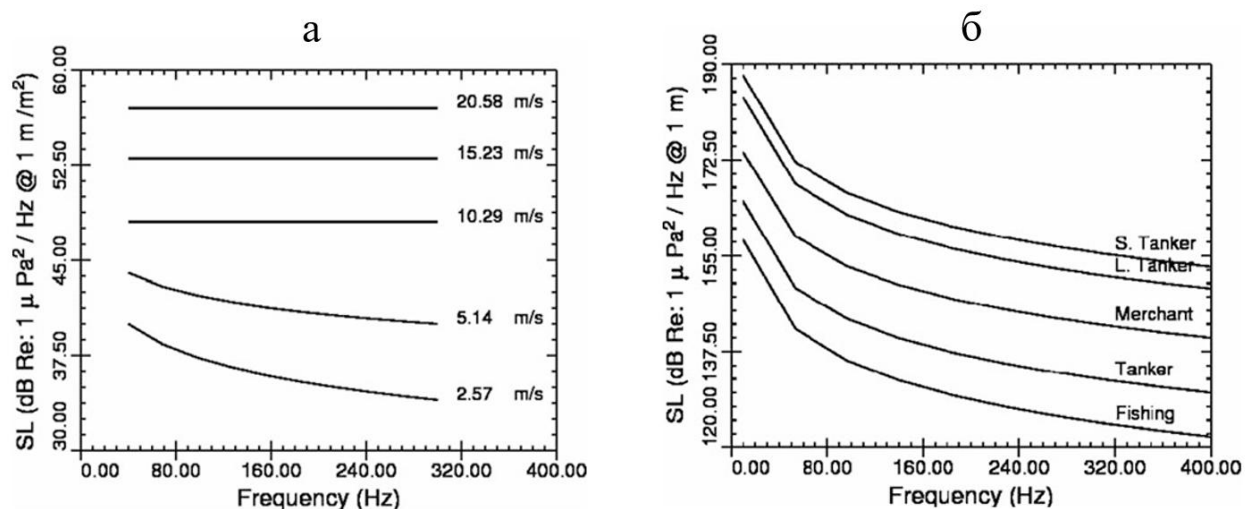


Рисунок 1.8 – а – Зависимости удельного уровня шума от частоты при разных скоростях ветра [96]; б – зависимости уровня шума от частоты и типа судна [95]

В [102] и [103] уже были осуществлены оценки, основанные на волновых (на частотах до 20 Гц) и лучевых (частоты 1–5 кГц) представлениях акустических полей, которые продемонстрировали, что шумовое поле в океаническом волноводе формируется акваторией площадью в сотни квадратных километров. Также экспериментальные данные позволили установить значительный разброс уровней шума ветрового волнения в мелком море при одинаковом состоянии морской поверхности и силе ветра, но разных параметрах дна, глубин и профилях скорости звука (до 10 дБ) [104].

На структуру шумового поля могут влиять не только неоднородности на границах водного слоя, но и неоднородности в толще дна в случае мелководных волноводов. Зависимость вертикальной диаграммы направленности акустического шума окружающей среды на мелководье от акустических параметров осадочного слоя наблюдалась в [105-107]. Аналогично рассматривались задачи о влиянии дна на вертикальную диаграмму направленности и анизотропию поля поверхностных источников при различных расположениях системы «источник-приемник» [108-

109]. В целом особенности формирования окружающего шума в условиях мелководных волноводов с типичными граничными условиями на нижней границе, можно считать, хорошо изученными, но в настоящей диссертационной работе (см. Главу 5) будет сделан акцент на случае Карского моря. Здесь структура дна имеет существенные особенности, обусловленные трехмерными неоднородностями, среди которых присутствуют и ограниченные по размерам водоподобные области.

Повышенный интерес к Карскому морю связан не только с добычей полезных ископаемых, но и с возможностью развития транспортно-логистических путей. С 2015 по 2017 зафиксировано более 17 000 проходов по его водам с охватом, составляющим 85% от всей площади акватории [110]. Изменение гидрологических характеристик моря в результате таяния льдов в совокупности с возрастающей антропогенной активностью обуславливает необходимость изучения распространения звука в арктических акваториях. Повышение уровня окружающего низкочастотного шума, связанное с судоходством и увеличением штормовой активности (в Карском море почти в два раза за период с 1979 по 2019 с сохранением фактически неизменной средней скорости ветра в 7.5 м/с [111]), может существенно повлиять на поведение многих морских животных, а также затруднять их подводную коммуникацию и получение ими жизненно необходимых сигналов, например, о приближении хищников [112].

В Главе 5 изучается формирование шумового поля источников различного типа: распределенные приповерхностные (ветровое волнение) и сосредоточенные источники (судоходство) – при указанных выше особенностях структуры донных осадков. При этом использован статистический подход и рассмотрены только узкополосные компоненты спектра шумов в полосе частот 1 Гц с центральными частотами 100 и 500 Гц. Заметим также, что из рассмотрения исключены шумы сейсмического, биологического происхождения и подледные шумы, хотя известно, что в Карском море в определенных условиях они создают максимальные уровни. Эти шумы не регулярны, и они в значительной степени являются индивидуальными событиями – при их описании лучше использовать географический, нежели физический подход [113-114].

1.8 Выводы к первой главе

1. Рассмотрены различные геоакустические модели мелководных волноводов и показана необходимость их разработки для отдельных регионов. В результате анализа литературы для исследования акустического поля на арктическом шельфе была выбрана геоакустическая модель Карского моря, характеризующаяся присутствием водоподобных осадков (скорость звука в дне близка к скорости звука в воде).
2. Представлены основные подходы (метод нормальных волн (мод) и широкоугольное параболическое уравнение) для моделирования акустического поля в условиях неоднородного волновода.
3. Необходимость разработки мелководной модели волновода с неоднородной структурой дна обусловлена важностью прогнозирования потерь при распространении звука.
4. Приведены условия проявления горизонтальной рефракции, связанной с неоднородностями как в водном слое, так и при наличии генерального рельефа дна с существенными неоднородностями. Обозначен новый механизм возникновения горизонтальной рефракции, связанный с наличием градиента скорости звука в дне.
5. Рассмотрены условия регистрации межмодового взаимодействия на неоднородностях на стационарной акустической трассе. Выдвинуто предположение, что исследование осцилляций амплитуд отдельных волноводных мод в частотной области позволит решить задачу обнаружения и локализации водоподобных областей дна.
6. Проанализировано влияние различных неоднородностей в волноводе на формирование шумового поля распределенных и сосредоточенных источников. Отмечена существенная зависимость диаграмм направленности шума от свойств дна и необходимость учета трехмерной структуры дна для более корректной оценки характеристик шумового поля.

ГЛАВА 2. ПОТЕРИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ В ПРИСУТСТВИИ ВОДОПОДОБНЫХ ОСАДКОВ

В данной главе на основе результатов численного моделирования проводится статистический анализ средних по глубине потерь при распространении низкочастотного (50–1000 Гц) звука. Для одномодового режима распространения строится аналитическая зависимость средних по глубине потерь при распространении на трассе фиксированной длины от суммарной протяженности водоподобных осадков. Моделирование выполняется для одной из мелководных областей Карского моря с использованием метода широкоугольного параболического уравнения (см. Раздел 1.3 Главы 1).

Для определения зависимости спада акустической энергии в водном слое, вызванной проникновением в дно и поглощением акустических волн дном, для рассматриваемого волновода рассчитывается зависимость $\overline{TL}(r)$ – средние по глубине волновода потери при распространении звука в дБ:

$$\overline{TL} = -10 \lg \left(\frac{\int_0^{H(r)} |p(z; r)|^2 dz}{\int_0^{H(r_0)} |p(z; r_0)|^2 dz} \right), \quad (2.1)$$

где под r_0 подразумевалось начальное расстояние; $p(z; R)$ – комплексная амплитуда звукового поля, $H(r)$ – толщина водного слоя в рассматриваемом волноводе.

Моделирование проводилось для мелководного района Карского моря, описанного в Разделе 1.1. Для демонстрации специфики рассматриваемого волновода с нерегулярной импедансной поглощающей границей на Рисунке 2.1(в) представлена одна из трасс, содержащая две водоподобные области длиной 1.5 км и 1 км, в которых скорость звука соответствует скорости звука в одном слое $c_b \approx c_w$. Эта трасса отмечена белой штриховой линией на Рисунке 2.1(а, б). Здесь видно, что глубина вдоль трассы меняется очень слабо и равна ≈ 32 м.

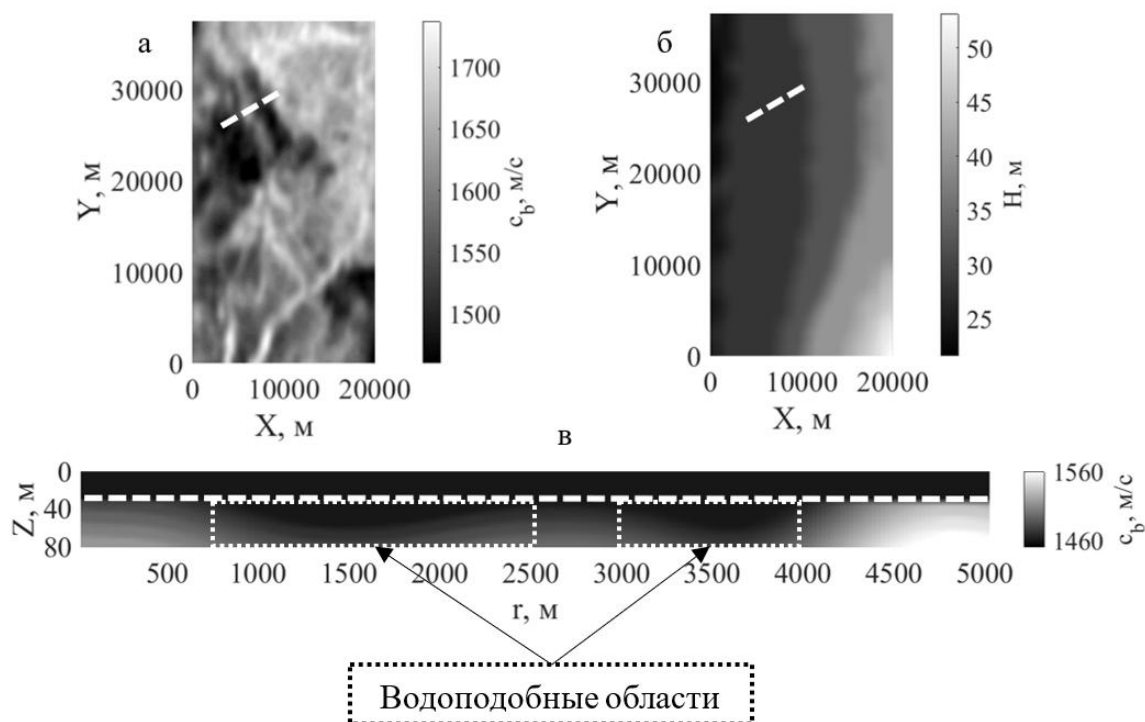


Рисунок 2.1 – а – Разрез поля скорости звука в дне $c_b(x, y, z)$ на глубине $z = 55$ м от границы вода-воздух; б – рельеф дна $H(x, y)$ в одном из районов Карского моря; в – вертикальный разрез поля скорости звука вдоль акустической трассы, отмеченной штриховой линией на (а) и (б).

Белыми пунктирными прямоугольниками выделены водоподобные участки

2.1 Статистический анализ средних по глубине потерь при распространении на фиксированном расстоянии от источника звука

Проведем расчет для выявления статистических особенностей средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} на фиксированном расстоянии от источника звука в присутствии неоднородностей в дне. Для этого определим комплексное звуковое давление $p(r, z)$ в вертикальной плоскости для 500 акустических трасс при разных частотах сигнала (50 Гц, 120 Гц, 250 Гц, 250 Гц и 1000 Гц). Трассы распределены случайным образом по области, отмеченной на Рисунке 2.1(а), как изображено на Рисунке 2.2 (здесь масштаб по осям не соблюден для большей наглядности). Сначала по выбранной области равномерно распределялись точки начала акустических трасс с источником звука на глубине $z_s = 14$ м в диапазоне координат $X \in [5; 15]$ км и $Y \in [5; 32.5]$ км. Далее случайным

образом определялся азимутальный угол направления трассы, принадлежащий полуинтервалу $[0; 2\pi)$, согласно равномерному распределению. Нулевому углу соответствовало положительное направление оси X . При моделировании акустического поля на трассах учитывался рельеф дна, согласно Рисунку 2.1(б). Для статистического анализа были выбраны длины трасс $R = 1$ и 5 км.

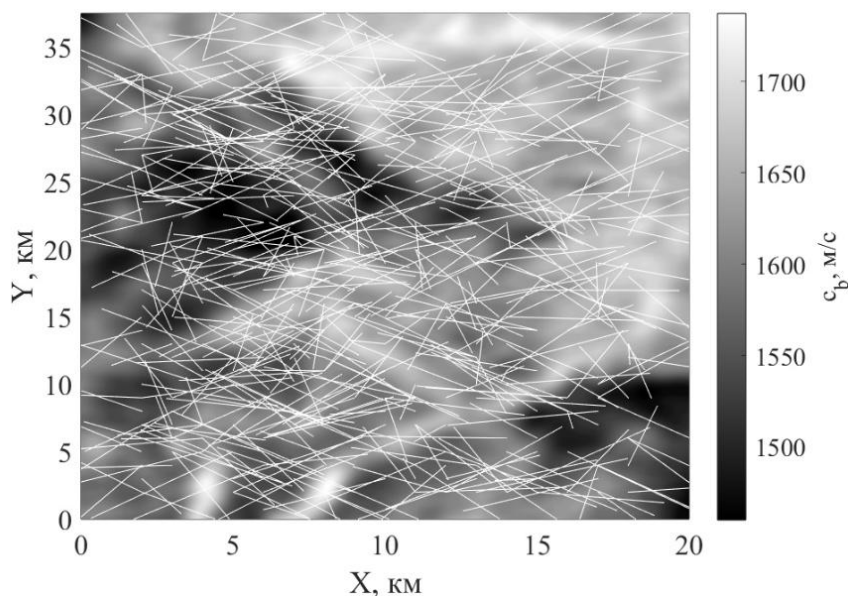


Рисунок 2.2 – Горизонтальный разрез поля скорости звука в дне на глубине $z = 55$ м от границы вода-воздух с 500 случайными трассами (белые отрезки) длиной $R = 5000$ м

В результате получены гистограммы распределения потерь с аппроксимирующими функциями распределения (см. Рисунок 2.3). Путем перебора различных вариантов подобрана аппроксимирующая гистограммы функция распределения, а именно функция Берра [Burr] XII типа (2.2) [115-116]. Ее особенностью является ненулевой «хвост». Другими словами, данное распределение является смещенным и асимметричным, что демонстрирует медленное стремление к нулю на правом краю распределения. Плотность вероятности такого распределения задается следующей функцией:

$$f(x|\varepsilon, \eta, \zeta) = \frac{\zeta \eta}{\varepsilon} \frac{\left(\frac{x}{\varepsilon}\right)^{\eta-1}}{\left(1 + \left(\frac{x}{\varepsilon}\right)^\eta\right)^{\zeta+1}}, x > 0, \varepsilon > 0, \eta > 0, \zeta > 0, \quad (2.2)$$

где параметры η, ζ – задают форму распределения, а ε – параметр масштаба. Параметр масштаба ε подбирается вручную, а форма распределения, определяемая η, ζ , находится путем итерационных алгоритмов, пока среднеквадратичное отклонение аппроксимирующей кривой не составит 95% от исходного (эмпирического) распределения.

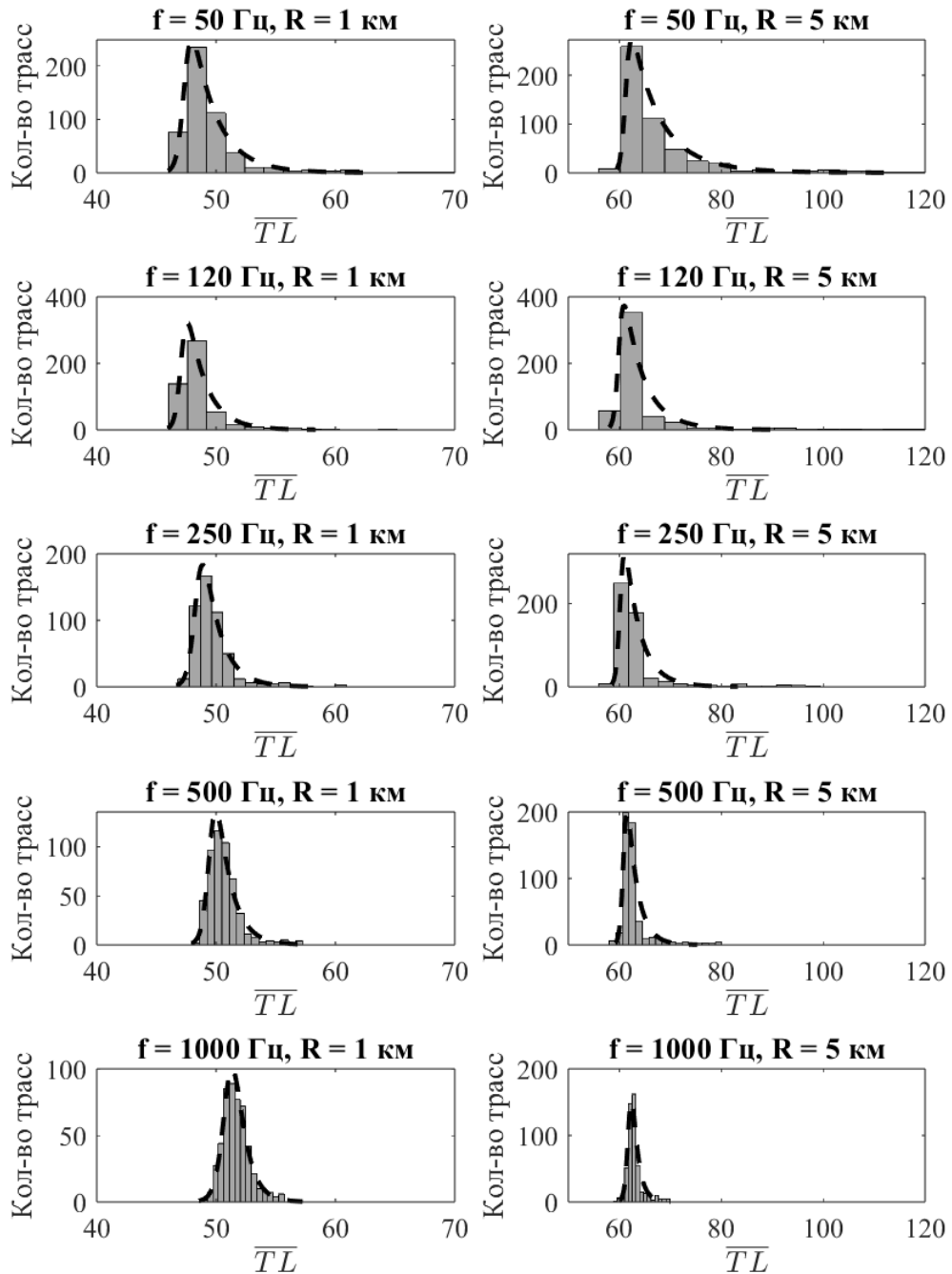


Рисунок 2.3 – Гистограммы потерь при распространении \overline{TL} в дБ с огибающими в виде функций Берра 12-го типа для частот источника звука $f = 50, 120, 250, 500, 1000$ Гц и для двух расстояний $R = 1$ и 5 км

Данное распределение хорошо описывает полученный набор данных, поскольку есть ненулевая вероятность такой ориентации трассы, при которой она полностью попадает в водоподобную область и потери будут достигать очень больших значений. Программный код реализован в MATLAB в функции *'histfit'*.

Результаты статистической обработки представлены в Таблице 2.1. Для смещенных распределений, в отличие от нормального, наиболее вероятное значение не совпадает со средним [116]. На малых расстояниях распределение стремится к нормальному, поскольку среднее, медианное и наиболее вероятное значения отличаются не более чем на 2 дБ.

Таблица 2.1 – Результаты статистической обработки распределения средних по глубине волновода потерь при различных частотах источника звука f и длинах трасс R

	$f = 50$ Гц	$f = 120$ Гц	$f = 250$ Гц	$f = 500$ Гц	$f = 1$ кГц
Среднее арифметическое $R = 1$ км, дБ	49.46	48.66	49.68	50.64	51.68
Среднее арифметическое $R = 5$ км, дБ	67.79	64.31	63.39	62.86	62.95
Медианное значение $R = 1$ км, дБ	48.76	48.16	49.36	50.43	51.53
Медианное значение $R = 5$ км, дБ	64.24	61.92	61.76	62.02	62.67
Наиболее вероятное $R = 1$ км, дБ	46.65	46.24	47.29	48.21	49.13
Наиболее вероятное $R = 5$ км, дБ	59.36	57.24	57.58	58.27	58.93
Среднеквадратическое отклонение $R = 1$ км, дБ	2.79	2.40	1.72	1.36	1.13
Среднеквадратическое отклонение $R = 5$ км, дБ	9.36	8.35	5.81	3.20	1.55

С ростом расстояния R отличие между характеристиками статистической выборки начинает увеличиваться, что хорошо видно на низких частотах: на расстоянии $R = 1$ км среднее арифметическое, медианное и наиболее вероятное значения отличаются менее чем на 3 дБ, а при $R = 5$ км – отличия достигают 8 дБ. С ростом же частоты даже на расстоянии 5 км распределение стремится к нормальному, что свидетельствует об уменьшении влияния дна на энергетические характеристики создаваемого в водном слое звукового поля. Также можно заключить, что на больших расстояниях потери незначительно убывают с ростом частоты. При этом характеристикой, по которой можно судить об изменениях потерь с расстоянием, является положение максимума распределения. На малых расстояниях распределение близко к симметричному и даже стремится к нормальному. Однако важно отметить, что средние характеристики не отражают всей возможной действительности, и для проведения, например, машинного обучения на распределенных данных, необходимо рассматривать также аномальные случаи. Такие ситуации нельзя исключать из выборки как статистические выбросы.

2.2 Аналитическое исследование зависимости средних по глубине потерь при распространении от суммарной протяженности водоподобных осадков

Исследовав влияние неоднородностей в дне на средние по глубине водного слоя потери при распространении \overline{TL} , получим аналитические зависимости потерь \overline{TL} от геоакустических характеристик водоподобных областей. Для упрощенной аналитической оценки потерь при дальнем распространении будем применять метод нормальных волн (мод). Рассмотрим такие звуковые частоты, при которых в волноводе постоянной глубины H имеется только одна эргодическая мода. На выбранном участке, средняя глубина которого не превышает 30 м, такая ситуация не является экзотической и может реализовываться на частотах до 100 Гц. В адиабатическом приближении комплексная амплитуда звукового давления,

сформированного первой модой, в конце неоднородной трассы длиной R на глубине z записывается как [49]

$$p(z; R) = \frac{\Psi_1(z_s; 0)\Psi_1(z, R)}{\sqrt{q_1(R)R}} \exp^{i \int_0^R \xi_1(r) dr}, \quad (2.3)$$

где $\xi_1(r) = q_1(r) + \frac{i\gamma_1(r)}{2}$ – горизонтальное волновое число первой моды с учетом затухания $\frac{\gamma_1(r)}{2}$. Неоднородность вдоль трассы обусловлена только неоднородной структурой дна. Положим, что дно состоит из чередующихся участков водоподобных и неводоподобных осадков, как, например, на Рисунке 2.1(в). Пусть общая длина водоподобных участков составляет Δr_{wl} , а неводоподобных – $\Delta r_{nw} = R - \Delta r_{wl}$.

Коэффициент затухания первой моды для водоподобных участков будем считать постоянным и обозначим $\frac{\gamma_{wl}}{2}$. Используя аналогичные рассуждения, $\frac{\gamma_{nw}}{2}$ – фиксированный коэффициент затухания первой моды для неводоподобных участков. Используя из Раздела 1.2 трансцендентное уравнение (1.10), определим коэффициент затухания первой моды $\gamma_1/2 = Im(\xi_1)$ в зависимости от скорости звука в дне c_b и от частоты f . На Рисунке 2.4 представлены результаты численного решения данного уравнения в диапазоне значений скорости звука в дне $c_b = 1400 - 1600$ м/с и частот $f = 50 - 250$ Гц. Из результатов расчетов видно, что на низких частотах, когда в волновод действительно «помещается» только первая волноводная мода, коэффициент затухания γ_{wl} почти на порядок отличается от γ_{nw} . Это связано с тем, что в области водоподобного дна первая мода является вытекающей.

Воспользуемся данным в самом начале главы определением (2.1) средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} , с учетом адиабатического представления акустического поля (2.3) получаем следующее выражение:

$$\overline{TL} = 10 \lg(e) \int_0^R \gamma_1(r) dr - 10 \lg(\bar{I}_{10}) + 10 \lg(\bar{I}_0), \quad (2.4)$$

где $\bar{I}_0 = \frac{1}{H} \int_0^{H(r_0)} \frac{|p_0(z; r_0)|^2}{2\rho_w c_w} dz$ – интенсивность акустического поля на расстоянии $r_0 = 1$ м от источника, $\bar{I}_{10} = \frac{|\Psi_1(z_s; 0)|^2}{2\rho_w c_w H(R) q_1(R) R} \int_0^{H(R)} |\Psi_1(z; R)|^2 dz$. Далее, переходя от интегрирования к суммированию по трассе с учетом длин водоподобных областей Δr_{wl} и неводоподобных областей $\Delta r_{nw} = R - \Delta r_{wl}$, получим

$$\overline{TL} = 10 \lg(e) (R\gamma_{nw} + \Delta r_{wl}(\gamma_{wl} - \gamma_{nw})) - 10 \lg(\bar{I}_{10}) + 10 \lg(\bar{I}_0). \quad (2.5)$$

Имея в виду, что $\gamma_{wl} \gg \gamma_{nw}$

$$\overline{TL} = \overline{TL}_0 + \Delta r_{wl}(10 \lg(e) \gamma_{wl}), \quad (2.6)$$

где $\overline{TL}_0 = 10 \lg(e) R\gamma_{nw} - 10 \lg(\bar{I}_{10}) + 10 \lg(\bar{I}_0)$ – потери в отсутствие водоподобных осадков на трассе. Из полученного выражения (2.6) следует, что в случае распространения низкочастотного звука в одномодовом режиме средние потери \overline{TL} в дБ линейно зависят от протяженности водоподобных осадков Δr_{wl} . Данное выражение (2.6) будет справедливо только в том случае, если акустические характеристики водоподобных областей примерно одинаковы.

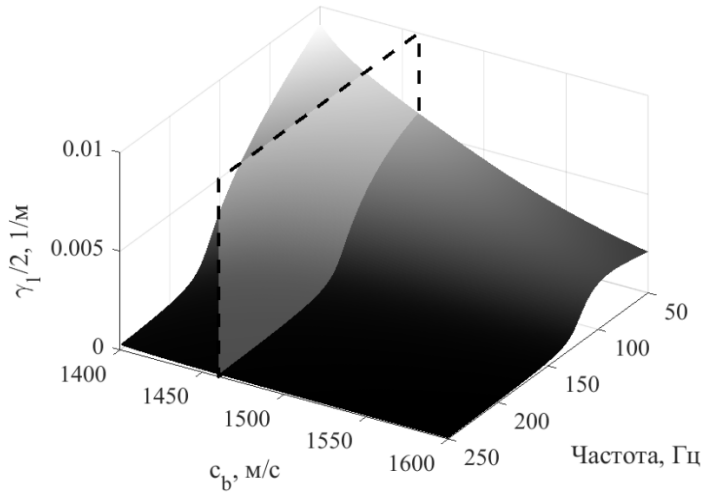


Рисунок 2.4 – Зависимость коэффициента затухания первой моды $\gamma_1/2$ от частоты f и скорости звука в дне c_b в волноводе с однородным дном. Плоскостью со штриховой границей выделен разрез, для которого значение скорости звука в дне равно скорости звука в воде $c_b = c_w = 1460$ м/с

Здесь следует сказать несколько слов о выборе критерия водоподобности донных осадков. В настоящей работе этот критерий привязан к особенностям

волноводного распространения звука в мелком море. Будем считать дно водоподобным, если средняя скорость звука в верхнем слое дна толщиной λ лежит в интервале $c_{wl}^{\min} < \langle c_b \rangle_\lambda < c_{wl}^{\max}$, причем c_{wl}^{\min} – меньше, а c_{wl}^{\max} – больше скорости звука в придонном водном слое. Левая граница этого интервала c_{wl}^{\min} соответствует скорости в дне, при которой коэффициент затухания первой моды максимален. Правая граница c_{wl}^{\max} отвечает скорости в дне, при которой первая мода становится вытекающей.

Используем эти условия, чтобы определить критерий водоподобности для более реальных трасс, как на Рисунке 2.1(в). Согласно [19] коэффициент отражения от дна равен нулю, при углах скольжения θ , удовлетворяющих следующему условию:

$$\sin\theta_1 = \sqrt{\frac{\left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right)^2 - n^2}{\left(\frac{\rho_b}{\rho_w}\right)^2 - 1}}, \quad (2.7)$$

где $n = \frac{c_w}{\langle c_b \rangle_\lambda}$ – показатель преломления между водным слоем и дном, $\langle c_b \rangle_\lambda$ – средняя по глубине λ скорость звука в верхнем слое осадков. С другой стороны, угол падения бриллюэновского луча первой моды θ_1 на границу вода/дно равен

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{q_1}{k_w}\right), \quad (2.8)$$

где $q_1 = \text{Re}(\xi_1)$, $k_w = \frac{2\pi f}{c_w}$. Условие $\theta = \theta_1$ соответствует максимальному прохождению первой моды в дно и ее максимальному поглощению при распространении.

С учетом выражения (2.7) и (2.8) ограничение снизу для средней скорости звука в водоподобном дне может быть записано в следующем виде:

$$\langle c_b \rangle_\lambda > \frac{c_w}{\sqrt{1 + \frac{\hat{q}_1^2 c_w^2}{4\pi^2 f^2} \left(\left(\frac{\rho_b}{\rho_w} \right)^2 - 1 \right)}}, \quad (2.9)$$

где действительная часть горизонтального числа q_1 может быть взята как полусумма в виде $\hat{q}_1 = \frac{q_1^s + q_1^h}{2}$, где

$$q_1^h = \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c_w}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{2H}\right)^2} \quad (\text{абсолютно жесткое дно}), \quad (2.10a)$$

$$q_1^s = \sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c_w}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{H}\right)^2} \quad (\text{абсолютно мягкое дно}). \quad (2.10б)$$

Правая граница интервала c_{wl}^{\max} отвечает условию, что средняя по глубине λ скорость звука $\langle c_b \rangle_\lambda$ в дне меньше фазовой скорости первой моды V_1^{ph} :

$$\langle c_b \rangle_\lambda < V_1^{ph}. \quad (2.11)$$

В волноводе с постоянной глубиной H и скоростью звука в воде c_w первая мода на частоте f становится вытекающей, когда максимум профиля этой моды смещен по вертикали ко дну, т.е. вертикальное волновое число равно $\frac{\pi}{2H}$ (как при абсолютно жестком дне). Фазовая скорость моды V_l^{ph} связана с q_l как $V_l^{ph} = \frac{2\pi f}{q_l}$. При этом q_1 может быть записано в виде (2.10a).

С учетом представленных аналитических оценок может быть предложен следующий критерий водоподобного дна:

$$\frac{c_w}{\sqrt{1 + \frac{\hat{q}_1^2 c_w^2}{4\pi^2 f^2} \left(\left(\frac{\rho_b}{\rho_w} \right)^2 - 1 \right)}} < \langle c_b \rangle_\lambda < \frac{c_w}{\sqrt{1 - \left(\frac{c_w}{4fH} \right)^2}}. \quad (2.12)$$

Отметим, что на обеих границах присутствует связь с c_w , что подчеркивает привязку критерия водоподобности к скорости звука в водном слое.

Для используемой в данной работе модели Карского моря ($c_w = 1460$ м/с, $H \approx 30$ м, $f = 50$ Гц) средняя по глубине λ скорость звука $\langle c_b \rangle_\lambda$ в водоподобных осадках удовлетворяет 1125 м/с $< \langle c_b \rangle_\lambda < 1504$ м/с. При этом важно отметить, что критерий водоподобности привязан и к частоте f : длина водоподобных областей Δr_{wl} на акустической трассе будет уменьшаться с ростом частоты из-за более узкого

интервала возможных значений скорости (см. 2.12). На Рисунке 2.5 белым цветом представлены водоподобные области для всего района исследования для двух разных частот согласно критерию (2.12). При частоте излучения $f = 50$ Гц процент водоподобных участков составляет 8,6%, а в случае $f = 120$ Гц – 2,5%.

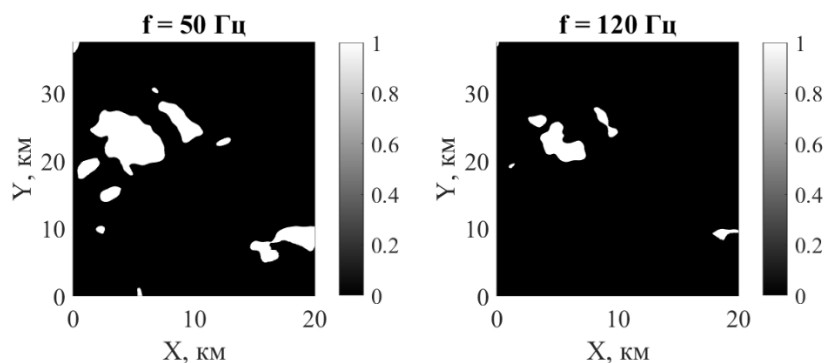


Рисунок 2.5 – Водоподобные области в исследуемом районе Карского моря согласно критерию водоподобности (2.12) для двух частот излучения $f = 50$ и 120 Гц. Области обозначены белым цветом

С учетом выше разработанного критерия водоподобности (2.12) проанализируем результаты численного моделирования, полученные для 500 акустических трасс длиной $R = 5$ км. Помимо ситуации, когда скорость звука в воде имеет постоянное значение $c_w = 1460$ м/с, проведем дополнительное моделирование для двух градиентных профилей $c_w = c_w(z)$ (см. Рисунок 2.6(а)). В численных экспериментах в начале трассы помещается тональный источник звука частоты $f = 50$ или 120 Гц на глубине $z_s = 14$ м, а в конце – вертикальная линейная антенна, которая занимает весь водный слой. Целью использования данной антенны является выделение первой моды, а также получение средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} .

Рассмотрим случай постоянной скорости звука в водном слое при частоте $f = 50$ Гц. На Рисунке 2.6(б) построена зависимость потерь при распространении \overline{TL} от суммарной протяженности водоподобных осадков Δr_{wl} . Кружками отмечены результаты для отдельных трасс, штриховой линией – линейная аппроксимация, сплошными линиями – границы доверительного интервала для вероятности 95%.

Скопление данных, отмеченных кружками, при $\Delta r_{wl} = 0$ м отвечает трассам без водоподобных осадков. Остальные кружки достаточно хорошо ложатся вдоль аппроксимирующей прямой с коэффициентом детерминации $\mathcal{R}^2 = 0,85$ (см. Таблицу 2.2), что подтверждает адекватность полученной формулы (2.6), а именно линейную зависимость между средними потерями при распространении и суммарной протяженностью водоподобных осадков. Выпадение некоторых данных из тренда связано с тем, что водоподобные области имеют отличающиеся характеристики, а исследуемая мелководная область имеет перепады глубин от 25 до 50 м.

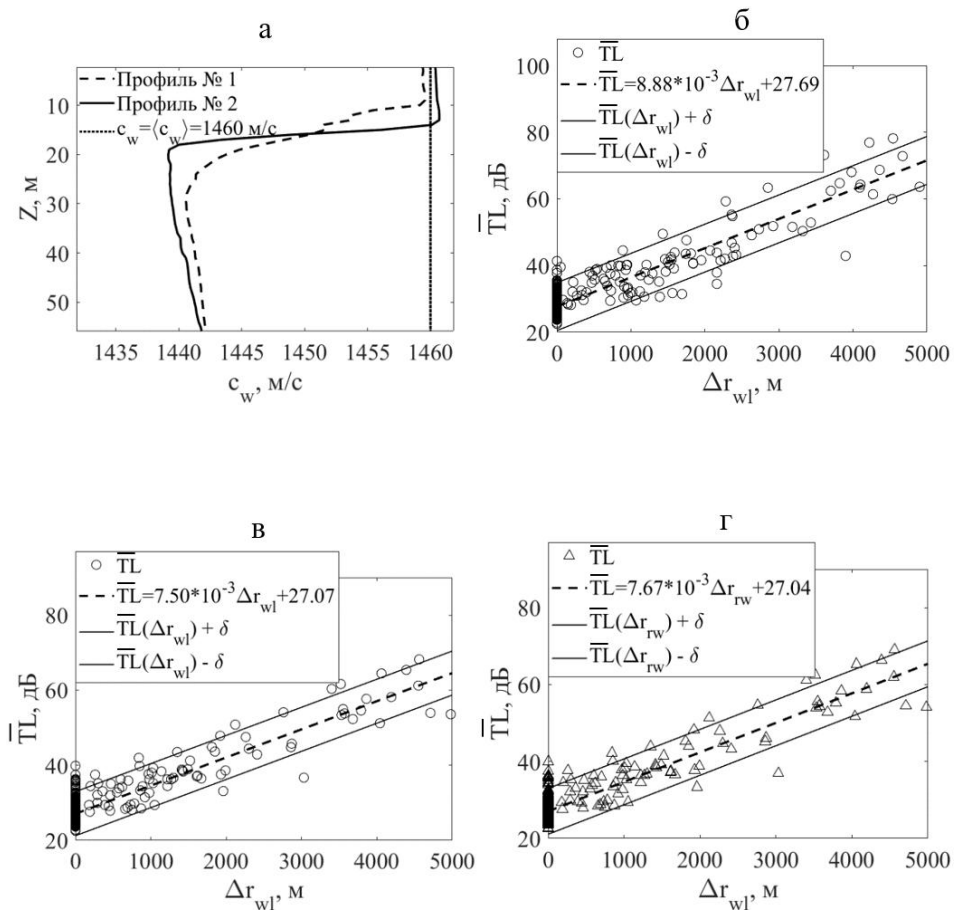


Рисунок 2.6 – а – Профили скорости звука в Карском море; б – зависимость потерь при распространении \overline{TL} от протяженности водоподобных осадков Δr_{wl} в волноводе с постоянной скоростью звука в воде с аппроксимирующей прямой (штриховая линия) и доверительным интервалом δ (сплошные линии) для вероятности 95%. в и г – аналогично Рисунку б, но для градиентных профилей скорости звука в воде: в – Профиль № 1, г – Профиль № 2 на Рисунке а. Регрессионный анализ проведен для 500 акустических трасс длиной $R = 5$ км для частоты источника звука $f = 50$ Гц. Скорость звука в воде постоянна – $c_w = 1460$ м/с

Таблица 2.2 – Коэффициент детерминации \mathcal{R}^2 на частотах 50 и 120 Гц для различных профилей скорости звука в воде

	$c_w = 1460$ м/с	Профиль №1	Профиль №2
50 Гц	0.85	0.83	0.83
120 Гц	0.91	0.48	0.50

Аналогичные расчеты были проведены и для большей частоты $f = 120$ Гц. Им соответствует меньший разброс ($\mathcal{R}^2 = 0,91$), однако и меньшее количество данных, отвечающих водоподобному дну. Это обусловлено тем, что под критерий (2.12) попадают менее протяженные области. При этом в случае, когда профиль скорости звука в водном слое является градиентным, высокий уровень корреляции сохраняется только для частоты $f = 50$ Гц.

Обнаруженные линейные зависимости потерь при распространении от суммарной протяженности областей водоподобных осадков могут быть полезными для оценки геоакустических характеристик отдельных районов шельфа. Эти линейные соотношения носят универсальный характер, что отображено в функциях $\overline{TL}(\Delta r_{wl})$ на Рисунке 2.6 (б-г), и слабо зависят от распределения скорости звука в водном слое только на низких частотах (50 Гц), когда длина акустической волны сравнима с глубиной исследуемой акватории. Для реализации подобной методики дистанционного зондирования дна требуется одиночный низкочастотный излучатель и вертикальная приемная цепочка гидрофонов, перекрывающая водный слой по глубине.

2.3 Выводы ко второй главе

Итоги второй главы:

1. Потери при распространении звука на арктическом шельфе имеют сильную пространственную изменчивость, особенно на низких частотах, когда распространяющейся является только первая мода.

2. Статистический анализ потерь при распространении показал, что распределение является асимметричным, смещенным и хорошо согласуется с функцией Бэрра XII типа. По этой причине предпочтительной усредненной характеристикой является наиболее вероятное значение. Однако существуют водоподобные области, которые сильно влияют на потери и приводят к их аномально высоким значениям, особенно на низких частотах.
3. В случае одномодового распространения, когда длина звуковой волны сравнима с глубиной волновода, потери при распространении линейно зависят от протяженности водоподобных осадков. Полученная линейная зависимость сохраняет свой вид даже при различных профилях скорости звука в водном слое.

ГЛАВА 3. МЕЖМОДОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НА ГРАНИЦЕ ВОДОПОДОБНОЙ ОБЛАСТИ

В предыдущей главе представлены энергетические характеристики акустического поля в неоднородных волноводах и частный случай одномодового распространения. В данной главе рассматриваются особенности распространения многомодового звукового поля в присутствии водоподобной области с резкими границами, вытянутой вдоль плоского волнового фронта акустических волн. Анализ проводится на примере двух моделей волноводов: идеализированной (скорость звука в дне меняется только вдоль одной горизонтальной координаты) и приближенной к реальности (Карское море) (см. Рисунок 1.3 в Разделе 1.1 Главы 1). Основное внимание уделяется аналитическому описанию и численному моделированию эффекта межмодового взаимодействия на границах водоподобных границах при фиксированной глубине волновода.

3.1 Зависимость постоянной распространения мод в мелководном волноводе постоянной глубины от скорости звука в дне

На Рисунке 3.1 представлены зависимости фазовой скорости звука $V_1^{ph} = \frac{\omega}{q_1}$ и коэффициента затухания первой моды $\frac{\gamma_1}{2}$ от скорости звука в дне c_b для волновода глубиной $H = 28$ м. Диапазон значений взят заведомо шире (от скорости звука в дне в случае газонасыщенных осадков до акустически жестких), чтобы продемонстрировать наличие локального минимума фазовой скорости в области водоподобного дна. В идеализированной модели волновода рассматривается переходная область от 1400 м/с до 1600 м/с вдоль координаты Y , которая на обоих рисунках отмечена закрашенным участком. С ростом частоты глубина локального минимума фазовой скорости уменьшается, а его положение смещается к значению

скорости звука в водном слое. При этом значение коэффициента затухания моды в области акустически мягкого дна ($c_b = 1400$ м/с) приблизительно на два порядка больше, чем в случае жесткого дна ($c_b = 1600$ м/с). С ростом частоты наблюдается монотонное уменьшение величины затухания, что связано с меньшей глубиной проникания звука в дно.

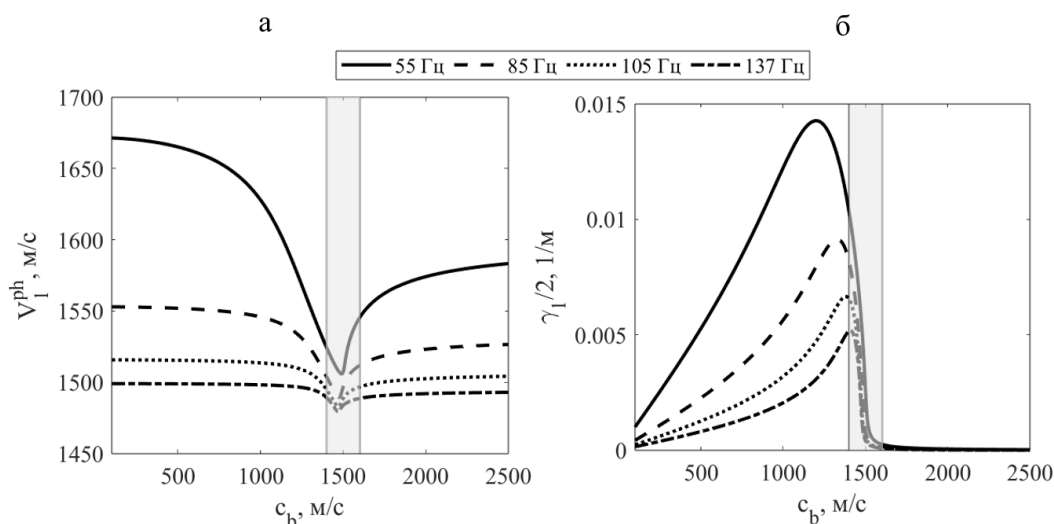


Рисунок 3.1 – Зависимость (а) фазовой скорости V_1^{ph} и (б) коэффициента затухания $\frac{\gamma_1}{2}$ первой моды от скорости звука в дне c_b для частот 55 Гц, 85 Гц, 105 Гц и 137 Гц. Вертикальными линиями (серая область) отмечены границы исследуемого диапазона значений скорости звука в дне

При анализе нескольких низших мод $l = 1 - 4$ для одной частоты $f = 137$ Гц (см. Рисунок 3.2(а)) глубина минимума фазовой скорости увеличивается с ростом номера моды, но и область этого минимума расширяется. При этом с ростом номера моды l возрастает величина модового затухания (см. Рисунок 3.2(б)).

Далее в этой главе рассмотрен идеализированный волновод с водоподобной неоднородностью, на границе которой скорость звука изменяется в диапазоне от 1400 до 1600 м/с. Это область закрашена на Рисунке 3.1 и 3.2 (вертикальная полоса). Как видно на рисунках, при таких характеристиках идеализированной модели волновода имеют место сильные пространственные изменения параметров мод в

переходной граничной области даже при постоянной толщине водного слоя. Это может приводить к таким специфическим эффектам распространения, как межмодовое взаимодействие и горизонтальная рефракция (см. Разделы 1.4 и 1.5 Главы 1), проявляющимся для низкочастотного звука в достаточно широком диапазоне частот.

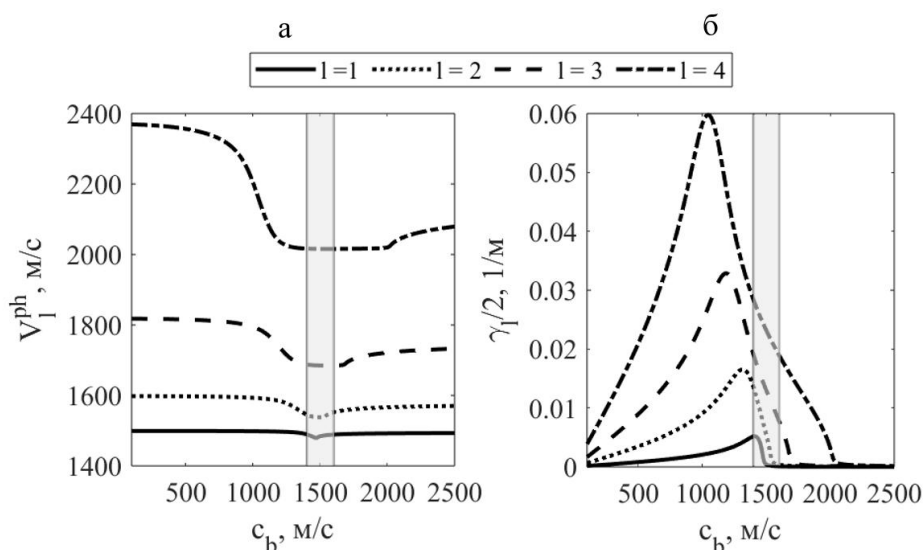


Рисунок 3.2 – Зависимость (а) фазовой скорости V_l^{ph} и (б) коэффициента затухания $\frac{\gamma_l}{2}$ низших четырех мод $l = 1 - 4$ от скорости звука в дне c_b для частоты 137 Гц. Вертикальными линиями (серая область) отмечены границы исследуемого диапазона значений скорости звука в дне

3.2 Аналитическое описание межмодового взаимодействия в широкой полосе частот

В рамках модовой теории определим характер зависимости амплитуд отдельных мод от частоты при разной протяженности переходной области (см. Рисунок 1.3(б)) на акустической трассе, согласно [65]. При наличии плавных возмущений на нижней границе волновода, когда обратное рассеяние пренебрежимо мало (см. Раздел 3.4 этой главы), амплитуда полного звукового поля может быть представлена в виде суммы взаимодействующих мод [49]

$$p(r, z, \omega) = \frac{1}{\sqrt{r}} \sum_{l=1}^{M(\omega)} C_l(\omega, r) \Psi_l(\omega, r, z) \frac{\exp(i \int_0^r q_l(\omega, r') dr')}{\sqrt{q_l(\omega, r)}}, \quad (3.1)$$

где $C_l(\omega, r)$ – модальные коэффициенты возбуждения, которые определяются из решения системы M (количество мод) дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dC_l(\omega, r)}{dr} = & -\frac{\gamma_l(\omega, r)}{2} C_l(\omega, r) + \sum_{l \neq m}^M B_{lm}(\omega, r) C_m(\omega, r) \times \\ & \times \exp\left(i \int_0^r (q_m(\omega, r') - q_l(\omega, r')) dr'\right). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Здесь $B_{lm}(\omega, r) = b_{lm}(\omega, r) \sqrt{\frac{q_l(\omega, r)}{q_m(\omega, r)}}$, где $b_{lm}(\omega, r) = \int_0^\infty \frac{\rho}{\rho(z)} \Psi_l \frac{\partial \Psi_m}{\partial r} dz$ – коэффициенты межмодового взаимодействия. Для неоднородного участка дна, локализованного внутри интервала $(r_s, r_s + \Delta r)$, где r_s – расстояние до неоднородности, верно следующее: вне переходной области распространение звука адиабатическое ($b_{lm} = 0$), в интервале $(r_s, r_s + \Delta r)$ $b_{lm} \neq 0$. Рассмотрим маломодовый режим распространения звука, когда энергонесущими модами являются первая $l = 1$ и вторая $m = 2$. В таком случае квадрат модуля амплитуды первой моды $|P_1(\omega, R)|^2$ на вертикальной приемной антенне на расстоянии R от источника в приближении однократного рассеяния примет вид [118]

$$|P_1(\omega, R)|^2 \approx |P_1^0(\omega, R)|^2 + \frac{2C_1^0(\omega, R)}{Rq_1(\omega; R)} D_{12}(\omega) \cos(\Delta q_{12}(\omega)r_s), \quad (3.3)$$

где $P_1^0(\omega, R)$ – амплитуда первой моды на приемнике в адиабатическом приближении на расстоянии R , $C_1^0(\omega, R)$ – коэффициент возбуждения первой моды в адиабатическом приближении, $\Delta q_{12}(\omega)$ – разность постоянных распространения,

$$D_{12}(\omega) = C_2^0(\omega, r_s + \Delta r) \exp\left(-\int_{r_s + \Delta r}^R \gamma_1(\omega, r) dr\right) \bar{B}_{12}(\omega), \quad (3.4)$$

где $C_2^0(\omega, r_s + \Delta r)$ – коэффициент возбуждения второй моды в адиабатическом приближении на расстоянии r_s . В (3.4) учитывается средний коэффициент

взаимодействия первой и второй моды $\bar{B}_{12}(\omega)$ на участке $(r_s, r_s + \Delta r)$, определяемый приближенным выражением

$$\bar{B}_{12}(\omega, r) \approx \left\langle \int_0^H \Psi_1(\omega, r, z) \frac{\partial \Psi_2(\omega, r, z)}{\partial r} dz \right\rangle_{\Delta r}. \quad (3.5)$$

Выражение (3.3) описывает интерференцию на приемнике исходной первой моды, рассчитанной без учета взаимодействия мод на неоднородности, и возникающей первой, порожденной второй модой (см. Рисунок 1.6 в Разделе 1.4 Главы 1). При этом второе слагаемое носит осциллирующий характер за счет множителя $\cos(\Delta q_{12}(\omega)r_s)$, а период осцилляций зависит от расстояния до неоднородности r_s .

Для оценки периода осцилляций представим разность постоянных распространения $\Delta q_{12}(\omega, r)$ в следующей форме [119]

$$q_1(\omega, r) - q_2(\omega, r) \approx \eta_{12}(r) \omega^{-\frac{1}{\beta_{12}(r)}}, \quad (3.6)$$

где $\eta_{12}(r)$ – константа, которая зависит только от номеров мод и параметров волновода; $\beta_{12}(r)$ – интерференционный инвариант для первой и второй мод. Предполагая, что адиабатические изменения достаточно малы вдоль трассы, тогда $\beta_{12}(r) \approx \beta$, где β – интерференционный инвариант [120]. С учетом допущений и (3.6) осциллирующий множитель в (3.3) примет вид

$$\cos(\Delta q_{12}(\omega)r_s) \approx \cos\left(\bar{\eta}_{12} \omega^{-\frac{1}{\beta}} r_s\right) = \cos\left(\left(\bar{\eta}_{12} \omega^{-\frac{1+\beta}{\beta}} r_s\right) \omega\right). \quad (3.7)$$

Здесь $\bar{\eta}_{12}$ – среднее значений $\eta_{12}(r)$ на интервале $(0, r_s)$. Из (3.7) видно, что период косинуса в частотной области

$$\Omega_{12} = \omega^{\frac{1+\beta}{\beta}} \frac{1}{\bar{\eta}_{12} r_s} \quad (3.8)$$

увеличивается с частотой ω , но уменьшается с увеличением расстояния до неоднородности r_s . Предполагая, что период косинуса медленно меняется с

частотой, представим $\Omega_{12} = \frac{\Delta\omega}{L}$, где L – количество локальных максимумов осциллирующей функции в рассматриваемом частотном диапазоне $\Delta\omega$. С учетом выдвинутых предположений оценка расстояния до неоднородности в зависимости от частоты имеет вид

$$r_s \approx \frac{L}{\Delta\omega} \frac{1}{\bar{\eta}_{12}} \omega^{\frac{1+\beta}{\beta}}. \quad (3.9)$$

3.3 Численное моделирование межмодового взаимодействия в широкой полосе частот

Для проверки полученных аналитических оценок и исследования межмодового взаимодействия будем рассматривать следующую акустическую трассу на Рисунке 1.3(б): источник звука помещен в точку с координатами (4000, 2000, 8) м (Источник №2), а в конце трассы находится вертикальная антенна с горизонтальными координатами (4000, -2000) м (Антенна №2). Напомним, что для рассматриваемой модели волновода скорость звука в водном слое является постоянной. Согласно [65], для наблюдения наибольшей амплитуды осцилляции первой моды $l = 1$ источник необходимо поместить в области максимума второй волноводной моды $l = 2$.

Определим глубину максимума второй моды по профилю функции $\Psi_2(z)$. На Рисунке 3.3 представлены профили первых двух мод в месте расположения Источника №2 и граничных значений исследуемых частот $f = 150$ и 1000 Гц, а пунктирной линией отмечена глубина источника звука $z_s = 8$ м, как на Рисунке 1.3(б).

В рамках рассмотренной акустической трассы получены частотные зависимости амплитуды первой $l = 1$ волноводной моды при различных значениях ширины переходной области Δu (см. Рисунок 3.4(а)). Из рисунка видно, что при

распространении звука в волноводе с неоднородной структурой дна наблюдаются осцилляции амплитуды первой моды.

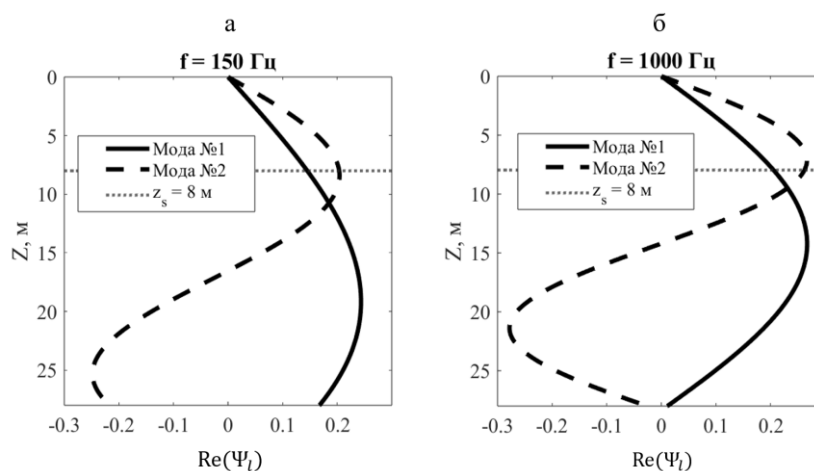


Рисунок 3.3 – Нормированные профили волноводных мод $Re(\Psi_l)$ с номерами $l = 1$ и 2 для двух частот источников звука (а) 150 Гц и (б) 1000 Гц. Пунктирной линией обозначена глубина источника звука z_s

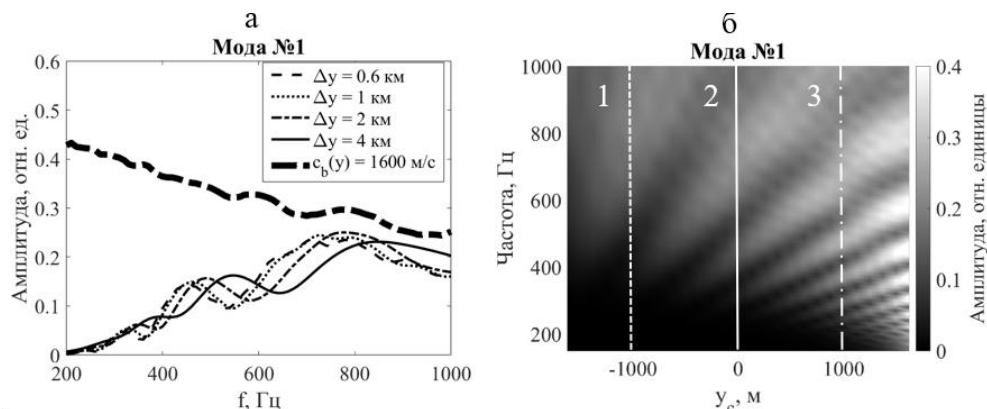


Рисунок 3.4 – а – Частотная зависимость амплитуды первой моды $|P_1|$ при различных размерах переходной области Δy и для волновода в отсутствии переходной области (жирная штрихпунктирная линия); б – Частотная зависимость амплитуды первой моды $|P_1|$ при смещении центра переходной области y_c (ширина области $\Delta y = 600$ м)

В случае расчета полного поля для той же акустической трассы и при тех же размерах переходной области на графике зависимости средней по глубине интенсивности эти осцилляции практически отсутствуют (см. Рисунок 3.5). Сильное отличие амплитуд на низких частотах связано с присутствием водоподобного участка (см. Главу 2).

При увеличении ширины переходной области период осцилляций амплитуды первой моды уменьшается. Это связано с тем, что величина межмодового взаимодействия максимальна, когда скорость звука в дне близка к скорости звука в воде $c_b \approx c_w$ [67], а при уменьшении ширины переходной области происходит смещение точки $c_b = 1460$ м/с ближе к источнику звука в рамках рассматриваемой модели. Таким образом, наличие осцилляций амплитуды может служить индикатором наличия участка водоподобного дна на акустической трассе. В отсутствие неоднородностей в дне зависимость амплитуды первой моды является практически монотонной функцией частоты (жирная штрихпунктирная линия на Рисунке 3.4(а)).

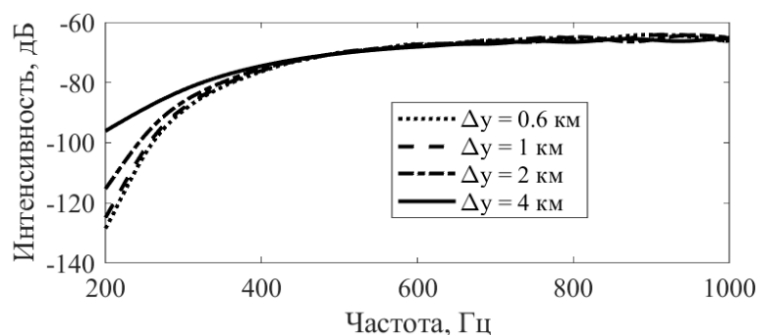


Рисунок 3.5 – Частотная зависимость средней по глубине интенсивности полного поля при различных размерах переходной области Δy

Теперь рассмотрим ситуацию, когда ширина переходной области имеет постоянное значение $\Delta y = 600$ м, а центр y_c изменяет свое положение вдоль акустической трассы. На Рисунке 3.4(б) изображена зависимость амплитуды первой моды от частоты и положения центра переходной области, а прямыми вертикальными линиями обозначены разрезы (амплитуда - частота). Количество локальных максимумов $|P_1|$ вдоль разрезов меняется. Когда центр переходной области y_c находится в точке -1000 м, количество максимумов в диапазоне 400 – 1000 Гц равно 1 (штриховая линия 1); $y_c = 0$ м – число максимумов – 2 (сплошная линия 2); $y_c = 1000$ м – число максимумов – 3 (штрих-пунктирная линия 3). Количество максимумов, следовательно, и частотный период осцилляции однозначно зависит от расстояния между источником и неоднородностью, что

может быть полезно при решении обратной задачи локализации водоподобных осадков. Для этой цели может использоваться, например, формула (3.9).

3.4 О применимости приближения рассеяния «только вперед»

Рассмотрим возможность применимости приближения распространения «только вперед» в условиях исследуемой модели волновода. Другими словами, может ли быть применен подход широкоугольного параболического уравнения (см. Раздел 1.3 в Главе 1) или метод взаимодействующих мод с использованием системы ОДУ первого порядка, когда количество уравнений равно числу мод. Согласно [121], подход широкоугольного параболического уравнения не может описывать всего многообразия задач, связанных с распространением звука в нерегулярных волноводах из-за наличия резких изменений характеристик волновода на акустической трассе. Поэтому предлагаются иные подходы для описания звукового поля в таких волноводах, например, предложенный в [122]. В качестве показательных гидрофизических структур можно указать ситуации, когда приближения не работают: к ним относится наличие вдоль акустической трассы неоднородностей, нарушающих требования плавности и малости, таких как береговая зона, зона материкового склона, крупномасштабные подводные возвышения.

Аналитически можно рассмотреть упрощенную задачу, когда в случае одномодового распространения акустическая волна падает по нормали к границе скачкообразного изменения скорости звука в дне вдоль одной оси. Тогда коэффициенты отражения и прохождения акустической волны могут быть выражены через собственные значения ξ_1 . Коэффициент отражения V и прохождения W могут быть найдены согласно следующим выражениям [19]

$$V = \frac{1 - n}{1 + n}, \quad (3.10a)$$

$$W = \frac{2}{1 + n}. \quad (3.10b)$$

Здесь $n = \frac{V_1^{ph}}{V_1'^{ph}} \approx \frac{q_1'}{q_1}$ - отношение фазовых скоростей первой моды до, V_1^{ph} , и после, $V_1'^{ph}$, скачка скорости звука в дне. На Рисунке 3.6 представлены коэффициенты отражения V (3.10а) и прохождения W (3.10б) в процентах в зависимости от частоты в диапазоне от 50 Гц до 100 Гц для двух ситуаций: скачок от 1400 м/с до 1600 м/с (сплошные кривые) и 1460 м/с до 1600 м/с (штриховые кривые). Глубина волновода постоянна и равна 28 м. Величина отражения не превышает 1,2%, но при этом больше на 0,3% при скачке от водоподобного дна (1460 м/с) к жесткому, поскольку $V_1^{ph} \left(c_b = 1460 \frac{м}{с} \right) < V_1^{ph} \left(c_b = 1400 \frac{м}{с} \right)$ (см. Рисунок 3.1(а)). С ростом частоты коэффициент отражения уменьшается, что связано с уменьшением влияния дна на акустическое поле. Таким образом, величина отражения при нормальном падении волны пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой прошедшей.

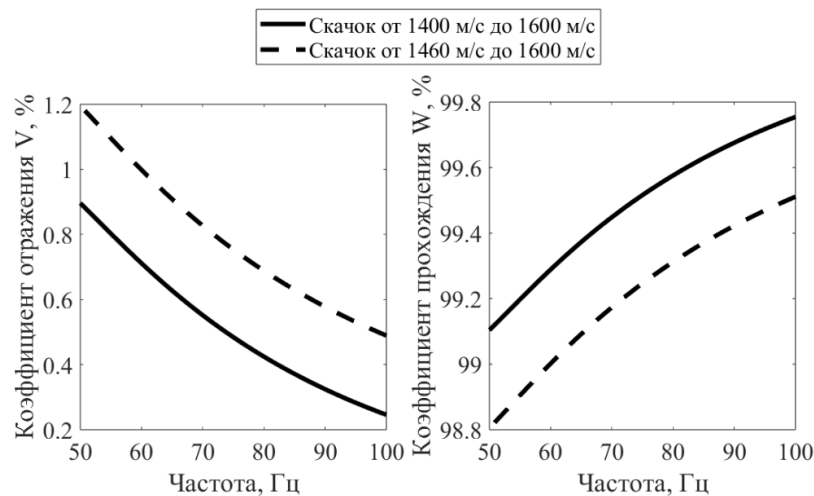


Рисунок 3.6 – Зависимость коэффициентов отражения V и прохождения W от частоты и величины скачка скорости звука в дне в сечении, где происходит резкое изменение параметров дна. Коэффициенты выражены в процентах

Теперь рассмотрим возможность приближения «распространения вперед» в общем виде с учетом взаимодействия мод. Выражение (1.12) (см. Раздел 1.2 в Главе 1) с учетом взаимодействующих мод может быть представлено системой $2 * M$ (M – число мод) дифференциальных уравнений первого порядка [48]

$$\nabla_{\perp} P_l^+ - (i\xi_l + b_{ll}^+)P_l^+ = \sum_{l \neq m}^M b_{lm}^+ P_l^+ + \sum_m^M b_{lm}^- P_m^-, \quad (3.11a)$$

$$\nabla_{\perp} P_l^- + (i\xi_l - b_{ll}^+)P_l^- = \sum_m^M b_{lm}^- P_l^+ + \sum_{m \neq l}^M b_{lm}^+ P_m^-, \quad (3.11b)$$

где $b_{lm}^{\pm} = \mp \frac{\delta_{lm}}{2\xi_l} \nabla_{\perp} \xi_l \pm \frac{\xi_m}{2\xi_l} B_{lm} - \frac{1}{2} B_{lm}$, P_l^+ – амплитуда моды, бегущей вперед; P_l^- – амплитуда моды, бегущей назад. Величина b_{lm}^+ имеет смысл коэффициента взаимодействия мод, распространяющихся в одном направлении, а b_{lm}^- – в противоположенных направлениях. В случае, когда обратным рассеянием можно пренебречь, достаточно решить систему дифференциальных уравнений (3.11a), пренебрегая вторым слагаемым в правой части.

Покажем, что межмодовое взаимодействие на неоднородностях в донной структуре (вдоль трассы распространения звука присутствует градиент скорости в дне) при постоянной глубине волновода является существенным только на распространяющихся вперед модах, а коэффициенты взаимодействия мод, распространяющихся в противоположенных направлениях, малы, т.е. $\left| \frac{b_{lm}^-}{b_{lm}^+} \right| \ll 1$. Для этого рассмотрим следующую модель с неоднородным распределением скорости звука в дне (Рисунок 3.7(a)). В центре акустической трассы присутствует переходная область от акустически жесткого дна ($c_b = 1600$ м/с) к водоподобному ($c_b = 1460$ м/с), согласно следующей кусочно-линейной функции:

$$c_b(r) = \begin{cases} 1600 \frac{\text{м}}{\text{с}}, r < 2500 - \frac{\Delta r}{2} \\ \frac{280}{\Delta r} |r - 2500| + 1460 \frac{\text{м}}{\text{с}}, 2500 - \frac{\Delta r}{2} \leq r \leq 2500 + \frac{\Delta r}{2} \\ 1600 \frac{\text{м}}{\text{с}}, r > 2500 + \frac{\Delta r}{2} \end{cases}$$

Ширина переходной области принимает следующие значения $\Delta r = 1,2$ или 4 км, что соответствует величине градиента скорости звука в дне $0,28$ (м/с)/м, $0,14$ (м/с)/м и $0,07$ (м/с)/м. Типичное значение величины градиента скорости звука в дне для арктического региона составляет $0,002$ (м/с)/м. Частота излучаемого сигнала $f = 500$ Гц. При толщине водного слоя $H = 28$ м и параметрах дна ($\rho_b = 1850$

кг/м³, $\alpha_b = 0,33$ дБ/λ) в волноводе на такой частоте будет осуществляться маломодовый режим распространения, поэтому будем рассматривать взаимодействие первой ($l = 1$) и второй ($m = 2$) мод. Отметим также, что наибольший коэффициент взаимодействия характерен для мод соседних номеров.

На Рисунке 3.7(б) представлено отношение $\left| \frac{b_{lm}^-}{b_{lm}^+} \right|$ в зависимости от протяженности трассы. Из рисунка отчетливо видно, что при различных модулях градиента скорости звука в дне (ширина неоднородности в дне Δr) коэффициент межмодового взаимодействия в обратном направлении отличается от прямого распространения на 3 порядка. Вне переходной области Δr изменения скорости звука в дне нет, следовательно, отсутствует и межмодовое взаимодействие. Таким образом, при моделировании распространения звука можно пренебречь отражением энергии в обратном направлении от неоднородностей в донной структуре и описывать акустическое поле системой M дифференциальных уравнений первого порядка (3.11а).

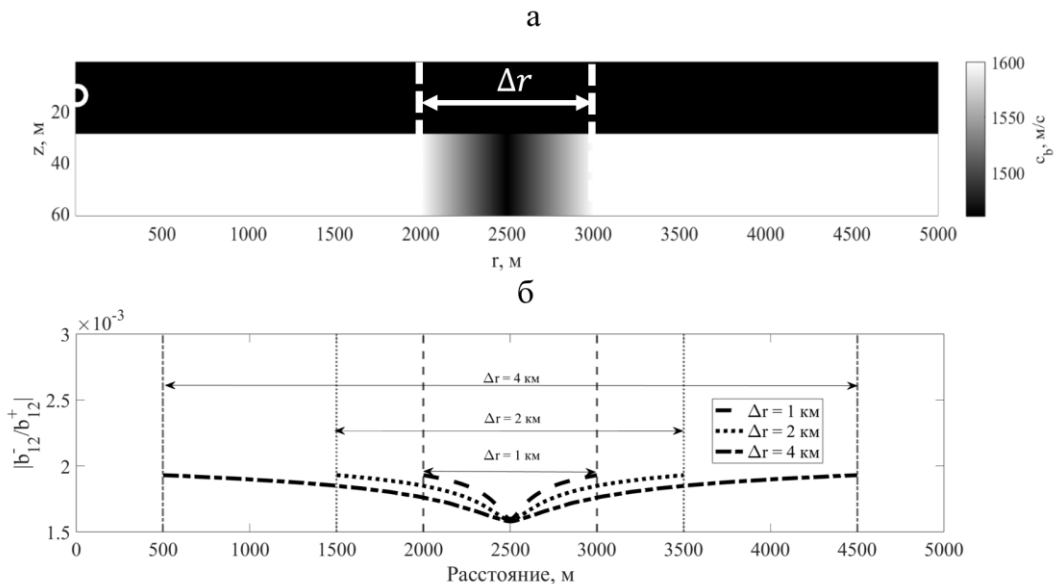


Рисунок 3.7 – а – Модель волновода при наличии переходной области с кусочно-линейным изменением скорости звука в дне c_b . Кружочком отмечено положение источника звука; б – модуль отношения коэффициентов взаимодействия $\left| \frac{b_{lm}^-}{b_{lm}^+} \right|$ для трассы с участком различной ширины Δr

3.5 Межмодовое взаимодействие в волноводе с неоднородной донной структурой (Карское море)

В рамках исследования межмодового взаимодействия на акустической трассе в присутствии водоподобного участка дна выбран вертикальный разрез поля скорости звука вдоль оси Y , показанный на Рисунке 1.3(а) (трасса Излучатель №2 – Антенна №2). Источник звука расположен на глубине 5 м. Длина акустической трассы составляет $r = 4$ км. На Рисунке 3.8 представлены зависимости амплитуд первых четырех мод $l = 1, 2, 3, 4$ от частоты. Основной вклад в результирующее акустическое поле вносят первые три волноводные моды, а их амплитуды испытывают сильные осцилляции (как и для идеализированной модели в 3.3). При этом наибольшее взаимодействие наблюдается для мод соседних номеров. На данном рисунке на частоте 500 Гц можно заметить взаимодействие, например, мод с номерами $l = 2$ и $l = 3$. На этой частоте замечен максимум второй моды и минимум третьей. Можно сказать, что эти осцилляции вызваны «перетеканием» энергии третьей моды во вторую.

Рассмотрим возможность получения характеристик водоподобной области (локализация и протяженность) для трассы с учетом аналитических выражений (2.6) (Раздел 2.2 Главы 2) и (3.9) (Раздел 3.2 Главы 3). Для повышения точности локализации центра водоподобной области исследуются осцилляции первой моды в частотной области для двух встречных трасс: в прямом направлении (слева-направо) и в обратном (справа-налево). Уточним, что наиболее выраженное взаимодействие мод наблюдается на границе водоподобного участка, ближайшего к излучателю. Расстояния от источника звука до неоднородности для двух ориентаций трассы обозначим r_s и r_s' , соответственно, причем $r_s + \Delta r_{wl} + r_s' = r$, где Δr_{wl} – протяженность водоподобного участка трассы. Оценка Δr_{wl} может быть получена по линейным зависимостям средних по глубине потерь при распространении от размеров участка водоподобного дна (2.6). Помимо этого,

справедливо соотношение $\frac{r'_s}{r_s} = \frac{L'}{L}$ (L и L' – количество локальных максимумов из (3.9)), из которого следует выражение для оценки расстояния до центра неоднородности для двух встречных акустических трасс:

$$r_s = \frac{r - \Delta r_{wl}}{1 + \frac{L'}{L}} + \frac{\Delta r_{wl}}{2}. \quad (3.12)$$

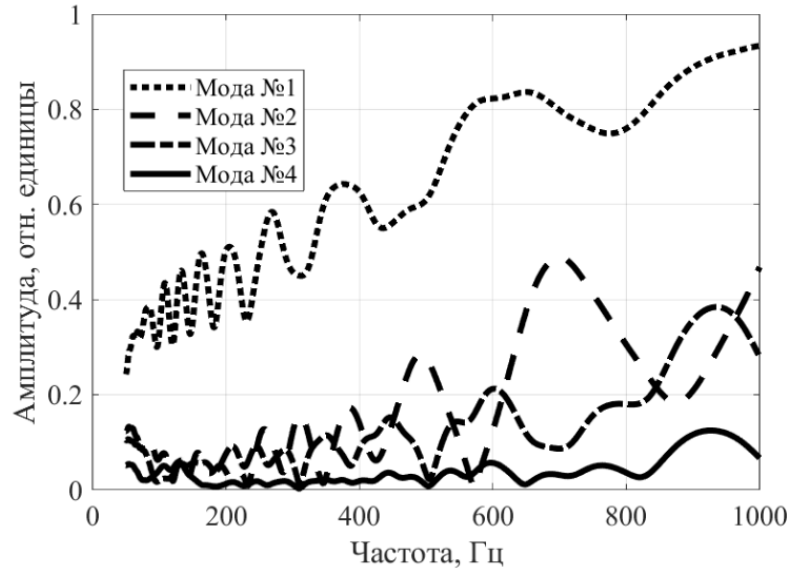


Рисунок 3.8 – Частотная зависимость модовых амплитуд первых четырех мод на Антенне №2 (см. Рисунок 1.3(а))

Проанализируем распространение первой моды для двух направлений акустической трассы, представленной на Рисунке 3.9(а). В отличие от трассы на Рисунке 1.3, здесь протяженность r составляет 5 км. На Рисунке 3.9(б) изображены частотные зависимости амплитуды первой моды для двух направлений в логарифмическом масштабе. В исследуемом диапазоне частот отношение количества максимумов $\frac{L'}{L} \approx 2$. Величина средних по глубине потерь при распространении на частоте 50 Гц на данной трассе длиной $r = 5$ км составляет $\overline{TL} \approx 35,91$ дБ. Обращаясь к Рисунку 2.6(б) (Раздел 2.2 Главы 2), можно оценить протяженность водоподобной области, соответствующей $\Delta r_{wl} \approx$

1000 м. При подстановке полученных значений в (3.12) оценка расстояния до центра неоднородности составляет $r_s \approx 1833$ м.

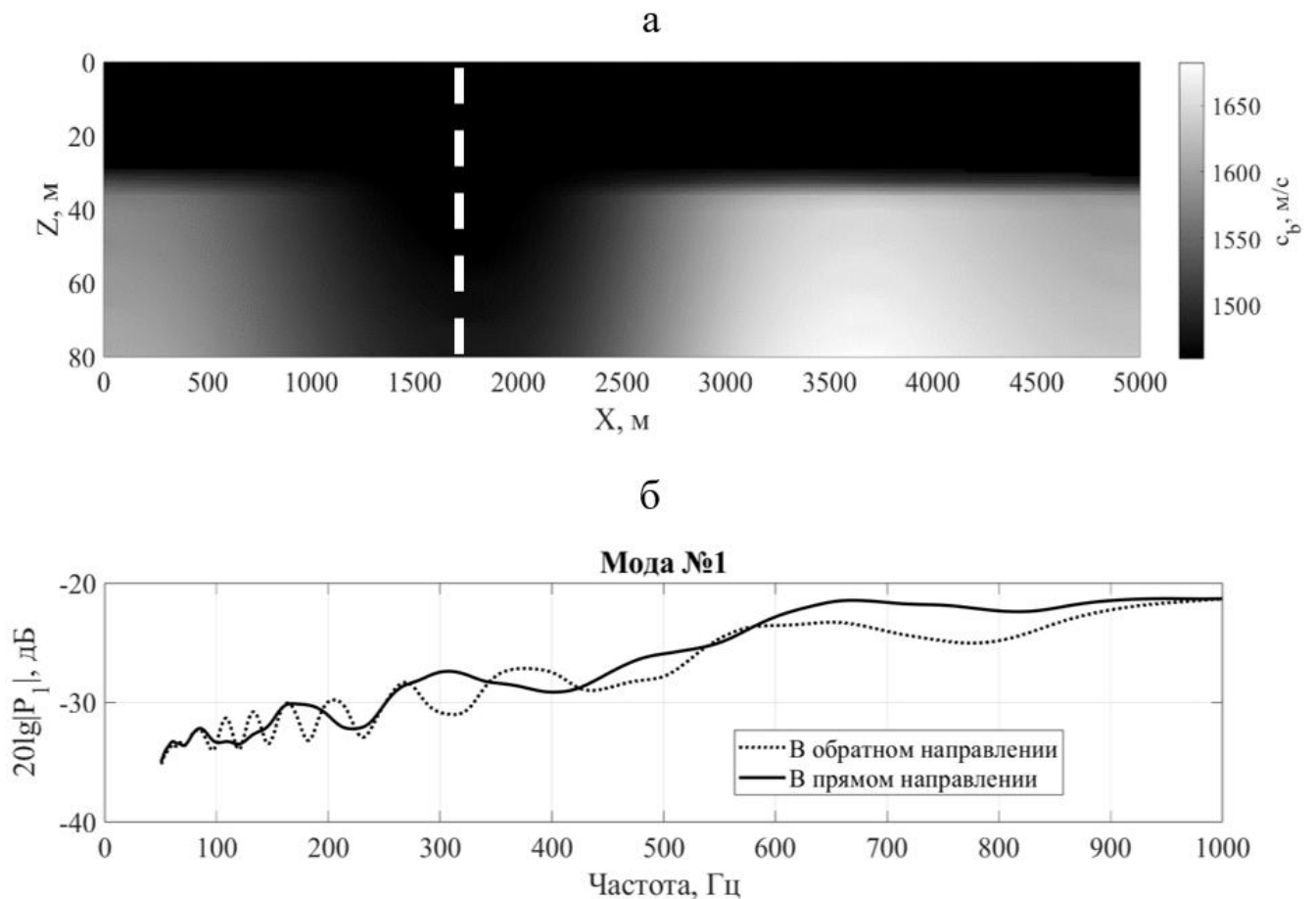


Рисунок 3.9 – а – Поле скорости звука вдоль одной из акустических трасс в Карском море (белая штриховая линия обозначает положение центра водоподобной области); б – частотные зависимости амплитуды первой моды на расстоянии 5 км при распространении звука в прямом (слева направо) и обратном направлении (справа налево)

3.6 Выводы к третьей главе

1. С помощью численного моделирования для двух моделей мелководных волноводов с неоднородным дном и постоянной глубиной выявлены особенности широкополосных звуковых полей, связанные с эффектом межмодового взаимодействия.
2. Водоподобные области, где скорость звука в дне близка к скорости звука в воде, ведут себя как сосредоточенные неоднородности, приводящие к

взаимодействию волноводных мод акустического поля. Указанное взаимодействие вызывает осцилляции модовых амплитуд в частотной области на частотах более 150 Гц.

3. Предложена методика дистанционного акустического зондирования водоподобных областей дна на встречных акустических трассах по частотной зависимости амплитуды первой моды. Данная методика позволяет оценить расстояние между излучателем (приемной антенной) и центром водоподобной области.

ГЛАВА 4. ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ РЕФРАКЦИЯ В ОБЛАСТИ ВОДОПОДОБНОГО ДНА

В данной главе рассматриваются особенности распространения волноводных мод, когда граница водоподобных осадков расположена вдоль акустических трасс. Анализ проводится на примере двух моделей волноводов: идеализированной и приближенной к реальности (см. Рисунок 1.3 в Разделе 1.1 Главы 1). Основное внимание уделяется эффекту модовой горизонтальной рефракции в области водоподобных участков при постоянной глубине волновода.

4.1 Аналитическое представление горизонтальной рефракции в рамках модового описания звукового поля

Для исследования модовой горизонтальной рефракции, обусловленной изменяющейся скоростью звука в дне используется метод модовых параболических уравнений и подход «вертикальные моды – горизонтальные лучи» (см. Раздел 1.5 Главы 1). При этом рассматриваются только такие условия, при которых взаимодействием волноводных мод можно пренебречь, когда параметры волновода плавно изменяются вдоль акустической трассы и при распространении вдоль нее звуковых волн справедливо неравенство (1.26). В этом случае решаются дифференциальные уравнения (1.17) (см. Раздел 1.2 Главы 1). Исследуемый диапазон частот $f = 50 - 150$ Гц. В настоящей работе изучается распространение как тональных, так и широкополосных сигналов.

Получим предварительные аналитические оценки углов горизонтальной рефракции первой моды $l = 1$ при изменении скорости звука в дне. В пределах переходной области Δy скорость звука в дне меняется от $c_b \left(-\frac{\Delta y}{2}\right) = 1460$ м/с (водоподобное дно) до $c_b \left(\frac{\Delta y}{2}\right) = 1600$ м/с (жесткое дно) (см. Рисунок 4.1). При этом

дно считается квазижидкой средой и сдвиговые волны в рамках данной задачи не учитываются.

Будем считать, что линейное изменение скорости звука в дне вдоль оси Y (см. Рисунок 4.1) приводит к линейному изменению действительной части волнового числа $q_1(y) = Re(\xi_1(y))$. При этом будем полагать, что затухание первой моды $\frac{\gamma_1(y)}{2} = Im(\xi_1(y))$ мало, $\gamma_1(y) \ll q_1(y)$. Тогда показатель преломления (1.25) для первой моды можно представить как

$$n_1 = \frac{V_1^{ph}(y_0)}{V_1^{ph}(y)}, \quad (4.1)$$

где $V_1^{ph}(\omega; y) = \frac{\omega}{q_1(\omega; y)}$ – изменение фазовой скорости вдоль координаты y , $V_1^{ph}(\omega; y_0)$ – значение фазовой скорости на источнике в точке.

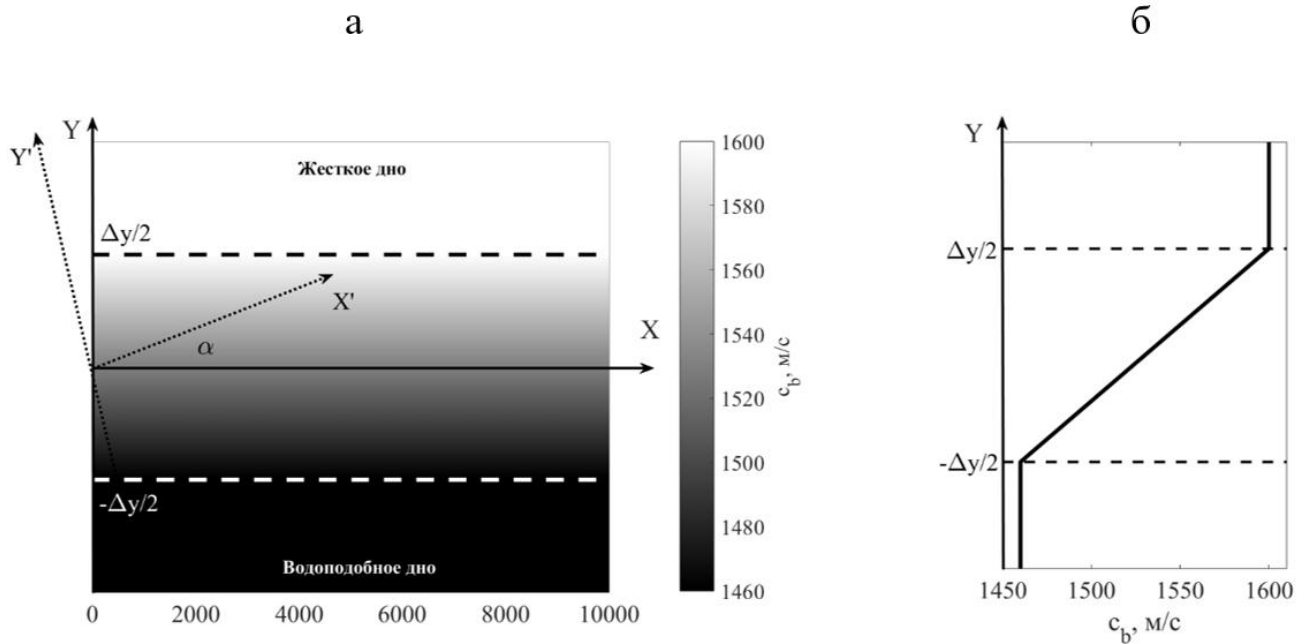


Рисунок 4.1 – а – Схема модельного волновода в плоскости XU . Цветом изображено линейное изменение скорости звука в дне. Система $X'Y'$ определяется направлением акустической трассы.

α – угол между акустической трассой вдоль X' и системой координат XU ; б – зависимость скорости звука в дне $c_b(y)$

Определим зависимость показателя преломления первой моды $n_1(y)$. При условии, что для водоподобного дна $q_1\left(-\frac{\Delta y}{2}\right) \approx q_1^h$ приближенно задается выражением (2.10а), а для жесткого $q_1\left(\frac{\Delta y}{2}\right) \approx q_1^s$ выражением (2.10б), причем $q_1(y)$ является линейной функцией от координаты y ; тогда получим следующее выражение

$$n_1(y) = 1 + \mu_1(y), \quad (4.2)$$

где $\mu_1(y) = \frac{2y}{\Delta y} \left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right)$ – малая добавка к показателю преломления, $\kappa = \frac{q_1^s}{q_1^h}$.

При условии, что $|\mu_1| \gg |\mu_1|^2$ и

$$n_1^2(y) \approx 1 + \frac{4y}{\Delta y} \left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right), \quad (4.3)$$

воспользуемся теорией возмущений аналогично [68] и определим траекторию рефрагированного модового луча. Переходя к системе координат $X'Y'$ ($x = x' \cos \alpha$; $y = x' \sin \alpha + y' \cos \alpha$), траектория луча вдоль акустической трассы может быть записана

$$y'_1(r) = \frac{\cos \alpha}{\Delta y} \left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right) (x'^2 - x'r), \quad (4.4)$$

где α – угол между X и X' (см. Рисунок 4.1), r – длина акустической трассы в системе $X'Y'$. По виду данной функции (4.4) можно заключить, что траекторией модового луча вследствие линейного изменения скорости звука в дне является парабола.

На основе лучевой траектории можно оценить горизонтальный угол прихода модового луча на приемник как производную

$$\beta^1(x' = r) \approx \frac{dy'}{dx'} = \frac{\cos \alpha}{\Delta y} \left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right) r. \quad (4.5)$$

Проанализируем полученное выражение (4.5):

- 1) если $\Delta y \rightarrow \infty$ (изменение скорости звука в дне очень мало), угол горизонтальной рефракции модового луча $\beta^1 = 0^\circ$;
- 2) если скорость звука в дне не меняется ($\kappa = 1$), тогда углы горизонтальной рефракции также обращаются в нуль ($\beta^1 = 0^\circ$).

Фактически, условия (4.4) и (4.5) будут верны и для мод других номеров, но выражения для q_l^s и q_l^h будут иметь более сложный вид в отличие от (2.10). При этом они могут быть найдены путем численного решения трансцендентного уравнения (1.10).

На Рисунке 4.2 представлены углы горизонтальной рефракции луча первой моды в зависимости от частоты (от 50 Гц до 250 Гц) и ширины переходной области (Δy меняется от 600 м до 4000 м) при расположении источника в центре переходной области (0,0) м, с нахождением приемника в точке с координатами (10000, 0) м (т.е., при этом в (4.5) $\alpha = 0^\circ$, $r = 10000$ м). Глубина волновода постоянна ($H = 28$ м), а скорость звука в воде $c_w = 1460$ м/с. Из рисунка видно, что с ростом частоты угол прихода луча в точку приема уменьшается. При этом сужение переходной области приводит к увеличению угла горизонтальной рефракции. В обоих случаях это связано с величиной изменения фазовой скорости моды относительно значения на источнике $V_1^{ph}(y_0)$. Отдельно стоит обратить внимание, что углы принимают отрицательное значение, что обусловлено искривлением лучей в сторону области водоподобного дна, поскольку $\kappa < 1$.

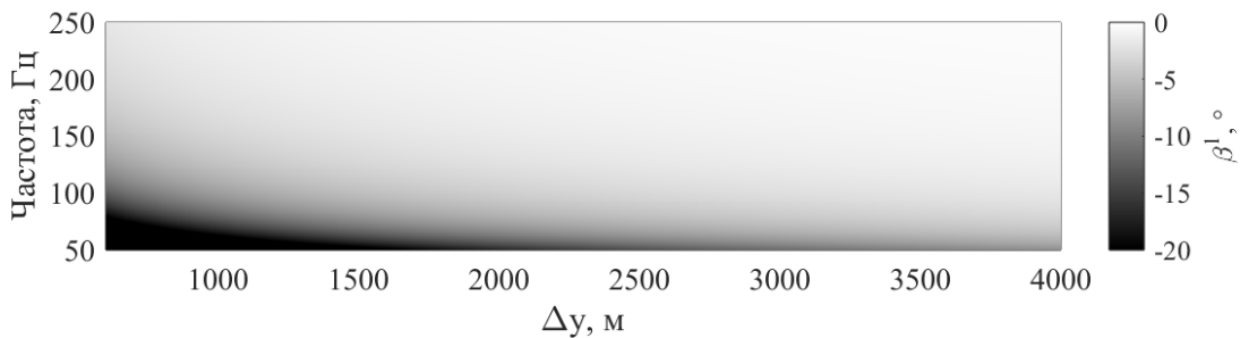


Рисунок 4.2 – Зависимость угла горизонтальной рефракции луча первой моды в точке (10000, 0) м от ширины переходной области Δy и частоты источника

4.2 Численное моделирование горизонтальной рефракции

Перейдем к численному моделированию ситуации, заданной названием этого раздела. Сначала анализируется случай, когда распространяется тональный сигнал, а источник звука (Источник №1) и приемник (Антенна №1) расположены так, как изображено на Рисунке 1.3(б). В настоящей главе вертикальная антенна используется для оценки влияния горизонтальной рефракции на средние по глубине потери при распространении звука. Ширина переходной области не меняется и равна $\Delta y = 2$ км. Для ограничения области моделирования на краях вводятся искусственные поглощающие слои при $y < -2000$ м и $y > 2000$ м.

Перед построением и расчетом акустических полей в горизонтальной плоскости рассмотрим характеристики первой моды фазовую скорость $V_1^{ph} = \frac{\omega}{q_1} = \frac{2\pi f}{q_1}$ и коэффициент затухания $\frac{\gamma_1}{2}$ в зависимости от скорости звука в дне c_b , для частот $f = 50 - 150$ Гц. На Рисунке 4.3 можно заметить, что на каждой частоте у фазовой скорости имеется минимум. Располагая излучатель вблизи этого минимума, можно ожидать проявление горизонтальной рефракции. В то же время минимуму фазовой скорости соответствует большее затухание. Аналогичные закономерности наблюдаются в случае исследования более высоких номеров мод.

Для иллюстрации эффекта горизонтальной рефракции выбирается частота 55 Гц, на которой звуковое поле эффективно формируется только одной (первой) волноводной модой, т. е. реализуется одномодовый режим распространения звука. На Рисунке 4.4 продемонстрирована зависимость фазовой скорости моды от координаты y и соответствующие траектории модовых лучей в горизонтальной плоскости. Как видно, при расположении источника вблизи локального минимума наблюдаются отклонения модовых лучей от прямых линий – возникает горизонтальная рефракция (под углом рефракции понимается угол между прямой, соединяющей источник и приемник, и лучом, пришедшим на приемник). Максимальные углы рефракции достигают $\beta_{55}^1 = 6^\circ$ для 55 Гц и $\beta_{137}^1 \approx 1^\circ$ для 137 Гц. Также необходимо отметить, что при расположении источника звука в точке

минимума фазовой скорости, возможна фокусировка модовых лучей, что продемонстрировано на Рисунке 4.4(б).

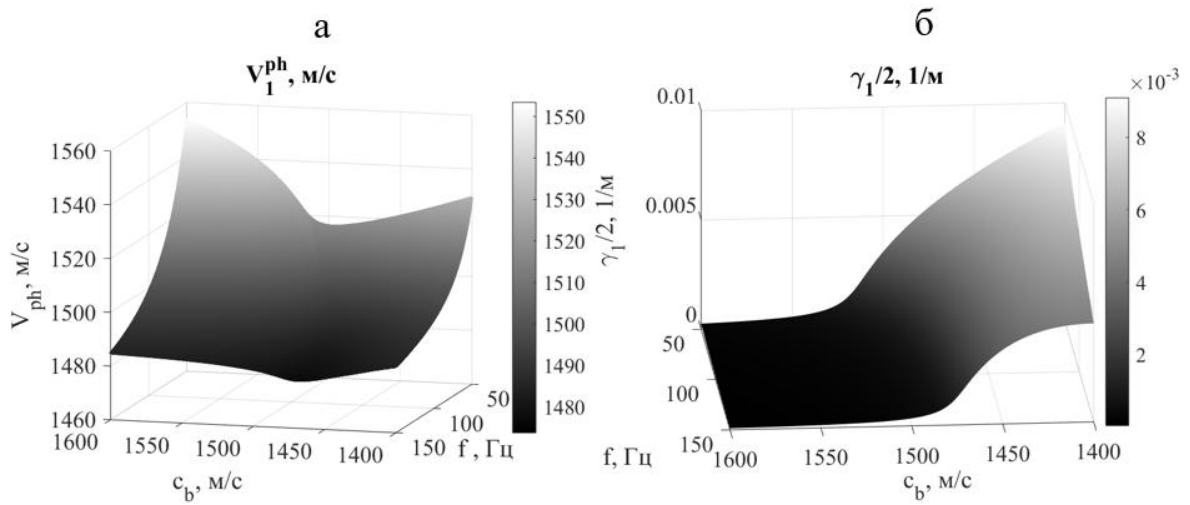


Рисунок 4.3 – (а) Фазовая скорость моды V_1^{ph} и (б) коэффициент затухания $\frac{\gamma_1}{2}$ первой моды в зависимости от частоты $f = 50 - 150$ Гц и скорости звука в дне $c_b = 1400 - 1600$ м/с

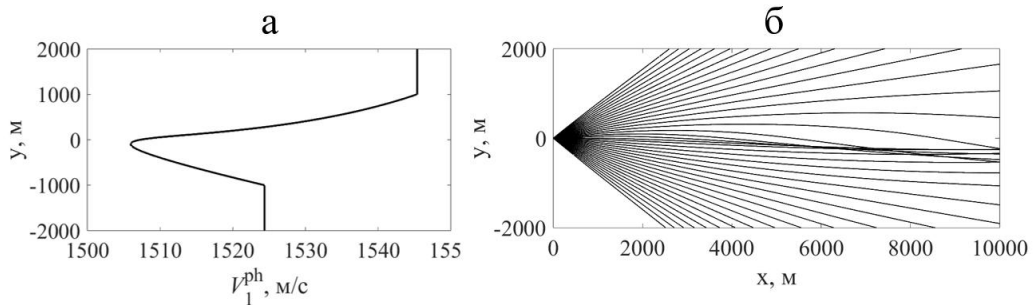


Рисунок 4.4 – а – Пространственная зависимость фазовой скорости первой моды $l = 1$ на частоте $f = 55$ Гц, б – траектории модовых лучей в горизонтальной плоскости

Ранее оценивались углы горизонтальной рефракции в [11-13] для волновода с наклонным дном и постоянным значением скорости звука в дне c_b . Сравнительный анализ показывает, что угол рефракции $\beta_{137}^1 \approx 1^\circ$ соответствует наклону дна $0,1^\circ$.

Угол горизонтальной рефракции зависит не только от частоты и номера моды, но также связан с величиной градиента изменения скорости звука в дне, т.е. шириной переходной области Δy от мягкого ($c_b = 1400$ м/с) к жесткому дну ($c_b = 1600$ м/с). На Рисунке 4.5 представлена зависимость угла горизонтальной

рефракции β_f от ширины переходной области (Δy варьируется от 600 м до 4000 м) для модели на Рисунке 1.3(б). Источник находится в центре неоднородного участка дна в точке «Источник №1». Угол горизонтальной рефракции определяется на расстоянии 10000 м от источника. Значение β_f уменьшается с ростом ширины переходной области, что связано с более медленным изменением коэффициента преломления вдоль акустической трассы. С ростом частоты величина угла горизонтальной рефракции уменьшается, что связано с уменьшением «глубины» минимума фазовой скорости моды (см. Рисунок 4.3(а)).

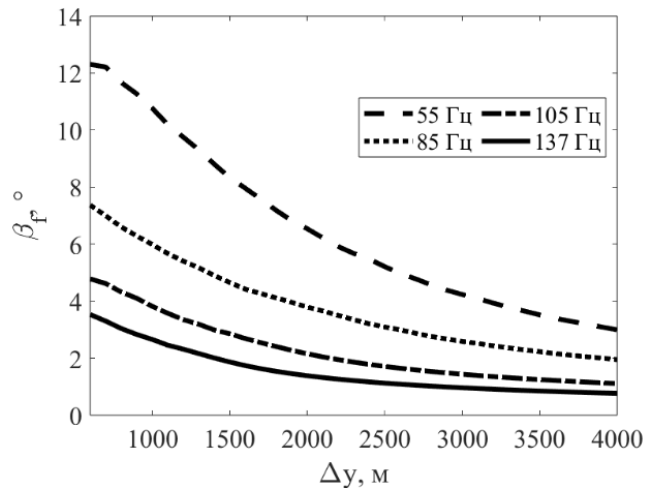


Рисунок 4.5 – Угол горизонтальной рефракции β_f первой моды $l = 1$ в зависимости от ширины переходной области от мягкого к жесткому дну Δy

Выясним, насколько сильно искривление модовых траекторий влияет на перераспределение энергии в горизонтальной плоскости. Воспользуемся методом модовых параболических уравнений. Распределение средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} на плоскости (x, y) показано на Рисунках 4.6(а) и 4.6(в) для частот 55 Гц и 137 Гц, соответственно. Обратим внимание, что наблюдается сильная анизотропия потерь в зависимости от выбранного направления, что связано с сильной пространственной изменчивостью коэффициента затухания моды $\frac{\gamma_1}{2}$. Однако важно выделить именно влияние рефракции. Для этого сравним средние потери с учетом горизонтальной рефракции \overline{TL}_{PE} (модовое параболическое

уравнение, приведенное в [49]) и без учета горизонтальной рефракции $T\bar{L}_{Nx2D}$ (расчет поля проводится в приближении несвязных азимутов [51]).

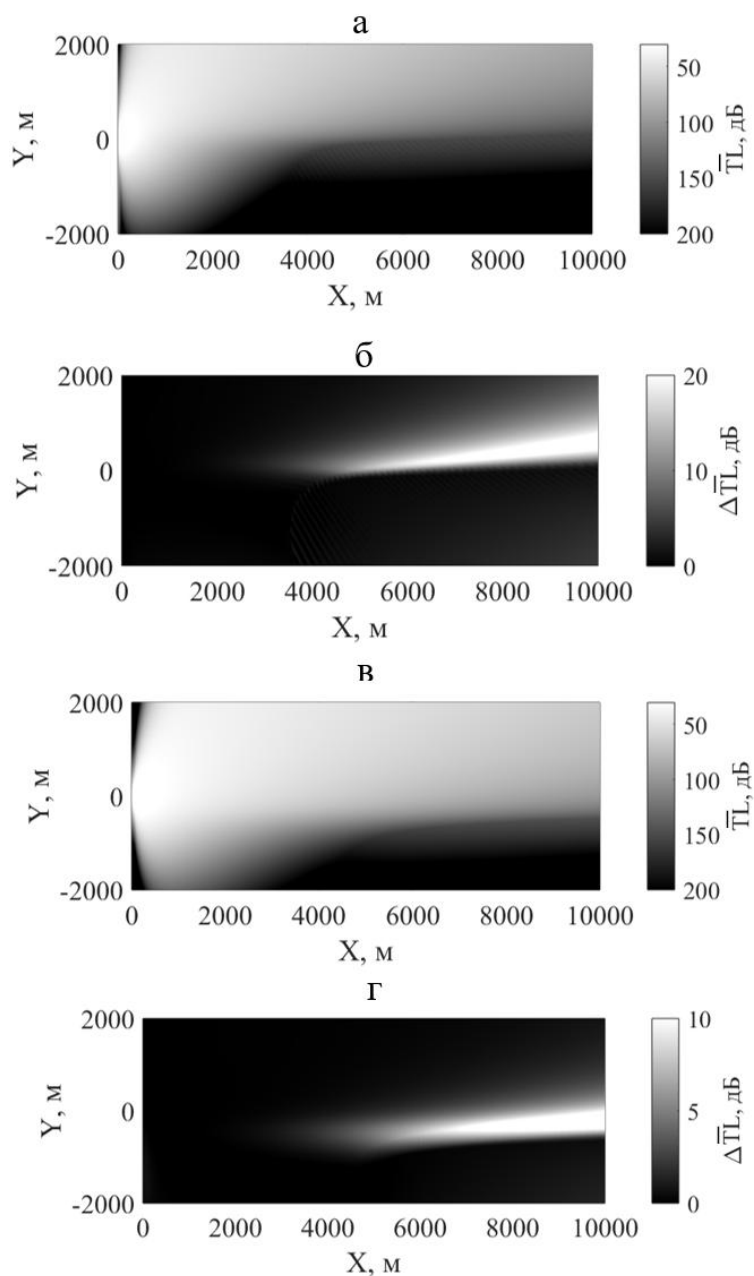


Рисунок 4.6 – Двумерное распределение усредненных по глубине потерь при распространении звука $\bar{T}\bar{L}$ в горизонтальной плоскости на частотах 55 Гц (а) и 137 Гц (в); разность потерь $\Delta\bar{T}\bar{L}$ с учетом и без учета модовой горизонтальной рефракции для частот 55 Гц (б) и 137 Гц (г)

Пространственное распределение разности потерь $\Delta\bar{T}\bar{L} = \bar{T}\bar{L}_{Nx2D} - \bar{T}\bar{L}_{PE}$ для частоты 55 Гц (одномодовый режим) показано на Рисунке 4.6(б). Можно видеть, что за счет горизонтальной рефракции происходит дополнительная «засветка»

части переходной области дна. Это связано с тем, что, хотя модовый луч и проходит большее расстояние, но его траектория в меньшей степени затрагивает область с сильным затуханием по сравнению с прямым лучом. Максимальное уменьшение потерь $\Delta\overline{TL} = 22$ дБ.

При рассмотрении более высоких частот, например, $f = 137$ Гц, эффект модовой рефракции при $l = 1$ уменьшается, но становится более выражен для других мод, которые затухают сильнее. Однако, в подобных волноводах первая мода на частотах до 1 кГц все равно является доминирующей в формировании полного поля. По этой причине максимальная разность потерь на частоте 137 Гц уже не будет превосходить величину $\Delta\overline{TL} = 12$ дБ.

Теперь перейдем к проявлению горизонтальной рефракции при распространении широкополосного импульсного сигнала. При известном спектре излучаемого сигнала $S_0(\omega)$ временная реализация на корреляционном приемнике получается с помощью Фурье-синтеза

$$p(t, x, y, z) = 2Re \left(\int_{\omega_1}^{\omega_2} |S_0(\omega)|^2 P(\omega, x, y, z) e^{i\omega t} d\omega \right). \quad (4.6)$$

Здесь предполагается, что источник звука излучает сигналы с равномерным амплитудным спектром $|S_0(\omega)| = 1$ в диапазоне частот от 50 до 70 Гц. В данном частотном диапазоне эффект горизонтальной рефракции более заметен, а потери при распространении звука еще не столь велики.

На Рисунке 4.7 представлены нормированные на максимальное значение огибающие для импульса $p(t)$ в исследуемой полосе частот на расстоянии 100 м и 10000 м от источника звука при распространении сигнала вдоль оси x (см. Рисунок 1.3(б)), а ширина переходной области $\Delta y = 2$ км. На Рисунке 4.7 можно заметить, что в ходе распространения импульса его ширина по уровню 0,5 увеличивается с 0,05 до 0,1 с. Данный результат обусловлен частотной зависимостью коэффициента затухания первой моды $\frac{\gamma_1}{2}$ и внутримодовой дисперсией, т.е. зависимостью V_1^{ph} от частоты.

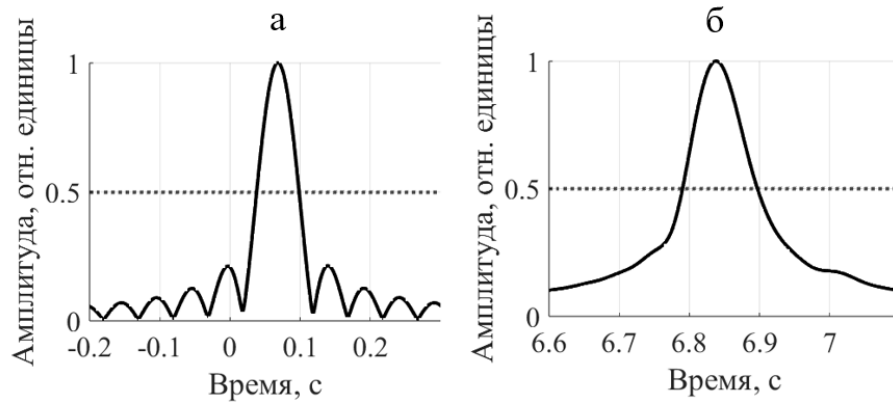


Рисунок 4.7 – Нормированные на максимальное значение огибающие импульса $p(t)$ на расстоянии 100 м (а) и 10000 м (б) от излучателя вдоль прямой $y = 0$ (см. Рисунок 3.1)

На Рисунке 4.8 представлены огибающие сигналов в логарифмическом масштабе, но уже при различных значениях ширины переходной области Δy . Огибающие получены как с учетом горизонтальной рефракции (MPE), так и без учета рефракции ($N \times 2D$ приближение).

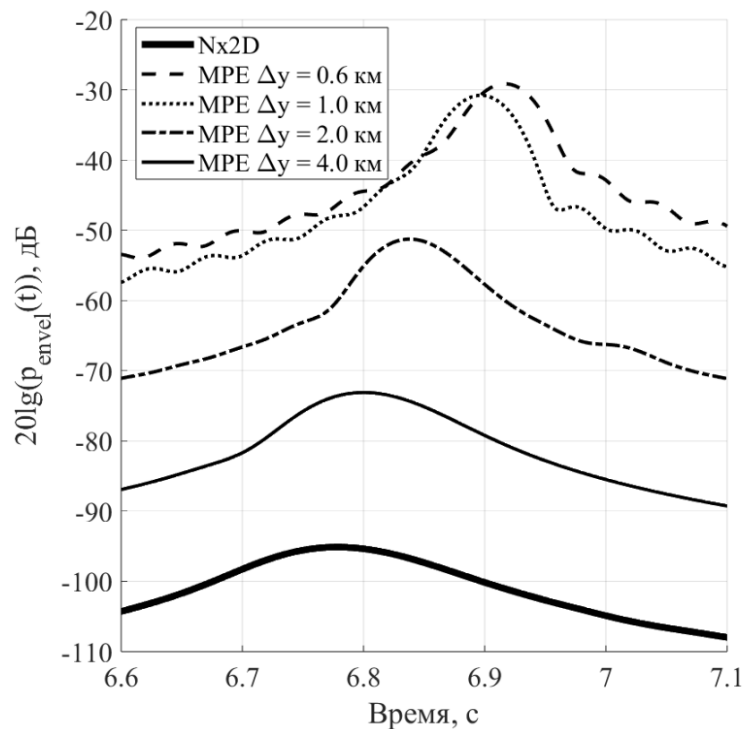


Рисунок 4.8 – Огибающие принимаемого сигнала $p(t)$ в логарифмическом масштабе в точке расположения Антенны № 1 (см. Рисунок 1.3(б)) при различных ширинах переходной области Δy . Нижняя кривая рассчитана без учета горизонтальной рефракции в приближении несвязных азимутов

Анализируя результаты на Рисунке 4.8, можно заключить следующее:

- 1) максимальный уровень звукового давления в точке приема сигнала при распространении низкочастотного импульса увеличивается на 65 дБ по сравнению с приближением несвязных азимутов. Такой результат обусловлен тем, что при распространении по криволинейной траектории импульс в меньшей степени затрагивает область с сильным затуханием. При этом наблюдается наличие порогового значения $\Delta y = 1$ км, после которого повышение уровня звука становится незначительным;
- 2) при уменьшении ширины переходной области время распространения импульса увеличивается, поскольку сигнал движется по искривленной траектории. Отличие времени распространения при ширине $\Delta y = 0,6$ км и $\Delta y = 4$ км составляет $\approx 0,12$ с.

4.3 Горизонтальная рефракция в волноводе с неоднородной структурой дна (Карское море)

Результаты численного моделирования для идеализированной модели волновода (Раздел 4.2) продемонстрировали возможность возникновения горизонтальной рефракции в мелководном волноводе в области перехода от водоподобного дна к акустически жесткому дну при постоянной толщине водного слоя. При этом максимальный угол рефракции зависит от величины ширины переходной области (или градиента скорости звука в дне $|\nabla_{x,y} c_b|$). Покажем возникновение аналогичной горизонтальной рефракции в условиях, приближенных к реальному дну. Для этого будем рассматривать акустическую трассу на Рисунке 1.3(б) между Источником №1 и Антенной №1. Более подробное распределение скорости звука в дне на горизонте 55 м от водной поверхности представлено на Рисунке 4.9. Здесь же стрелками отмечены градиенты скорости звука на данном разрезе. Обратим внимание, что преимущественное направление градиентов – вдоль оси Y .

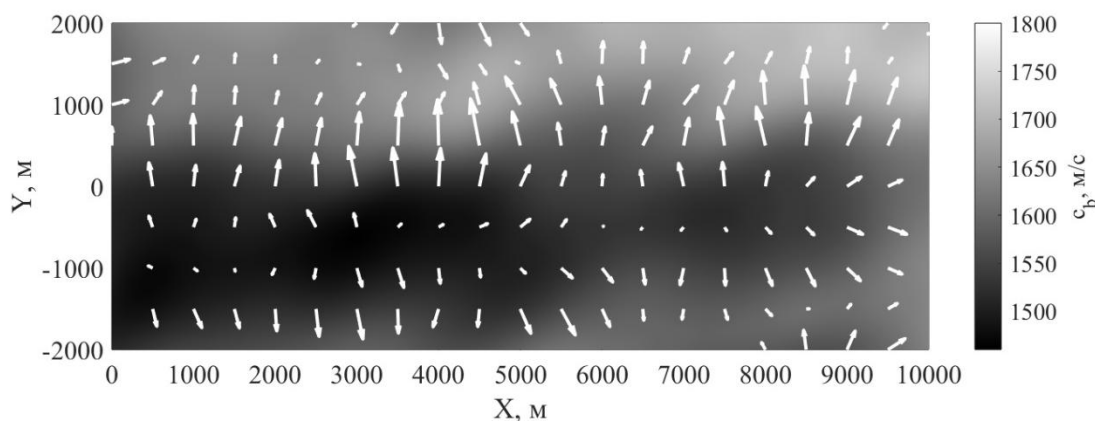


Рисунок 4.9 – Горизонтальный разрез поля скорости звука в мелководном районе Карского моря на глубине 55 м. Белыми стрелками обозначено распределение градиентов $\nabla_{x,y}c_b$

Вычисленные для выбранной области распределения фазовой скорости V_l^{ph} и коэффициента затухания $\frac{\gamma_1}{2}$ первой моды на частоте 55 Гц и первых трех мод на частоте 137 Гц показаны на Рисунке 4.10. На рисунке отчетливо видна сильная пространственная изменчивость фазовой скорости моды в области низкоскоростного дна. Распределение фазовой скорости имеет «каньонообразный» вид. В работе [123] была рассмотрена горизонтальная рефракция при профиле дна в форме каньона. Ожидается, что схожая пространственная структура фазовой скорости приведет к аналогичным эффектам горизонтальной рефракции. Однако в случае неоднородностей в дне в области, где наблюдаются наибольшие градиенты фазовой скорости, коэффициент затухания имеет максимальные значения, что подчеркивает специфику решаемой в настоящей диссертации задачи.

На Рисунке 4.11 представлены пространственные распределения средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} (левый столбец) и разности потерь $\Delta\overline{TL}$ с учетом и без учета горизонтальной рефракции (правый столбец). Проанализированы частоты источника 55 Гц и 137 Гц. Из рисунка видно, что влияние горизонтальной рефракции на первую моду для двух частот отличается, что связано с разной глубиной проникновения этой моды в дно. В случае 55 Гц фазовая скорость первой моды V_1^{ph} на исследуемом участке меняется от 1483 м/с

до 1522 м/с, а в случае 137 Гц – от 1468 м/с до 1473 м/с. При этом максимальная разница потерь акустического поля $\Delta\overline{TL}_{55} \approx 4$ дБ и $\Delta\overline{TL}_{137} \approx 2$ дБ.

Рассмотрим влияние рефракции для одной частоты 137 Гц, но для разных номеров мод $l = 1, 2, 3$ (Рисунке 4.11 – со второй по четвертую строчки). Отличие в фазовых скоростях мод растет с повышением ее номера. Другими словами, можно наблюдать более глубокую «каньонообразную» структуру, приводящую ко все более существенному проявлению горизонтальной рефракции, что отчетливо видно на Рисунке 4.11

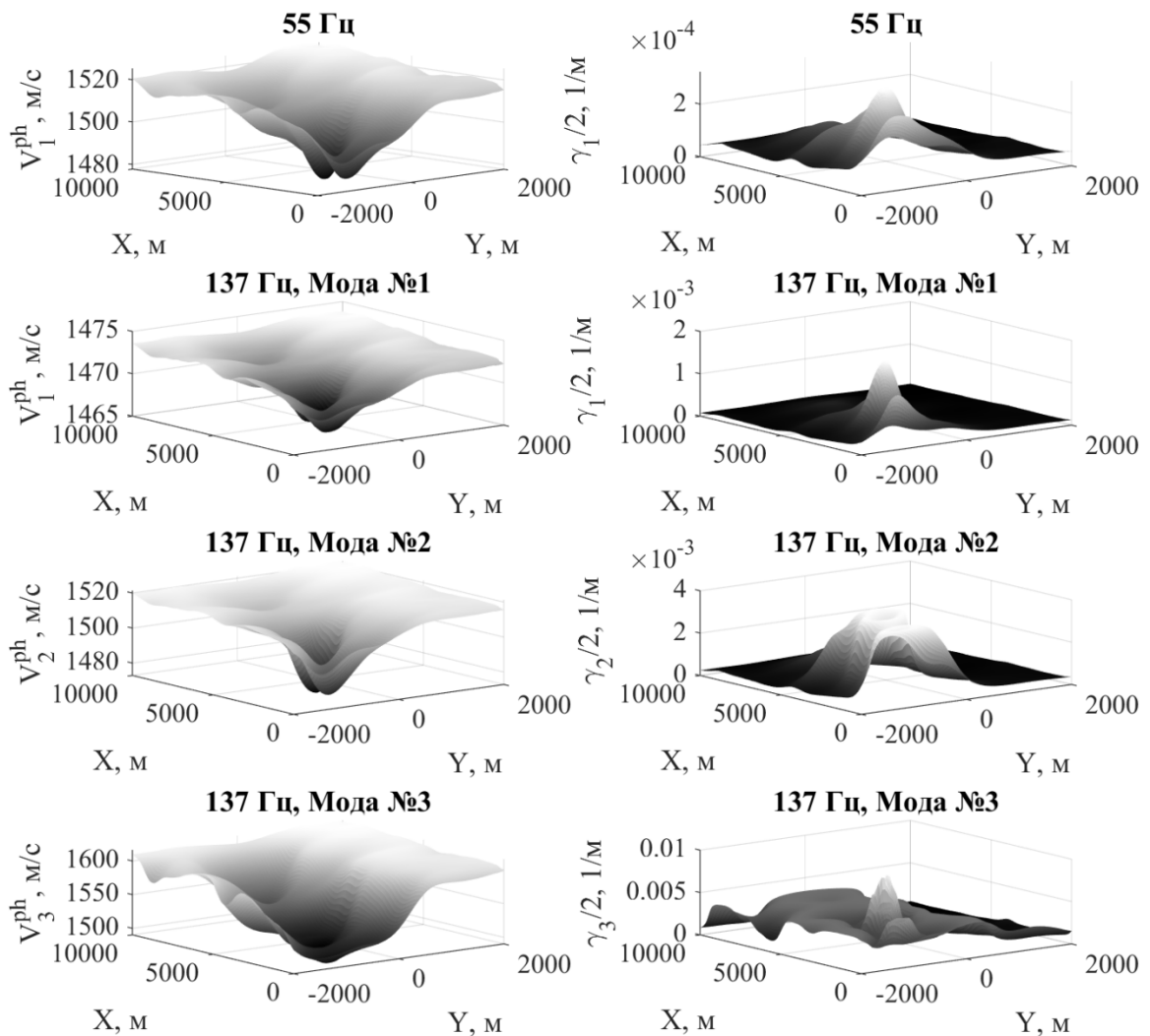


Рисунок 4.10 – Пространственное распределение фазовой скорости V_l^{ph} (левый столбец) и коэффициента затухания $\frac{\gamma_l}{2}$ (правый столбец) первой моды на частоте 55 Гц (первый ряд) и первых трех мод на частоте 137 Гц (со второго по четвертый ряд)

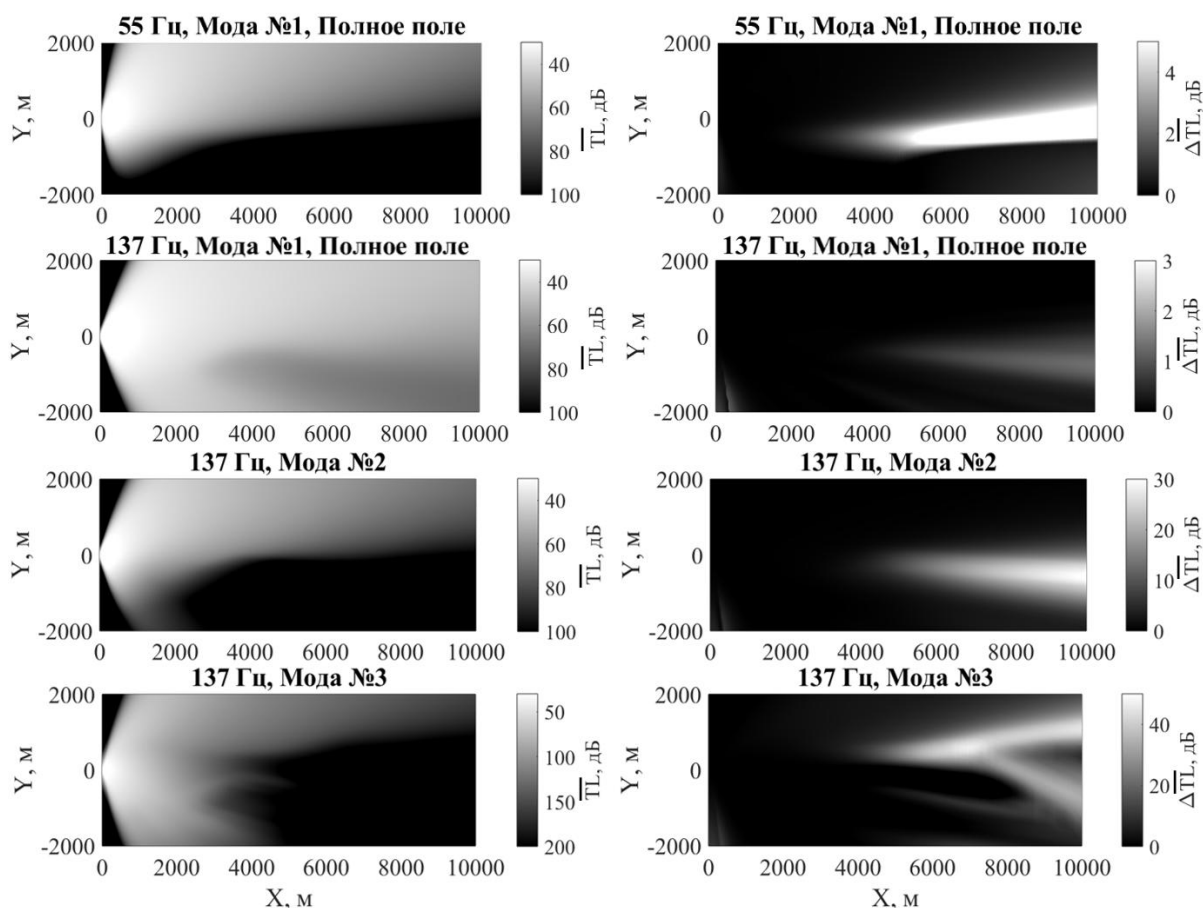


Рисунок 4.11 – Пространственное распределение средних по глубине потерь при распространении \overline{TL} (левый столбец) и разности потерь при распространении с учетом и без учета горизонтальной рефракции $\Delta\overline{TL}$ (правый столбец) для первой моды на частоте 55 Гц (первый ряд) и первых трех мод на частоте 137 Гц (со второго по четвертый ряд)

Другим фактором, определяющим проявление горизонтальной рефракции отдельных волноводных мод, является положение излучателя относительно оси «каньона». Если в случае первой моды $l = 1$ на частоте 137 Гц источник звука расположен на границе «каньона», то уже для моды $l = 3$ на дне «каньона».

При рассмотрении влияния горизонтальной рефракции на распространение короткого импульса в полосе частот от 35 до 65 Гц (см. Рисунок 4.12), когда поле формируется только одной волноводной модой, на Рисунке 4.12(а) наблюдается повышение максимального уровня звукового давления $SPL = \max_t(20 \lg(p_{envel}(t)))$, рассчитанного с учетом горизонтальной рефракции, по

сравнению с расчетом в приближении несвязных азимутов. Отличие уровней звукового давления составляет $\Delta SPL \approx 11$ дБ. При этом наблюдается задержка времени прихода импульсного сигнала, примерно равная $\Delta t = 0,1$ с. Также обнаруживается перераспределение энергии в горизонтальной плоскости, что изображено на Рисунке 4.12(б). Максимум разности уровней $\Delta SPL \approx 4$ дБ смещен на ~ 500 м. В соответствии Рисунку 4.7 проводится анализ ширины импульса по уровню 0.5 на расстоянии 100 м и 10000 м от источника звука. Наблюдается его возрастание в 1.5 раза. На расстоянии 100 м длительность импульса составляет 0,04 с, а на 10000 м – 0,06 с. Как и в случае идеализированной модели волновода изменение длительности импульса обусловлено частотной зависимостью коэффициента затухания первой моды $\frac{\gamma_1}{2}$ и ее внутримодовой дисперсией.

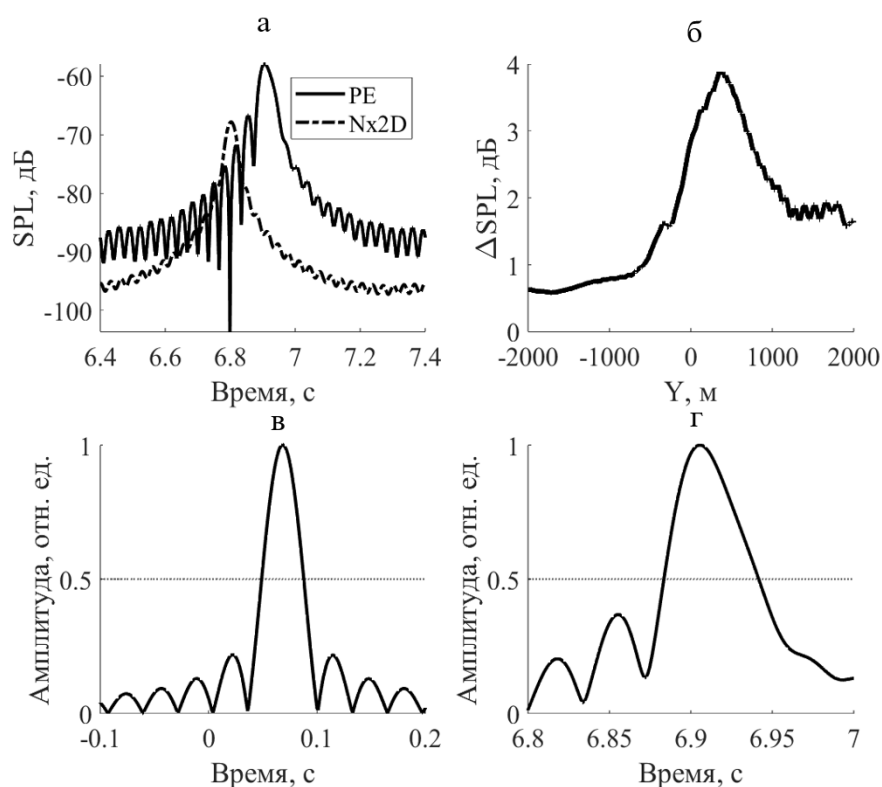


Рисунок 4.12 – а – Огибающие принимаемого импульса $p(t)$ в логарифмическом масштабе на расстоянии 10000 м от излучателя в точке расположения Антенны №1 на глубине 28 м с учетом и без учета горизонтальной рефракции; б – разность максимального SPL на расстоянии 5000 м от источника звука вдоль координаты Y ; в, г – нормированные на максимальное значение огибающие импульса $p(t)$ на расстоянии 100 м и 10000 м вдоль оси X

4.4 Функционирование горизонтальной антенны в волноводе с неоднородным дном (Карское море)

Оценим углы рефракции для двух частот (55 и 137 Гц) в рамках численных экспериментов с применением горизонтальных антенн. Для этого источник звука помещается в точку с координатами (0,-1000,32) м. Расположение источника отображено на горизонтальном разрезе поля скорости звука для выбранного прямоугольного участка дна в Карском море на Рисунке 4.13(а). Ниже на Рисунке 4.13(б) представлено распределение амплитуд и траектории модовых лучей первой моды для частоты 137 Гц. Знание углов рефракции необходимо для более точного пеленгования подводных объектов (см. [124-125]).

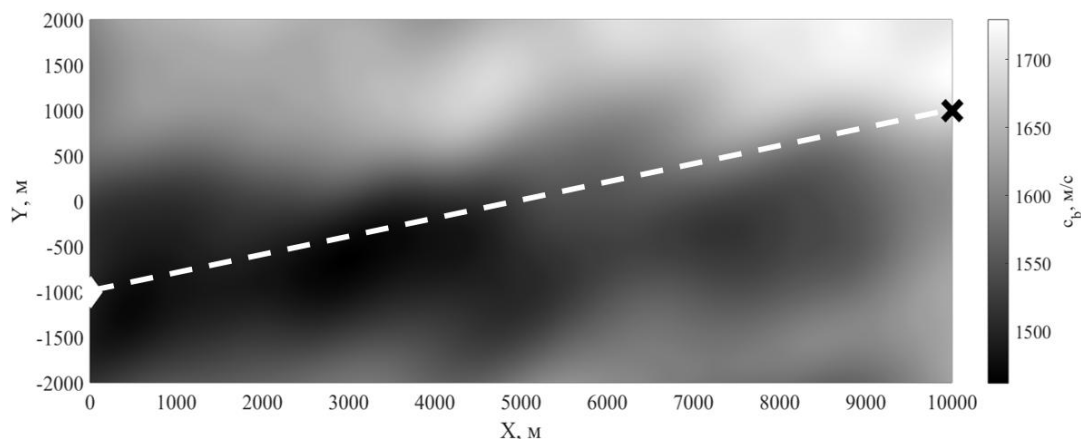
Для определения угла отклонения от прямолинейного распространения акустических волн используется фазированная горизонтальная линейная антенна достаточно большой длины, обеспечивающая угловое разрешение, сравнимое с углом рефракции (единицы градусов). Отклик такой антенны $S(\phi)$ на тональный сигнал определяется выражением из [126]:

$$S(\phi) = \left| \frac{1}{Q} \sum_{q=1}^Q P_q W_q \exp(i \operatorname{Re}(\xi_1) d(q - \hat{q}) \sin \phi) \right|, \quad (4.7)$$

где ϕ – угол компенсации антенны (отсчитывается от нормали к антенне), Q – количество гидрофонов в линейной антенне (для частоты источника звука 137 Гц – $Q = 201$ и для 55 Гц – $Q = 77$), P_q – амплитуда звукового поля в волноводе на гидрофоне с номером q , W_q – чувствительность гидрофона, определяемая выбранным окном аподизации, $d = \frac{\lambda}{2}$ – расстояние между гидрофонами (137 Гц – $d = 5$ м, 55 Гц – $d = 13$ м), $\operatorname{Re}(\xi_1)$ – действительная часть собственного значения первой моды в точке расположения центрального гидрофона антенны, \hat{q} – номер центрального гидрофона. При расчетах для подавления боковых лепестков применялось окно Хемминга вида:

$$W_q = 0,53836 - 0,46164 \cos\left(\frac{2\pi(q-1)}{Q-1}\right). \quad (4.8)$$

а



б

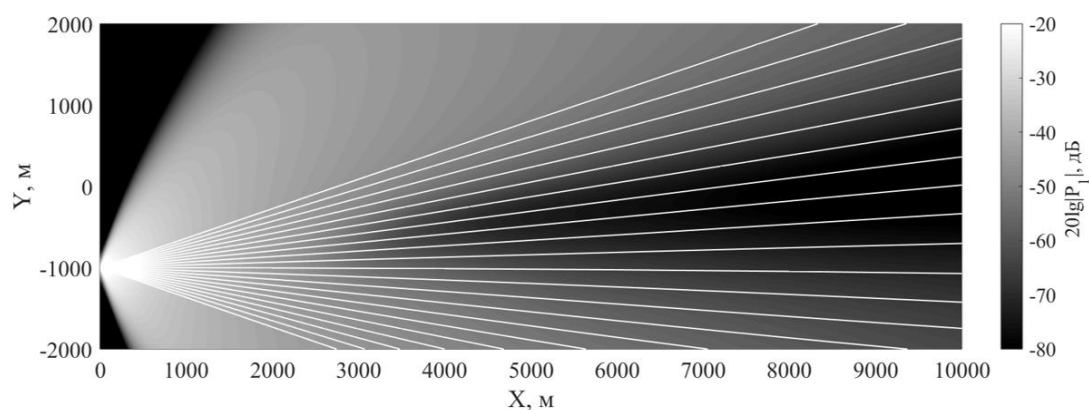


Рисунок 4.13 – а – Горизонтальный разрез поля скорости звука на исследуемом участке Карского моря на глубине 55 м от границы вода-дно. Белым ромбом отмечено положение источника звука, черным крестиком – центр горизонтальной антенны; б – Распределение амплитуды и траектории модовых лучей первой моды для частоты источника звука 137 Гц

На Рисунке 4.14 показано изменение нормированного отклика линейной антенны длиной 1000 м, расположенной на глубине 32 м, в зависимости от угла компенсации ϕ в случае однородного (скорость звука в дне постоянна и равна среднему значению по всему волноводу $\bar{c}_b = 1600 \frac{\text{м}}{\text{с}}$) и неоднородного дна для частот сигнала 55 Гц (Рисунок 4.14(а)) и 137 Гц (Рисунок 4.14(б)). На первом рисунке хорошо заметно изменение угла компенсации на $\beta_{55}^1 = \Delta\phi = 3,4^\circ$ при учете неоднородностей в дне. Такое изменение имеет место при расположении источника звука и центра приемной антенны так, как показано на Рисунке 3.24(а).

В Таблице 4.1 представлены результаты численного эксперимента для различных положений антенны (антенна остается параллельно оси Y). Показано,

как смещается максимум отклика антенны относительно фактического направления. Видно, что смещение максимума сильно зависит от взаимного расположения системы «источник-приемная антенна».

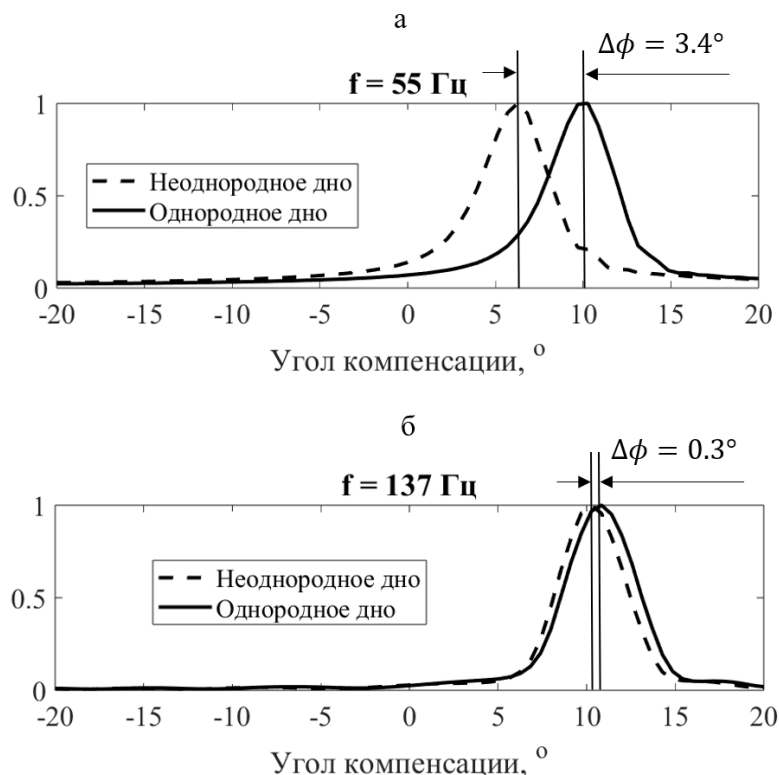


Рисунок 4.14 – Отклик горизонтальной антенны на частоте (а) – 55 Гц и (б) – 137 Гц. Штриховая линия соответствует случаю неоднородного дна с учетом эффекта модовой горизонтальной рефракции; сплошная линия – однородному дну

Таким образом, наиболее сильное влияние горизонтальной рефракции на отклик антенны наблюдается при следующих условиях:

1. присутствие областей, где скорость звука в дне приблизительно равна скорости звука в воде $c_b \approx c_w$, т.е. водоподобных осадков;
2. наличие выделенного направления для вектора градиента поля скорости звука в дне, составляющего угол близкий к 90° к волновому вектору акустических волн;
3. достаточно большое значение модуля вектора градиента поля скорости звука в дне. В рассматриваемой модели волновода величина $|\nabla_{x,y} c_b|$ составляет 0,002 (м/с)/с.

Все эти условия в той или иной степени выполнены для акустической трассы, выбранной нами для моделирования и показанной на Рисунке 4.13(а) штриховой линией, соединяющей источник и приемную антенну.

Таблица 4.1 – Угол рефракции $\beta_f^1 = \Delta\phi$ в градусах при различных положениях центра горизонтальной антенны

Расположение центра антенны (см. Рисунок 4.13а)	$\Delta\phi$ при частоте 55 Гц	$\Delta\phi$ при частоте 137 Гц
- 1500 м	+1.6°	+0.2°
- 1000 м	+2.5°	+0.1°
- 500 м	+1.8°	-0.2°
0 м	-0.5°	-0.3°
500 м	-3.1°	+0.1°
1000 м	-3.4°	-0.3°
1500 м	-2.5°	-0.4°

4.5 Выводы к четвертой главе

1. С помощью численного моделирования для двух моделей мелководных волноводов с неоднородным дном и постоянной глубиной выявлены особенности тональных и широкополосных звуковых полей, связанные с эффектом модовой горизонтальной рефракции.
2. На низких частотах (до 150 Гц) на границе водоподобного дна наблюдается модовая горизонтальная рефракция акустических волн, которая проявляется в случаях: а) искривления модовых лучей, б) увеличения амплитуды и уменьшения потерь при распространении, в) при дополнительной задержке времени прихода импульса, г) при смещении пеленга на источник.

ГЛАВА 5. ФОРМИРОВАНИЕ ШУМОВОГО ПОЛЯ В МЕЛКОВОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ВОДОПОДОБНЫМ ДНОМ

В предыдущих главах были рассмотрены особенности распространения звука, излучаемого стационарно установленным точечным источником в волноводах с неоднородным дном. Не менее актуальным для этих же волноводов является исследование шумовых полей различной природы, составляющих акустические ландшафты. В данной главе изучается формирование отдельных спектральных составляющих шумового поля ветрового волнения (распределенные источники) и движущегося судна (сосредоточенный источник) при наличии неоднородностей в структуре дна волновода. В рамках численного моделирования для двух моделей волновода: идеализированной и приближенной к реальной – оценивается влияние неоднородной структуры верхнего осадочного слоя на интенсивность шума и форму его диаграммы направленности как в вертикальной, так и в горизонтальной плоскости. В конце главы приводятся результаты численных экспериментов, где демонстрируются возможности локализации водоподобных областей по тональным компонентам шума движущегося судна в одном из районов Карского моря. Горизонтальная рефракция при анализе шумовых полей в указанных волноводах не учитывается.

5.1 Модель шумового поля ветрового волнения

Наиболее существенными источниками подводного шума на низких частотах (до 500 Гц) [89] могут быть флуктуации турбулентного давления, кавитационный шум захлопывающихся пузырьков при волнении поверхности моря, излучение пузырьков в толще воды, шумы судов. При взаимодействии поверхностных волн образуются звуковые волны, которые также могут повышать уровень шума. Кроме того, значительный вклад в окружающий шум на низких частотах может вносить непосредственное воздействие ветра на поверхность моря, приводящее к обрушению гребней волн на поверхности моря [127].

При этом уровень шума не является постоянной величиной, а зависит от условий среды. Физические механизмы флуктуаций уровня шума ветрового волнения можно разделить на первичные (изменчивость энергетических, временных и пространственных характеристик источников шума) и вторичные (изменчивость условий распространения шума). К первичным для диапазона частот от 0,1 до 10 кГц относятся скорость ветра и обрушение гребней волн. Ветер определяет поверхностную плотность мощности источников в широком диапазоне частот. Обрушение волн, проявляющееся при достаточно сильном ветре, создает картину «мерцающих» [128] по различным направлениям и во времени источников, что подчеркивает случайность данного процесса. Ко вторичным механизмам можно отнести гидрологические неоднородности в водной толще, а также неоднородности границ волновода.

Рассмотрим шумовое поле изотропного ветрового волнения в рамках модели из монографии [96]. Для этого выберем область водной поверхности (радиусом R_{noise}), центр которой соответствует положению приемника, как изображено на Рисунке 5.1. Введем координатные оси x, y с началом в центре окружности. Круговая область разбивается на сектора с угловой шириной $\Delta\theta$. Каждый сектор делится на элементы площади (ячейки) с радиальным размером Δr . Каждому элементу отвечает один шумовой источник, который располагается на глубине $z_s = \frac{\lambda}{4}$, λ – длина звуковой волны. Суммированием звуковых полей всех источников в пределах круговой области находится случайная реализация комплексной спектральной амплитуды шумового поля для заданной частоты f :

$$P_{noise}(z; f) = \sum_{g=1}^G \exp(ia_g) \sum_{j=1}^J \exp(ib_j) (ns_{j,g}) \sqrt{S_j \frac{P(r_j, z, \theta_g; f)}{P_0}} \sqrt{\Delta t}, \quad (5.1)$$

где G – количество рассматриваемых секторов, J – количество источников шума, расположенных в одном секторе ($R_{noise} = J\Delta r$), $ns_{j,g}^2$ – интенсивность шумовых источников (*noise source intensity*) на единицу площади поверхности ($ns_{j,l}^2 = p_0^2 10^{\frac{NSL_{j,l}}{10}}$, $p_0 = 1 \text{ мкПа}/(\text{м} \cdot \sqrt{\text{Гц}})$, $NSL_{j,g}$ – уровень шума в дБ отн. $1 \text{ мкПа}^2/(\text{м}^2 \cdot$

Гц) ветрового волнения отдельного источника (*Noise Source Level*) в каждой ячейке с площадью $S_j = 2\pi r_j \Delta r \Delta \theta$, a_g и b_j – случайные величины в диапазоне от 0 до 2π , распределенные равномерно и задающие случайное распределение фазы источников; $P(r_j, z, \theta_g; f)$ – комплексная спектральная амплитуда звукового поля точечного приповерхностного источника, находящегося на расстоянии r_j от приемника; P_0 – значение $P(r_j, z, \theta_g; f)$ на расстоянии 1 м от приповерхностного источника. Частотные и временные интервалы берутся равными $\Delta f = 1$ Гц и $\Delta t = 1$ с.

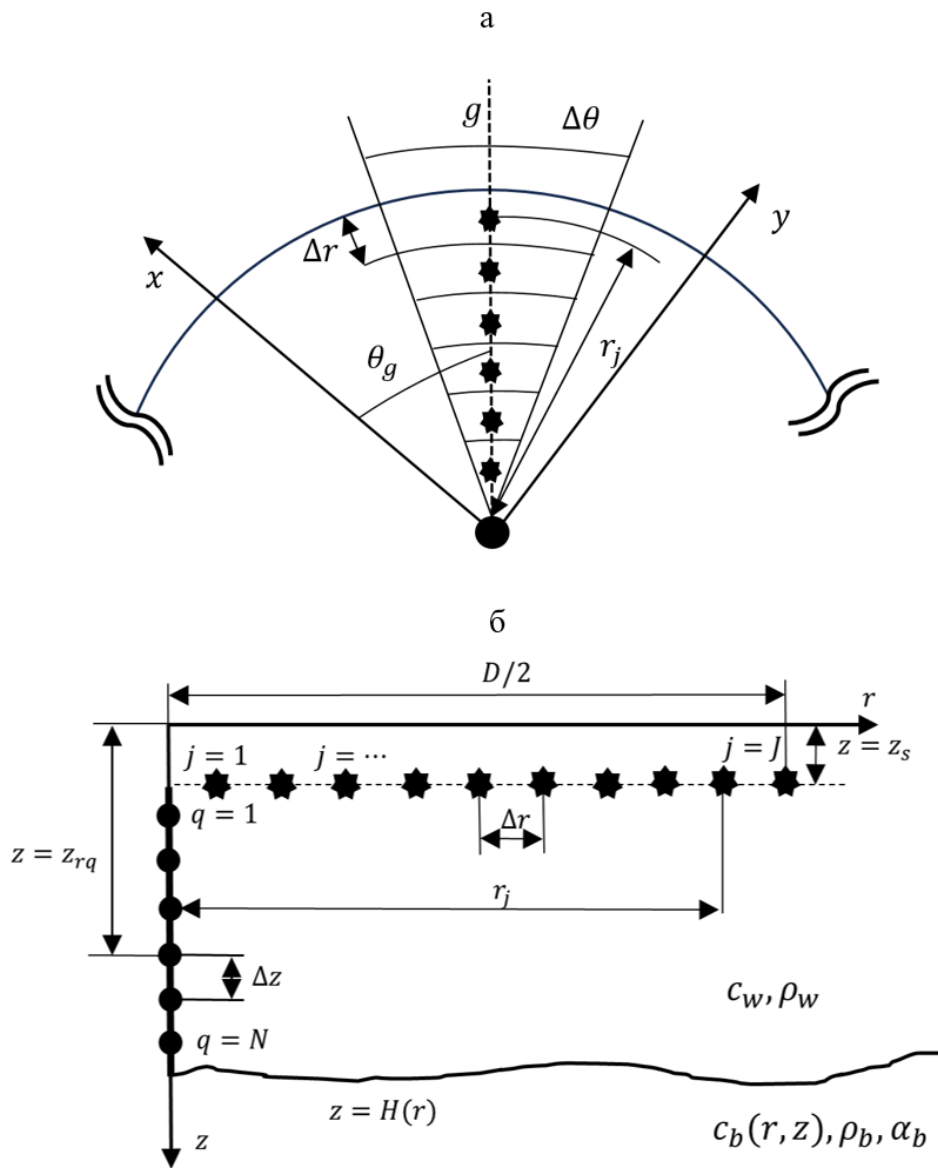


Рисунок 5.1 – Модель расчета шумового поля: (а) – вид сверху на один из секторов и (б) – вид сбоку для одного из выделенных направлений. Звездочками отмечены шумовые источники; кружками – приемники

Характеристика направленности шума в горизонтальной плоскости вычисляется аналогично (5.1), но без суммирования по разным направлениям:

$$D_{hor}(\theta_g) = \sum_{j=1}^J \exp(ib_j) (ns_{j,g}) \sqrt{S_j} \frac{P(r_j, z, \theta_g; f)}{P_0} \sqrt{\Delta t}. \quad (5.2)$$

Для волновода с однородным дном указанная диаграмма направленности не зависит от θ_g .

Для анализа влияния неоднородностей в структуре дна на направленность шумового поля распределенных источников рассчитываются усредненные диаграммы направленности в вертикальной плоскости. Вертикальная характеристика направленности шума $D_{ver}(\phi)$ находится по формуле:

$$D_{ver}(\phi; f) = \frac{1}{H_A} \int_0^{H_A} P_{noise}(z; f) e^{-ik_w(f)z \sin \phi} dz, \quad (5.3)$$

где H_A – толщина водного слоя в месте регистрации шума, $k_w = \frac{2\pi f}{c_w}$ – волновое число в водном слое, ϕ – угол компенсации в вертикальной плоскости, отсчитываемый от горизонтального направления.

При построении вертикальных и горизонтальных диаграмм результаты расчета по (5.2) и (5.3) берутся по модулю и представляются в дБ относительно минимального (или близкого к минимальному) значения, общего для всех кривых (вертикальных либо горизонтальных диаграмм), согласно формулам

$$D_{hor}^{dB}(\theta) = 20 \lg \left| \frac{D_{hor}(\theta)}{D_{min}} \right|, \quad (5.4a)$$

$$D_{ver}^{dB}(\phi) = 20 \lg \left| \frac{D_{hor}(\phi)}{D_{min}} \right|. \quad (5.4b)$$

Также на основе $P_{noise}(z)$, получаемой согласно (5.1), рассчитывается модовый состав – амплитуды мод \tilde{P}_l – шумового поля, аналогично (1.25)

$$\tilde{P}_l(f) = \int_0^{H_A} P_{noise}(z; f) \Psi_l(z; f) dz. \quad (5.5)$$

5.1.1 Оценка размеров шумовой области

В формуле (5.1) суммирование ведется по дискретным участкам шумовой области радиуса R_{noise} . Ранее в [97-98] уже было продемонстрировано, что площадь поверхности, с которой «собирается» шум ветрового волнения, может достигать сотен квадратных километров. Предварительно оценим эффективный радиус R_{noise} шумовой области для однородных волноводов в случае жесткого дна ($c_b = 1600$ м/с) и водоподобного дна ($c_b = 1400$ м/с) на примере волновода Пекериса. Остальные параметры волновода, представленные в Таблице 5.1, постоянны.

Таблица 5.1. – Параметры волновода Пекериса

$H, \text{ м}$	$c_w, \frac{\text{м}}{\text{с}}$	$\rho_w, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\rho_b, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\alpha_b, \frac{\text{дБ}}{\lambda}$
28	1470	1000	1850	0.33

Согласно описанной модели (5.1) вблизи водной поверхности на глубине $z_s = 0,75$ м расположены источники шума. Здесь и далее в работе рассматривается только одна компонента шума ветрового волнения в полосе частот 1 Гц при $f = 500$ Гц. На этой частоте спектр шума имеет максимальное значение при скорости ветра 5–8 м/с, что отмечено в [126, 129]. Основываясь на цитируемых работах, использовано следующее значение уровня шума: $NSL \approx 50$ дБ отн. $1 \text{ мкПа}^2 / (\text{м}^2 \text{ Гц})$.

На Рисунке 5.2 представлены зависимости средней спектральной интенсивности ($\Delta f = 1$ Гц, $\Delta t = 1$ с)

$$I_{\omega}(z; \omega) = \frac{|P_{noise}(z; f)|^2 \Delta f}{2\rho_w c_w \Delta t} \quad (5.6)$$

(за вычетом 50 дБ) от радиуса шумовой области R , с которой «собирается» шум в заданную точку, для двух значений скорости звука в дне. Из рисунка видно, что при достижении определенного (эффективного) значения радиуса шумовой области значение средней интенсивности меняется слабо (интенсивность шума при эффективном радиусе R_{noise} отличается менее чем на 1 дБ от интенсивности шума при $R = \infty$). Вычисления показали, что эта величина составляет $R_{noise} = 1$ км при $c_b = 1400$ м/с, $R_{noise} = 5$ км – $c_b = 1600$ м/с. Уровень шума при этом отличается на 4 дБ. Таким образом, для волноводов с неоднородным дном и постоянной глубиной $H \approx 28$ м, скоростью звука в воде $c_w = 1470$ м/с и скоростью звука в дне c_b , меняющейся в диапазоне от 1400 до 1600 м/с, рекомендуемым радиусом для моделирования является 5 км.

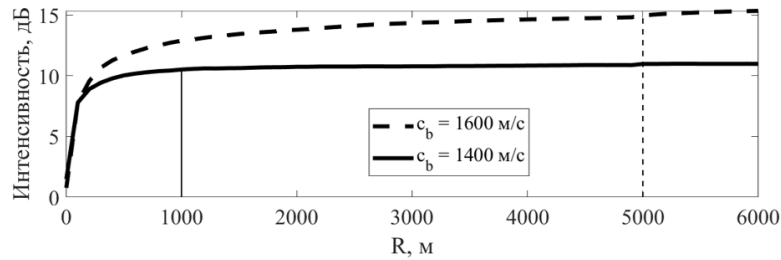


Рисунок 5.2 – Зависимость усредненной по глубине интенсивности шума от радиуса области R_{noise} для двух значений скорости звука в дне. Вертикальными линиями отмечены эффективные радиусы R_{noise} : сплошная – $c_b = 1400$ м/с; пунктирная – при $c_b = 1600$ м/с

Согласно модели ветрового шума Купермана и Ингенито, разработанной в [130], в рамках модового описания шумового поля можно рассчитать вертикальные профили спектральной интенсивности в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц:

$$I_{\omega}(z; \omega) = \frac{N_s^2 \Delta \omega}{2\rho_w c_w} \sum_{l=1}^{M(\omega)} \frac{\Psi_l^2(z_s) \Psi_l^2(z)}{\gamma_l q_l}, \quad (5.7)$$

где $N_s^2(\omega) = (p'_0)^2 10^{\frac{SL(\omega)}{10}}$ – спектральная интенсивность шумовых источников, $SL(\omega)$ – уровень шума отдельного источника (дБ отн. $1 \frac{\text{мкПа}^2}{\text{Гц}}$); $p'_0 = 1 \frac{\text{мкПа}}{\sqrt{\text{Гц}}}$; q_l и

γ_l – действительная и мнимая части постоянной распространения моды $\xi_l = q_l + i \frac{\gamma_l}{2}$. Авторами предполагается, что шумовая область имеет бесконечные размеры.

Сравним полученные вертикальные профили интенсивности, рассчитанные с помощью широкоугольного параболического уравнения и формулы (5.6) в полосе частот 1 Гц и модового подхода Купермана и Ингенито (5.7). На Рисунке 5.3 продемонстрированы вертикальные профили интенсивности для двух значений скорости звука в дне. В (5.1) присутствуют множители, отвечающие за случайное значение фазы. По этой причине на Рисунке 5.3 изображены средние вертикальные профили для 100 реализаций, а также доверительные интервалы для каждой глубины. Отличие значений для средних профилей не превышает 1 дБ.

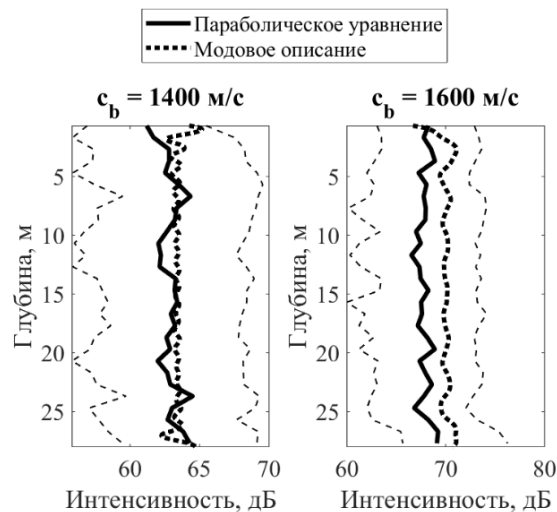


Рисунок 5.3 – Вертикальные профили интенсивности шума в дБ на частоте 500 Гц, рассчитанные в рамках широкоугольного параболического уравнения и с помощью формулы (5.5) для двух значений скорости звука в дне. Штриховые кривые обозначают доверительные интервалы для 95 % при усреднении по ансамблю случайных реализаций шума

В работе предполагается, что дно является жидкой средой без сдвиговых волн (см. Глава 1). В этом случае для расчета зависимостей коэффициента отражения звуковой волны от угла скольжения χ можно воспользоваться формулами Френеля (Рэля), приведенными в работе [19]. Результаты расчетов для параметров волновода, приведенных в Таблице 5.1, показаны на Рисунке 5.4. Такая оценка дает представление о направленности шума в вертикальной

плоскости и вкладах в результирующее поле приповерхностных распределенных источников, находящихся на разном удалении от приемной системы, при отражении от разных типов дна. Видно, что в случае $c_b = 1600$ м/с наблюдается полное отражение при углах скольжения до $\chi \approx 23^\circ$. Когда $c_b = 1400$ м/с при угле скольжения $\chi \geq 12^\circ$ контрастность двух сред (вода и дно) пропадает, что означает полную прозрачность границы. Моды с наклоном бриллюэновских лучей [131] $\chi \geq 12^\circ$ полностью или частично уходят в дно и почти не приносят энергии в заданную точку. Таким образом, в случае водоподобного дна результирующее поле формируется в основном за счет прямых сигналов.

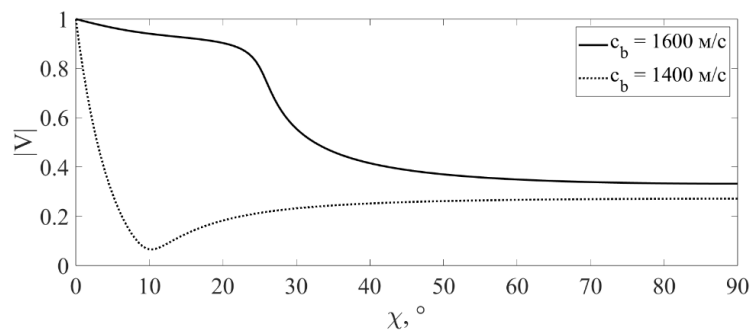


Рисунок 5.4 – Зависимость модуля коэффициента отражения от угла скольжения χ при двух значениях скорости звука в дне

1.1.2 Идеализированная модель волновода

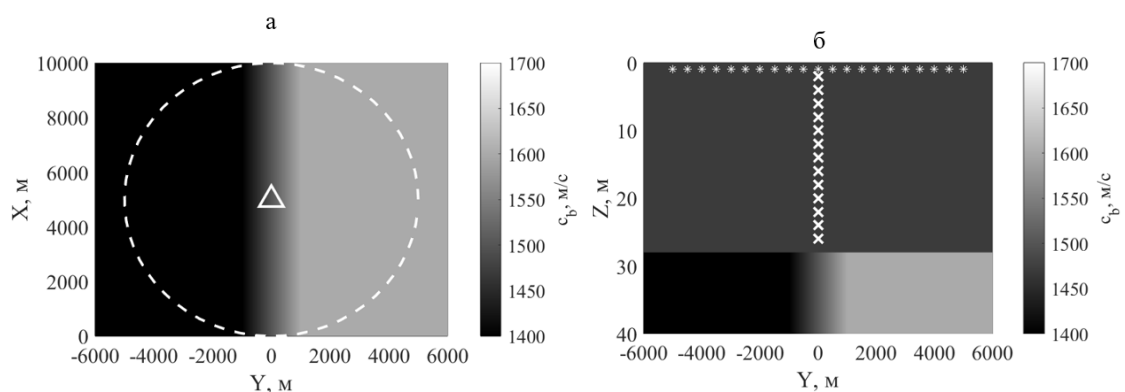


Рисунок 5.5 – (а) Горизонтальный и (б) вертикальный разрез волновода с линейным изменением скорости звука в дне. Штриховой линией обозначена шумовая область радиусом 5 км; треугольником – расположение вертикальной антенны; звездочки – приповерхностные источники шума; крестики – гидрофоны на вертикальной антенне

В рамках идеализированной модели с неоднородной структурой дна в виде переходной области от акустически жесткого дна к акустически мягкому дну рассматривается волновод (см. Рисунок 5.5), аналогичный модели на Рисунке 1.3(б) (см. Раздел 1.1 Главы 1) с кусочно-линейным изменением скорости звука в дне c_b . С помощью численного моделирования анализируется пространственная изменчивость диаграммы направленности шума как в горизонтальной $D_{hor}^{dB}(\theta)$, так и в вертикальной плоскости $D_{ver}^{dB}(\phi)$. Подчеркнем здесь, что указанные диаграммы позволяют определить степень влияния акустических шумов, приходящих с разных направлений по горизонтали и по вертикали, на средний по глубине уровень шума, регистрируемый вертикальной цепочкой гидрофонов. Ширина переходной области $\Delta y = 2$ км. Радиус шумовой области $R_{noise} = 5$ км (граница области обозначена штриховой линией на Рисунке 5.5(а)).

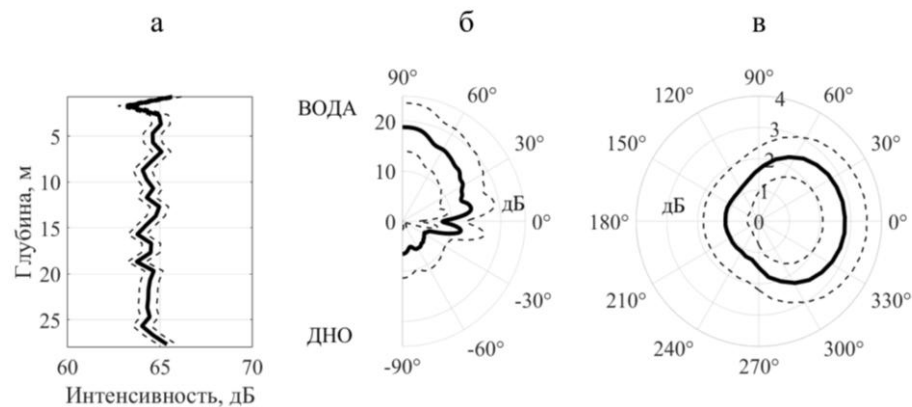


Рисунок 5.6 – (а) Вертикальный профиль интенсивности, (б) нормированная вертикальная диаграмма направленности шума $D_{ver}^{dB}(\phi)$, (в) нормированная горизонтальная диаграмма направленности $D_{hor}^{dB}(\theta)$ шумового поля в центре переходной области $Y = 0$ м (Рисунок 5.5).

Сплошной линией показан результат усреднения по 100 случайным реализациям поля, штриховыми линиями – доверительный интервал с вероятностью 95%

На Рисунке 5.6 представлены результаты моделирования в случае расположения приемной системы в центре переходной области $Y = 0$ (см. Рисунок 5.5), где сплошная линия соответствует усредненному значению для 100 реализаций случайных фаз шумовых полей, а штриховые линии характеризуют

возможные отклонения интенсивности для каждой глубины, соответствующие доверительному интервалу 95%.

Влияние донной неоднородности на направленность шума распределенных источников в горизонтальной плоскости (см. Рисунок 5.6(в)) является слабым, но все же характеризуется приходом большей энергии на величину ≈ 2 дБ со стороны жесткого дна, где $c_b > c_w$, по сравнению с приходом энергии со стороны мягкого дна, где $c_b < c_w$. В случае вертикальной направленности шума (Рисунок 5.6(б)) интенсивность акустических шумов, приходящих сверху на 15 дБ больше, чем для шумов, отраженных от дна. Это связано с «утеканием» энергии из водного слоя в дно в области осадков с низкой скоростью звука. Два центральных лепестка соответствуют углам скольжения бриллюэновских лучей четвертой моды ($\chi_{l=4} \approx 11^\circ$), вносящей наибольший вклад в интенсивность (см. Рисунок 5.8).

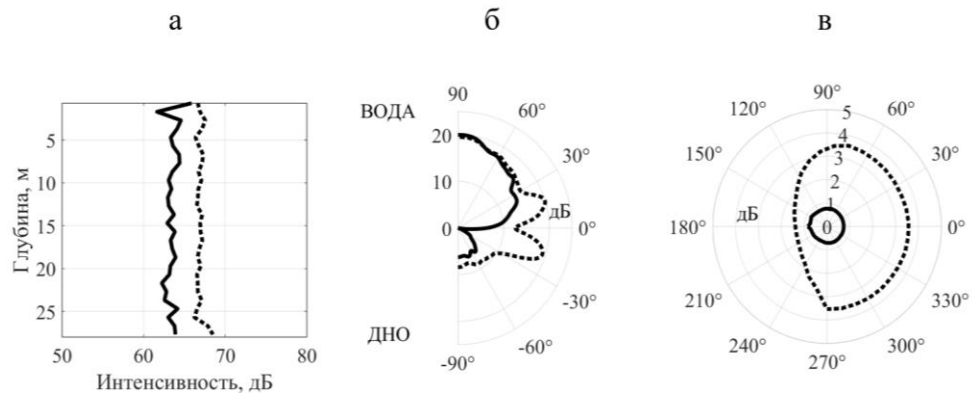


Рисунок 5.7 – (а) Вертикальный профиль интенсивности, (б) нормированная вертикальная диаграмма направленности $D_{ver}^{dB}(\phi)$, (в) нормированная горизонтальная диаграмма направленности $D_{hor}^{dB}(\phi)$ шумового поля на границах переходной области (Рисунок 5.5).

Сплошная кривая – $Y = -1000$ м, а пунктирная – $Y = 1000$ м

При расположении приемной системы на границах переходной области $Y = -1000$ м (сплошная кривая на Рисунке 5.7) и $Y = 1000$ м (пунктирная на Рисунке 5.7) наблюдается отличие в средней интенсивности на 3 дБ (см. Рисунок 5.7(а)). С увеличением площади жесткого дна, охватываемой шумовой областью, анизотропия поля увеличивается в горизонтальной плоскости (Рисунок 5.7(в)). В случае $Y = -1000$ м отличие составляет меньше 1 дБ, а для $Y = 1000$ м – 2 дБ.

При перемещении точки наблюдения из области мягкого дна в область жесткого в вертикальной диаграмме направленности появляются лепестки в диапазоне углов от $0 \pm 30^\circ$. Это связано с влиянием все более дальних источников и меньшим «утеканием» энергии в дно. Также при смещении антенны наблюдается увеличение абсолютного значения энергии, проходящей под углом $\approx 0^\circ$ [132] на 15 дБ. При сравнении двух различных положений приемной системы с сильно отличающимися характеристиками дна можно заключить, что существенная анизотропия шумового поля и ее изменчивость проявляется в вертикальной плоскости и в меньшей степени в горизонтальной плоскости. При этом модовый состав (см. Рисунок 5.8), формирующий поле в исследуемой приемной точке, существенно зависит от типа дна, где расположена приемная система. С увеличением скорости звука в дне модуль амплитуды доминирующей моды может отличаться в несколько раз, что связано с меньшим «утеканием» энергии в дно.

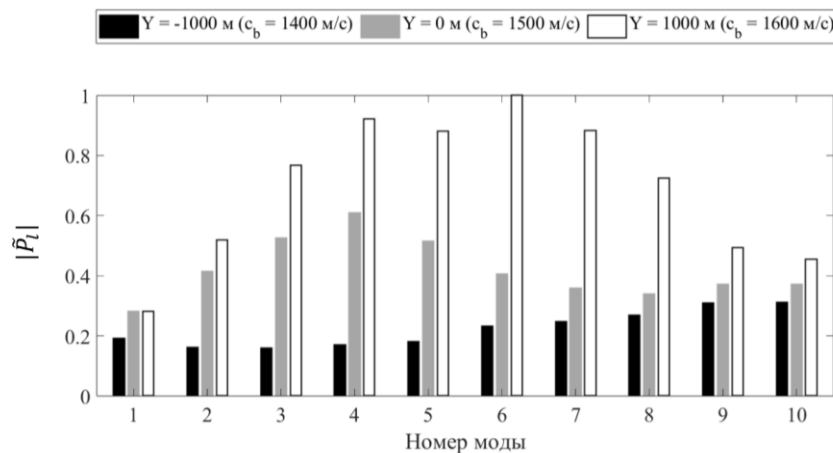


Рисунок 5.8 – Модовый состав шумового поля в центре ($Y = 0 \text{ м}$) и на границах переходной области ($Y = -1000 \text{ м}$ и $Y = 1000 \text{ м}$) (Рисунок 5.5)

5.1.3 Модель волновода в Карском море

Исследовав влияние неоднородной структуры дна на формирование шумового поля в условиях идеализированной модели, рассмотрим ситуацию, приближенную к реальной. Проанализируем шумовое поле в одном из районов Карского моря. На Рисунок 5.9 представлены три точки, в которых оцениваются

характеристики шумового поля. Радиус шумовой области вокруг каждой точки 5 км, а сами области отмечены кругами. Точки выбирались таким образом, чтобы соответствовать разным типам дна: водоподобное дно ($c_b = c_w = 1470$ м/с, Точка 2), акустически жесткое дно ($c_b = 1711$ м/с, Точка 3) и переходный тип дна ($c_b = 1581$ м/с, Точка 1). Остальные параметры соответствуют значениям, описанным в Разделе 1.1 Главы 1.

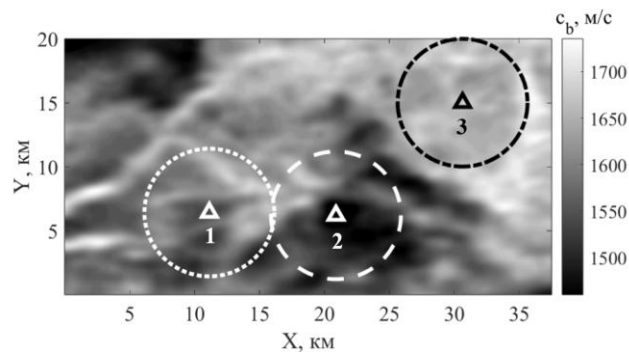


Рисунок 5.9 – Горизонтальный разрез поля скорости звука в дне Карского моря на глубине 70 м с указанием точек, для которых оценивались характеристики шума ветрового волнения (треугольники). Кругами отмечены области моделирования. Радиус областей составляет 5 км

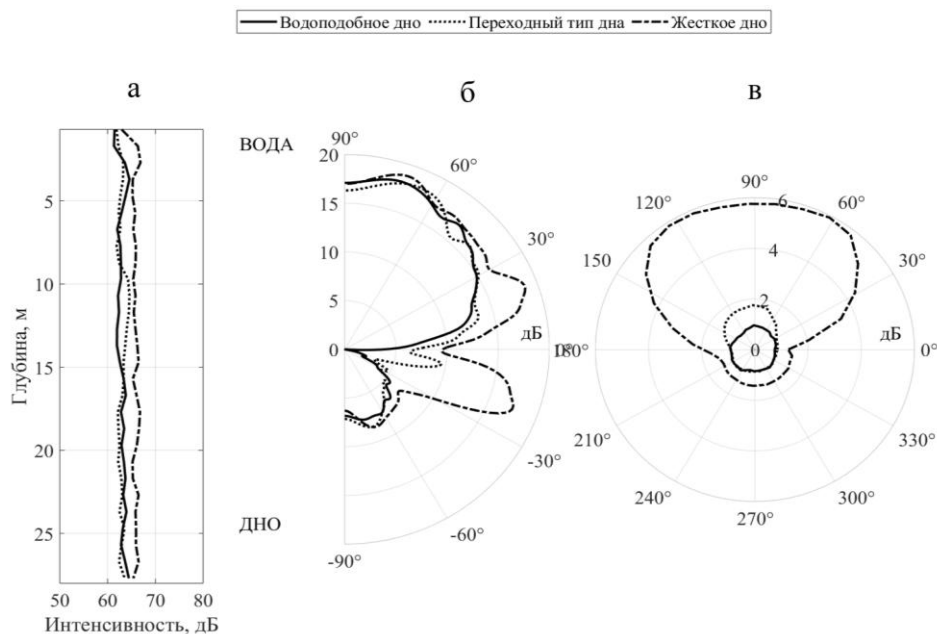


Рисунок 5.10 – (а) Вертикальные профили интенсивности; нормированные диаграммы направленности в (б) вертикальной плоскости и (в) горизонтальной плоскости для трех заданных точек на Рисунке 5.9. Сплошная линия соответствует водоподобному дну (Точка 2), пунктирная – переходному типу дна (Точка 1), штрихпунктирная – жесткому (Точка 3)

Результаты численного моделирования представлены на Рисунке 5.10 для областей, изображенных на Рисунке 5.9. На рисунке представлены средние характеристики шума для 100 случайных реализаций шума в зависимости от точки наблюдения. При такой сложной структуре дна область, где проводятся измерения, оказывается существенным фактором, влияющим на формирование шумового поля. Например, величина средней интенсивности в случае водоподобного (Точка 2) и переходного (Точка 1) типов дна отличается слабо ($\approx 0,4$ дБ), но при расположении в области жесткого дна (Точка 3) отличие по сравнению с водоподобным дном достигает $\approx 2,5$ дБ. Такое изменение связано с меньшим затуханием звука на участке жесткого дна. По этой же причине увеличивается вклад более дальних источников на формирование шумового поля, что отображено на вертикальных диаграммах направленности в виде появления дополнительного лепестка в центре. На горизонтальных диаграммах видно, что разница интенсивностей вдоль некоторых направлений может достигать 4–5 дБ. При этом в области жесткого дна, представленной на Рисунке 5.9 имеется увеличение глубины дна, что также приводит к увеличению интенсивности.

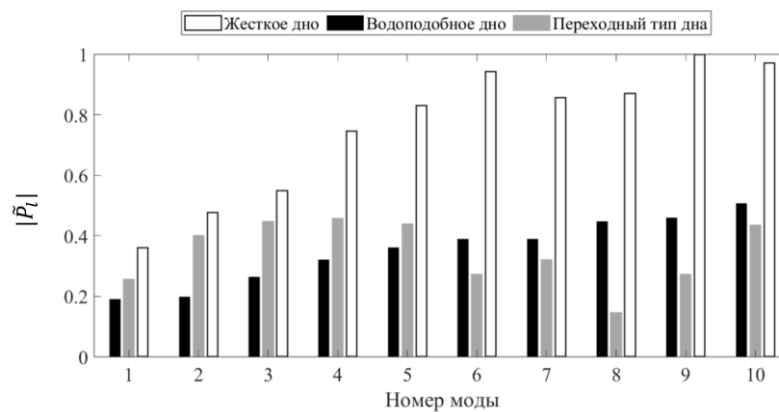


Рисунок 5.11 – Нормированные амплитуды мод шумового поля для трех точек, изображенных на Рисунке 5.9. Белые гистограммы – Точка 3, черные – Точка 2, серые – Точка 1

На Рисунке 5.11 изображен модовый состав шумового поля приповерхностных источников. В случае водоподобного дна амплитуда растет с номером моды, что связано с увеличением угла скольжения бриллюэновского луча

и большим отражением от дна (см. Рисунок 5.4). Модовая структура для переходного типа дна аналогична результату для идеализированной модели волновода при расположении антенны в центре переходной области $Y = 0$ м (см. Рисунки 5.5 и 5.6(в)). Для жесткого дна вклады распространяющихся мод более высоких номеров увеличиваются, что связано с ростом коэффициента возбуждения с номером моды при расположении источника вблизи поверхности. Дополнительно заметим, что модовый состав шума для реалистичной модели волновода с пространственно неоднородным дном и для идеализированной модели (см. Рисунок 5.8) могут существенно отличаться, что связано с азимутальной зависимостью характеристик дна.

5.2 Акустическое поле сосредоточенного шумового источника в волноводе Карского моря

Поле распределенных приповерхностных шумовых источников, проанализированное выше, моделирует естественный шум ветрового волнения. В данном параграфе рассмотрено формирование шумового поля движущимся сосредоточенным источником антропогенного происхождения. Ожидается, что такой шум можно будет использовать для зондирования водоподобных областей вместо специальных излучателей звука. В иностранной литературе такой подход называется *ship of opportunity* [133-134]. Интерес к данному подходу в Карском море может быть вызван увеличением транспортной загруженности арктического шельфа судами [110].

Для случая сосредоточенного источника шума (судна), находящегося на расстоянии r , для расчета комплексной спектральной амплитуды звукового поля P_{noise} вместо выражения (5.1), используется формула (5.8), согласно [96]:

$$P_{src}(r, z; f) = s(f) \cdot \frac{P(r, z; f)}{P_0} \sqrt{\Delta t}, \quad (5.8)$$

где $s(f)^2$ – интенсивность сосредоточенного шумового источника (*source intensity*) на расстоянии 1 м ($s(f)^2 = (p'_0)^2 10^{\frac{SSL(f)}{10}}$, $SSL(f)$ – уровень шума судна (*Ship Source Level*), дБ отн. 1 мкПа²/Гц). Тогда средняя по глубине интенсивность звука в полосе частот $\Delta f = 1$ Гц в зависимости от расстояния r

$$\bar{I}_{src}(r; f) = \frac{1}{H(r)} \int_0^{H(r)} \frac{|P_{src}(r, z; f)|^2 \Delta f}{2\rho_w c_w \Delta t} dz, \quad (5.9)$$

где $H(r)$ – толщина водного слоя. При моделировании шумового поля сосредоточенного источника не учитываются случайные фазы, что связано с исследованием в данной работе средних характеристик излучаемых компонент сигнала для интервала времени измерения $\Delta t = 1$ с. Таким образом, при расчетах случайный шумовой сигнал на частоте f фактически заменялся детерминированным сигналом той же частоты и с амплитудой, равной среднеквадратичному значению шумового сигнала. Уровень шума на сосредоточенном источнике в (5.8) полагался равным $SSL \approx 167$ дБ отн. 1 мкПа²/Гц [95].

Теперь в точках, где ранее располагались приемные системы на Рисунке 5.9 (треугольники), поместим приповерхностный сосредоточенный источник звука, а в различных направлениях от центра (по радиусу шумовой области) ориентируем акустические трассы. На Рисунке 5.12(а) представлены кривые спада средней по глубине интенсивности шума судна с расстоянием, рассчитанные согласно (5.9). Предполагается, что судно движется с постоянной скоростью и оборотами двигателя. Жирными линиями на рисунке обозначены средние значения интенсивности в соответствующих областях. Тонкие кривые отвечают зависимостям интенсивности вдоль акустических трасс с минимальными и максимальными потерями при распространении. В результате наблюдается сильная изменчивость шумового поля приповерхностного сосредоточенного источника (до 80 дБ на 5 км).

На Рисунке 5.12(б) изображены коэффициенты затухания δ в дБ/км для различных направлений при расположении источника шума (судна) в области водоподобного дна (Точка 2 на Рисунке 5.9). Средние по глубине потери для сосредоточенного шумового источника записываются как:

$$TL_{src}(r; f) = 10 \lg \left(\frac{\bar{I}_{src}(r = 1 \text{ м}; f)}{\bar{I}_{src}(r; f)} \right) \quad (5.10)$$

Для определения δ продифференцируем (5.10) по расстоянию и получим

$$\delta = - \frac{10}{\ln 10} \frac{1}{\bar{I}_{src}(r; f)} \left. \frac{d\bar{I}_{src}(r; f)}{dr} \right|_{r=5000 \text{ м}} \quad (5.11)$$

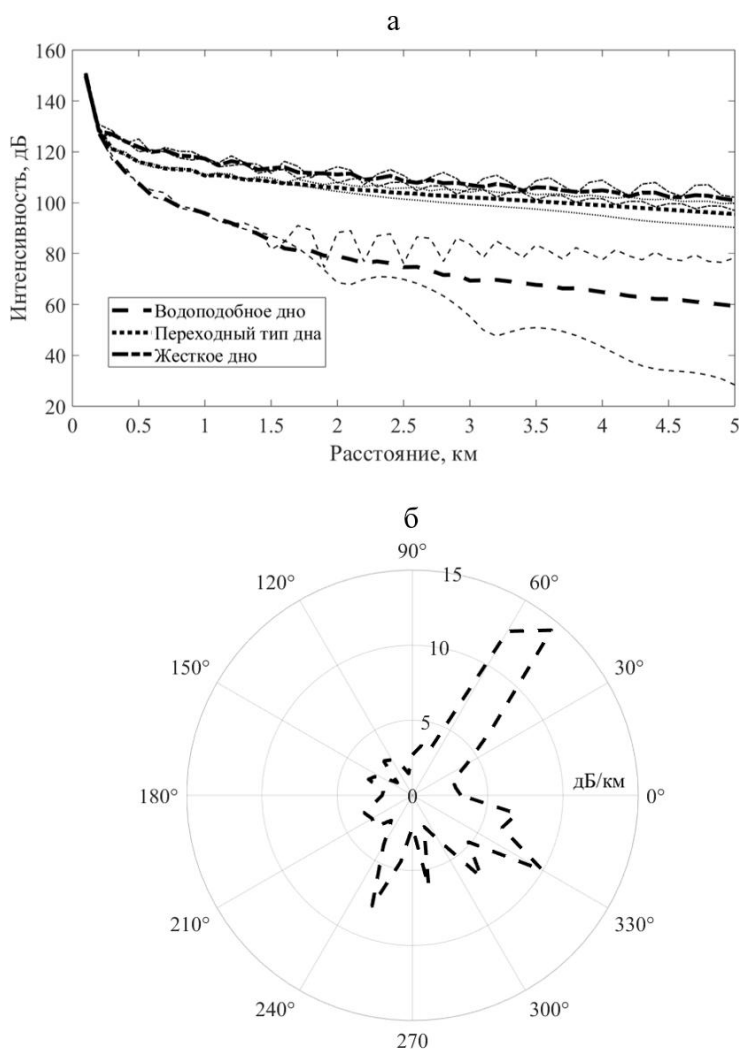


Рисунок 5.12 – а – Спадание спектрального уровня шума судна с расстоянием (среднее значение и разброс возможных значений) на частоте $f = 95$ Гц в областях с разными типами дна; б – коэффициент затухания звука δ (дБ/км) в полярных координатах в области водоподобного дна (Точка 2 на Рисунке 5.9) для той же частоты

Полученные результаты демонстрируют сильную азимутальную изменчивость коэффициента затухания звука δ . В зависимости от направления значение варьируется в диапазоне от 1.3 дБ/км до 14.4 дБ/км. Такие вариации связаны с разной суммарной протяженностью водоподобных участков дна на акустических трассах вдоль различных направлений. Таким образом, принимаемый шумовой сигнал сильно зависит от направления распространения звука в мелком море.

Проведены численные эксперименты для двух прямолинейных траекторий: судно движется по направлению вдоль водоподобной области и поперек, как на Рисунке 5.13 (а). При этом положение приемной антенны фиксировано. В результате первого численного эксперимента получен уровень шума в точке, расположенной в области переходного типа дна, при движении судна вдоль трассы, проходящей из области с водоподобным дном в область жесткого дна. При движении судна вдоль штриховой стрелки 1 интенсивность имеет локальный минимум, что связано с присутствием водоподобного участка в структуре дна между источником и приемником звука. Такое спадание интенсивности на 7 дБ для частоты $f = 95$ Гц вызвано сильным затуханием звука в области низкоскоростного осадочного слоя. С повышением частоты источника звука глубина локального минимума уменьшается. Напомним, что с ростом частоты глубина проникновения звука в дно уменьшается, а, следовательно, падает и чувствительность акустического поля к присутствию водоподобных областей на трассах. При этом важно отметить, что этот минимум наблюдается несмотря на уменьшение расстояния между судном и приемной акустической системой.

Второй численный эксперимент реализуется при движении судна от приемной цепочки гидрофонов. Интенсивность мод определялась согласно (1.25) (см. Глава 1). В момент, когда сосредоточенный источник звука пересекает водоподобную область (см. Рисунок 5.13(в)), наблюдаются осцилляции амплитуды первой волноводной моды, как было показано ранее в Разделе 3.2 Главы 3, и на Рисунке 5.13(г). При этом амплитуда и пространственный период осцилляций

уровня шума зависят от частоты источника звука (см. Таблицу 5.2) и положения водоподобной области. Однако с расстоянием амплитуда осцилляций уменьшается.

Здесь важно заметить, что даже на частотах до 500 Гц за счет присутствия водоподобных осадков моды высших номеров сильно затухают, поэтому и в таком случае можно рассматривать одномодовое распространение звука. Об этом свидетельствует совпадение кривых для первой моды и полного поля на Рисунке 5.13(г).

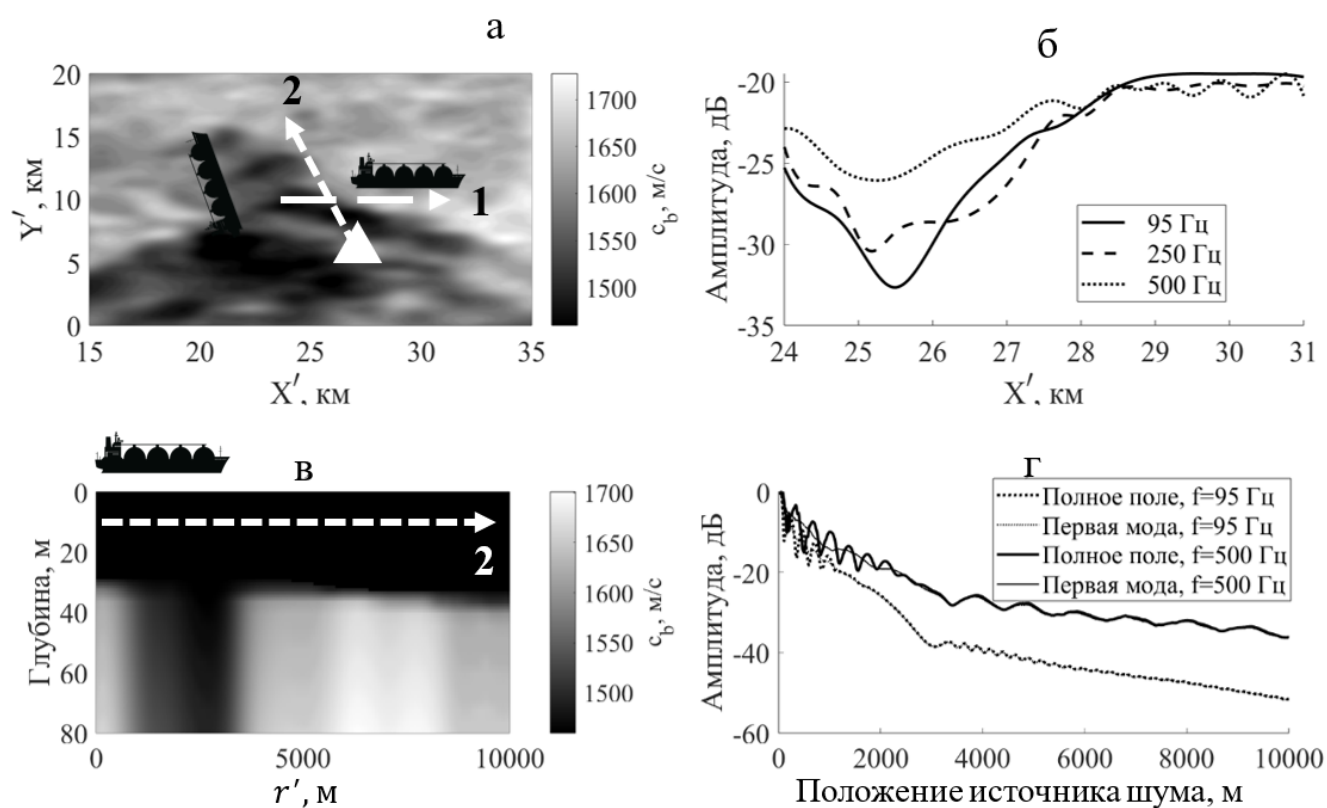


Рисунок 5.13 – Схема численных экспериментов при движении судна – вдоль водоподобной области (по стрелке 1) и поперек (по стрелке 2), треугольником отмечено положение вертикальной цепочки гидрофонов; оттенками серого обозначено распределение скорости звука в дне в горизонтальной плоскости на глубине 25 м от границы вода-дно; (б) – зависимость спектральной амплитуды шумового поля в точке расположения вертикальной цепочки гидрофонов от положения судна,двигающегося по стрелке 1, цифрами в рамке указаны соответствующие значения частоты спектральных составляющих; (в) – распределение скорости звука в вертикальной плоскости по стрелке 2; (г) – амплитуда первой моды и полного поля при пересечении судном водоподобной области (движение по стрелке 2)

Таблица 5.2 – Амплитуда и пространственный период осцилляций акустического поля при движении сосредоточенного шумового источника по трассе с водоподобной областью в дне

Частота	95 Гц	250 Гц	500 Гц
Амплитуда осцилляций, дБ	0.6	1.2	1.4
Пространственный период осцилляций, м	260	540	1010

5.3 Выводы к пятой главе

1. В рамках численного моделирования шумовых полей ветрового волнения была обнаружена связь между свойствами донной структуры и параметрами шумового поля. Для распределенных источников выявлена слабая анизотропия и изменчивость шума в горизонтальной плоскости (не более 3 дБ) и сильная – в вертикальной плоскости.
2. Для сосредоточенных шумовых источников уровень шума спадает значительно быстрее (до 80 дБ на 5 км) в водоподобной области мелководного участка Карского моря, чем в областях, где скорость звука в дне сильно превосходит скорость звука в воде;
3. Предложены новые подходы регистрации водоподобных областей на основе записи шума движущегося источника на вертикальной цепочке гидрофонов. Наличие локального минимума интенсивности, а также наличие пространственных осцилляций не только амплитуды первой моды, но и полного поля на частотах до 500 Гц может свидетельствовать о присутствии водоподобных осадков между источником и приемником.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные в диссертационной работе исследования направлены на аналитическое и численное исследование влияния водоподобных участков дна на формирование акустических полей в мелководных волноводах. Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Исходя из имеющихся экспериментальных данных о трехмерном распределении скорости звука в донных осадках в Карском море, определено понятие водоподобного дна в мелком море и показана особая роль этого типа неоднородности в формировании акустических полей.
2. Для мелководной акватории (Карское море) с трехмерными водоподобными донными осадками продемонстрирована сильная пространственная изменчивость потерь при распространении низкочастотного (50–1000 Гц) звука, разброс значений которых достигает 30 дБ на 1 км и 60 дБ на 5 км.
3. Потери при дальнем распространении низкочастотного звука, выраженные в дБ, линейно зависят от суммарной протяженности водоподобных областей. Предложена оригинальная методика оценки протяженности низкоскоростных участков дна на основе этой линейной зависимости.
4. Обнаружено, что в районах с неоднородными водоподобными осадками наблюдаются характерные осцилляции амплитуд отдельных мод и полного звукового поля в частотной области от 150 до 1000 Гц, вызванные межмодовым взаимодействием. Разработаны методики обнаружения и локализации водоподобных участков дна на основе оценки периодов указанной модуляции.
5. Показано, что протяженные неоднородности верхнего слоя донных осадков со скоростью звука, близкой к скорости звука в воде, приводят к заметной горизонтальной рефракции акустических волн. На низких частотах (ниже 150 Гц) углы рефракции могут достигать $\approx 6^\circ$. Связанные с рефракцией аномалии в средних по глубине потерях при распространении составляют ≈ 4 дБ.

6. Установлено, что в мелком море площадь морской поверхности, определяющей характеристики шумового поля ветрового волнения в точке приема, существенным образом зависит от скорости звука в донных осадках и может изменяться почти на порядок. При этом уровень шума зависит от указанной площади в значительно меньшей степени, и его изменения составляют менее 3 дБ. Продемонстрировано, что неоднородная структура верхнего осадочного слоя приводит к слабой анизотропии шума ветрового волнения в горизонтальной плоскости и сильной – в вертикальной.

В завершение хотелось бы выразить свою искреннюю благодарность моему научному руководителю Лунькову Андрею Александровичу за всестороннюю помощь и поддержку при подготовке диссертации, а также поблагодарить Петникова Валерия Георгиевича за плодотворные обсуждения научных вопросов. Исследования по теме диссертации проведены в НЦВИ ИОФ РАН в 2020–2025 гг.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$\omega = 2\pi f$ – частота источника звука;

λ – длина звуковой волны;

k_0 – волновое число в точке расположения источника;

c_b – скорость звука (скорость продольных волн) в дне;

α_b – коэффициент затухания звука в дне;

ρ_b – плотность дна;

k_b – волновое число в дне;

ρ_w – плотность водного слоя;

c_w – скорость звука в водном слое;

H – толщина водного слоя;

I – интенсивность акустического поля;

l – номер моды звукового поля;

$p(\vec{r}, z, \omega)$ – комплексная амплитуда звукового давления;

$\psi(\vec{r}, z, \omega)$ – комплексная амплитуда звукового потенциала;

$P_l(\vec{r}, \omega)$ – комплексная амплитуда волноводной моды с номером l ;

$\Psi_l(\vec{r}, z, \omega)$ – вертикальный профиль моды с номером l ;

$\xi_l = q_l + i\frac{\gamma_l}{2}$ – постоянная распространения моды с номером l ;

$q_l = \text{Re}(\xi_l)$ – действительная часть постоянной распространения моды l ;

$\gamma_l = 2\text{Im}(\xi_l)$ – затухание моды с номером l ;

V_l^{ph} – фазовая скорость моды с номером l ;

V_l^{gr} – групповая скорость моды с номером l ;

PE – параболическое уравнение (*Parabolic equation*);

$N \times 2D$ – приближение несвязных азимутов (N – количество вертикальных разрезов в $\{r, z\}$);

SPL – уровень звукового давления (*Sound Pressure Level*);

NSL – уровень звукового давления на шумовом источнике (*Noise Source Level*);

TL – потери при распространении (*Transmission Loss*).

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

Публикации в рецензируемых журналах

- A1. Lunkov A., **Sidorov D.**, Petnikov V. Horizontal refraction of acoustic waves in shallow-water waveguides due to an inhomogeneous bottom structure //Journal of Marine Science and Engineering. – 2021. – V. 9. – No. 11. – P. 1269.
<https://doi.org/10.3390/jmse9111269>
- A2. Petnikov V. G., Grigorev V., Lunkov A., **Sidorov D.** Modeling underwater sound propagation in an arctic shelf region with an inhomogeneous bottom //The Journal of the Acoustical Society of America. – 2022. – V. 151. – No. 4. – P. 2297-2309.
<https://doi.org/10.1121/10.0010047>
- A3. Луньков А. А., Петников В. Г., **Сидоров Д. Д.** Использование линейных приемных антенн для наблюдения горизонтальной рефракции низкочастотного звука в мелком море с сильно неоднородным водоподобным дном // Акустический журнал. – 2022. – Т. 68, № 4. – С. 400–408.
<https://doi.org/10.31857/S0320791922040074>
Переводная версия: Lunkov A. A., Petnikov V. G., **Sidorov D. D.** Use of linear receiving arrays for observing horizontal refraction of low-frequency sound in shallow water with a strongly inhomogeneous waterlike bottom // Acoustical Physics. – 2022. – V. 68. – No. 4. – P. 357-364.
<https://doi.org/10.1134/S1063771022040066>
- A4. **Сидоров Д. Д.**, Петников В. Г., Луньков А. А. Широкополосное звуковое поле в мелководном волноводе с неоднородным дном // Акустический журнал. – 2023. – Т. 69. – № 5. – С. 608–619.
<https://doi.org/10.31857/S0320791923600221>

Переводная версия: **Sidorov D. D.**, Petnikov V. G., Lunkov A. A. Broadband acoustic field in a shallow-water waveguide with an inhomogeneous bottom // Acoustical Physics. – 2023. – V. 69. – No. 5. – P. 699-709.

<https://doi.org/10.1134/S1063771023600663>

- A5. **Сидоров Д. Д.**, Боджона С. Д., Петников В. Г., Луньков А. А. Оценка протяжённости областей водоподобного дна на акустических трассах в мелком море // Доклады Российской академии Наук. Физика, технические науки. – 2024. – Т. 515. – № 1. – С. 85–90.

<https://doi.org/10.31857/S2686740024020137>

- A6. Боджона С. Д., **Сидоров Д. Д.**, Петников В. Г., Луньков А. А. Характеристики низкочастотного окружающего шума в мелком море с неоднородной структурой дна // Акустический журнал. – 2025. – Т. 71. – № 1. – С. 79–87.

<https://doi.org/10.31857/S0320791925010091>

Переводная версия: Bodjona S. D., **Sidorov D. D.**, Petnikov V. G., Lunkov A. A. Characteristics of low-frequency ambient noise in shallow water with a heterogeneous bottom structure // Acoustical Physics. – 2025. – V. 71. – No. 1. – P. 62-70.

<https://doi.org/10.1134/S1063771024602747>

Публикации в прочих периодических изданиях и сборниках трудов

- A7. Григорьев В. А., Луньков А. А., Петников В. Г., **Сидоров Д. Д.** Горизонтальная рефракция акустических волн в мелководных акваториях с неоднородным распределением скорости звука в дне // Сборник Трудов XXXIII сессии РАО. – М., ГЕОС, 2020, С. 27–31. DOI: 10.29006/978-5-9901449-5-8-3.

- A8. **Сидоров Д. Д.** и др. Трёхмерная структура звукового поля на морском шельфе с неоднородным дном. Акустика среды обитания: VI Всерос. конф. молодых ученых и специалистов: матер. конф. – 2021.

- A9. **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А. Моделирование трехмерной структуры звукового поля на арктическом шельфе с неоднородным дном // Школа-конференция молодых ученых «Прохоровские недели»: Тезисы докладов, Москва, 19–21 октября 2021. – С. 132–134. DOI: 10.24412/cl-35673-2021-1-132-134.
- A10. Lunkov A. A., Grigoriev V. A., Petnikov V. G., **Sidorov D. D.** 3-D sound propagation in shallow water with inhomogeneous bottom // 5-th Underwater Acoustics Conference & Exhibition, Greece, 2021.
- A11. **Сидоров Д. Д.** и др. Горизонтальная рефракция звуковых волн в волноводе с неоднородным дном и её наблюдение при использовании линейных приемных антенн // Сборник Трудов XXXIV сессии Российского акустического общества. – 2022. – С. 421–428. DOI: 10.34756/GEOS.2021.17.38112.
- A12. **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А., Петников В. Г. Применение линейных антенн для наблюдения трехмерных эффектов при распространении звука в мелководном волноводе с неоднородным дном // Акустика среды обитания 2022: Материалы VII Всероссийской конференции, Москва, 26-27 мая 2022. – С. 206–214.
- A13. **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А., Петников В. Г. Модовая структура широкополосного звукового поля в мелководном волноводе с неоднородным водоподобным дном // Сборник Трудов XXXV сессии Российского акустического общества, Москва, 13–17 февраля 2023. – С. 262–267. DOI: 10.34756/GEOS.2023.17.38455.
- A14. **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А., Петников В. Г. Моделирование распространения низкочастотного звукового импульса на морском шельфе с неоднородным дном // Акустика среды обитания: Материалы VIII Всероссийской конференции молодых ученых и специалистов, Москва, 25–26 мая 2023. – С. 241–247.

- A15. **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А., Боджона С. Д. Применение метода кластеризации для определения типа дна в мелководных районах арктического шельфа по данным о потерях при распространении низкочастотного звука // Тезисы докладов Школы-конференции молодых ученых «Прохоровские недели». – Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. АМ Прохорова Российской академии наук», 2023. – №. 1. – С. 202–204. DOI: 10.24412/cl-35673-2023-1-202-204.
- A16. Lunkov A., Grigorev V., **Sidorov D.**, Shermeneva M. Numerical and analytical study of broadband mode coupling induced by a local inhomogeneity in a shallow-water waveguide // Underwater Acoustics Conference & Exhibition Series, 2023, P. 145-150.
- A17. **Sidorov D.**, Lunkov A., Petnikov V. Numerical simulation of broadband acoustic signal propagation in a shallow-water waveguide with an inhomogeneous bottom structure // Underwater Acoustics Conference & Exhibition Series, 2023, P. 165-170.
- A18. **Сидоров Д. Д.**, Боджона С. Д., Луньков А. А. О возможности дистанционного зондирования областей водоподобного дна акустическими методами в мелководных районах арктического шельфа // Тезисы VIII Всероссийской научной конференции молодых ученых «КИМО-2024», Владивосток, 13–17 мая 2024 г.
- A19. Боджона С. Д., **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А. Численное моделирование шумового поля ветрового волнения на мелководном участке в Карском море // Тезисы VIII Всероссийской научной конференции молодых ученых «КИМО-2024», Владивосток, 13–17 мая 2024 г.
- A20. Боджона С. Д., **Сидоров Д. Д.**, Луньков А. А. Моделирование низкочастотного шумового поля на арктическом шельфе // Труды IX

Всероссийской конференции «Акустика среды обитания» (АСО-2024), Москва, 23–24 мая 2024 г. – С. 49-55.

- A21. Боджона С. Д., Луньков А. А., Петников В. Г., **Сидоров Д. Д.** Распространение звука на арктическом шельфе при наличии неоднородностей в структуре донных осадков // Труды XVII Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (ГА-2024), Санкт-Петербург, 5-7 июня 2024.
- A22. Формирование акустических полей локальными и распределенными источниками шума в мелком море с неоднородным дном / **Сидоров Д. Д.**, Боджона С. Д., Луньков А. А., Петников В. Г. // Акустический журнал. – 2024. – Т. 70, № S5. – С. 7.
- A23. Модовая структура широкополосного звукового поля в неоднородных мелководных волноводах / Луньков А. А., Григорьев В. А., **Сидоров Д. Д.**, Шерменева М. А. // Акустический журнал. – 2024. – Т. 70, № S5. – С. 6–7.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jensen F. B. et al. Computational ocean acoustics. – New York, NY : Springer New York, 2011. – 770 с.
2. Becker K. M., Goff J. Geoacoustic Inversion for the New Jersey Shelf: 3-D Sediment Model // IEEE Journal of Oceanic Engineering – 2010. – V. 35. – № 1. – P. 28–42.
3. Pekeris C. L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water. – New York, NY, 1945.
4. Hamilton E. L. Geoacoustic modeling of the sea floor // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1980. – V. 68. – No. 5. – P. 1313-1340.
5. Белов А. И., Кузнецов Г. Н. Оценка шумности движущихся источников на основе идентификации акустической модели морского дна // Акустический журнал. – 2013. – Т. 59. – №. 6. – С. 722–734.
6. Рутенко А. Н., Ущиповский В. Г. Оценки акустических шумов, генерируемых вспомогательными судами, работающими с нефтедобывающими платформами // Акустический журнал. – 2015. – Т. 61. – №. 5. – С. 605-613.
7. Григорьев В. А., Петников В. Г., Шатравин А. В. Звуковое поле в мелководном волноводе арктического типа с дном, содержащим газонасыщенный осадочный слой // Акустический журнал. – 2017. – Т. 63. – №. 4. – С. 389-405.
8. Ohta K., Frisk G. V. Modal evolution and inversion for seabed geoacoustic properties in weakly range-dependent shallow-water waveguides // IEEE journal of oceanic engineering. – 1997. – V. 22. – No. 3. – P. 501–521.
9. Кацнельсон Б. Г., Петников В. Г. Акустика мелкого моря. – М.: Наука, 1997.
10. Ballard M. S., Lin Y. T., Lynch J. F. Horizontal refraction of propagating sound due to seafloor scours over a range-dependent layered bottom on the New Jersey shelf // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2012. – V. 131. – No. 4. – P. 2587–2598.
11. Елисеевнин В. А. Усредненный отклик горизонтальной линейной антенны в мелком море // Акустический журнал. – 2004. – Т. 50. – №. 2. – С. 193–197.

12. Елисеевнин В. А. О работе горизонтальной линейной антенны в мелком море // *Акустический журнал*. – 1983. – Т. 29. – №. 1. – С. 44–49.
13. Елисеевнин В. А. Отклик низкочастотной горизонтальной линейной антенны в свободном пространстве и в волноводе // *Акустический журнал*. – 1985. – Т. 31. – №. 6. – С. 805–807.
14. Deane G. B., Buckingham M. J., Tindle C. T. Vertical coherence of ambient noise in shallow water overlying a fluid seabed // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1997. – V. 102. – No. 6. – P. 3413–3424.
15. Lin Y.-T., Eleftherakis D., Goff J., Dosso S., Chapman R., Miller J., Potty G. Geoacoustic inversion on the New England Mud Patch using warping and dispersion curves of high-order modes // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2018. – V. 143. – № 5. – P. EL405–EL411.
16. Holland C. W., Dosso S. E., Dettmer J., Goff J. A. Depth-dependent geoacoustic inferences with dispersion at the New England Mud Patch via reflection coefficient inversion // *IEEE J. Ocean Eng.* – 2019. – V. 45. – № 1. – P. 69–91.
17. Рутенко А. Н. Моделирование аномальных эффектов, обнаруженных при распространении сейсморазведочных сигналов на шельфе // *Акустика океана*. – 2020. – С. 352–356.
18. Григорьев В. А., Петников В. Г., Рослякова А. Г., Терехина Я. Е. Распространение звука в мелком море с неоднородным газонасыщенным дном // *Акустический журнал*. – 2018. – Т. 64. – №. 3. – С. 342–358.
19. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. – Гидрометеиздат, 1982.
20. Oliveira T. C. A., Lin Y. T., Porter M. B. Underwater sound propagation modeling in a complex shallow water environment // *Frontiers in Marine Science*. – 2021. – V. 8. – P. 751327.
21. Holland C. W. Propagation in a waveguide with range-dependent seabed properties // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2010. – V. 128. – No. 5. – P. 2596–2609.

22. Самченко А. Н. и др. Экспериментальные исследования на шельфе залива Петра Великого с использованием низкочастотных гидроакустических излучателей // Подводные исследования и робототехника. – 2019. – №. 3. – С. 54–60.
23. Самченко А. Н., Кошелева А. В. Особенности поля скорости звука в прибрежной зоне Японского моря (залив Петра Великого) // Вестник Дальневосточного отделения Российской академии наук. – 2012. – №. 6 (166). – С. 108–113.
24. Стаценко Л. Г., Совкова О. И., Скварник И. С. Анализ возможностей технологий беспроводного широкополосного доступа для обеспечения безопасности мореплавания в заливе Петра Великого // Вестник Инженерной школы Дальневосточного федерального университета. – 2020. – №. 3 (44). – С. 104–120.
25. Рутенко А. Н., Манульчев Д. С. Распространение низкочастотных волн через мыс Шульца // Акустический журнал. – 2014. – Т. 60. – №. 4. – С. 384–394.
26. Chaytor J. D. et al. Measurements of geologic characteristics and geophysical properties of sediments from the New England Mud Patch // IEEE Journal of Oceanic Engineering. – 2021. – V. 47. – No. 3. – P. 503–530.
27. Wan L. et al. Estimates of low-frequency sound speed and attenuation in a surface mud layer using low-order modes // IEEE Journal of Oceanic Engineering. – 2019. – V. 45. – No. 1. – P. 201–211.
28. Dosso S. E. et al. Bayesian matched-field inversion for shear and compressional geoacoustic profiles at the New England Mud Patch // JASA Express Letters. – 2025. – V. 5. – No. 4.
29. Ярина М. В., Луньков А. А., Кацнельсон Б. Г. Применение корреляционных функций шума корабля для оценки геоакустических параметров газонасыщенного дна // Сборник Трудов XXXIV сессии Российского акустического общества. – 2022. – С. 294–301.

30. Uzhansky E. et al. Integrated Methodology for Gas Content Assessment and Prediction in Shallow Muddy Lake Sediments: Acoustic Mapping and Correlation Analysis // *MethodsX*. – 2024. – P. 102799.
31. Луньков А. А., Петников В. Г., Черноусов А. Д. Оценка эффективной скорости звука в дне в мелководных акваториях // *Акустический журнал*. – 2015. – Т. 61. – №. 6. – С. 745–753.
32. Комиссарова Н. Н., Фурдуев А. В. Акустический метод измерения газосодержания в донных осадках // *Акустический журнал*. – 2004. – Т. 50. – №. 5. – С. 666–670.
33. Гусев В. А., Руденко О. В. Нелинейный звук в слое газонасыщенных осадков // *Акустический журнал*. – 2015. – Т. 61. – №. 2. – С. 169–181.
34. Кацнельсон Б. Г., Кулапин Л. Г. Усредненный закон спада интенсивности звука в нерегулярном гидроакустическом волноводе // *Акустический журнал*. – 1984. – Т. 30. – №. 5. – С. 643–648.
35. Отчет о 23-ем рейсе НИС «Академик Курчатов» (М.: Институт океанологии им. П. П. Ширшова АН СССР, 1976).
36. Shakhova N. et al. Extensive methane venting to the atmosphere from sediments of the East Siberian Arctic Shelf // *Science*. – 2010. – V. 327. – No. 5970. – P. 1246–1250.
37. Шалина Е. В., Бобылев Л. П. Изменение ледовых условий в Арктике согласно спутниковым наблюдениям // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. – 2017. – Т. 14. – №. 6. – С. 28–41.
38. Vermeer G. J. O. 3D seismic survey design. – Society of Exploration Geophysicists, 2012.
39. Боганик Г.Н., Гурвич И. И. Сейсморазведка. Тверь: Изд-во АИС, 2006.
40. Воскресенский Ю. Н. Построение сейсмических изображений. М.: РГУ нефти и газа, 2006.
41. Степанов А. В. Обработка сейсмических данных. Казань: Казанский университет, 2013.

42. Pecknold S. P., Masui K. W., Hines P. C. Transmission loss measurements and geoacoustic sensitivity modeling at 1.2 kHz // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2008. – V. 124. – No. 3. – P. EL110-EL115.
43. Луньков А. А., Григорьев В. А., Петников В. Г. Акустические характеристики морского дна и их влияние на дальнейшее распространение звука на арктическом шельфе // *Успехи физических наук*. – 2024. – Т. 194. – №. 2. – С. 184–207.
44. Boyer T. P. et al. Noaa atlas nesdis 87 // *World Ocean Database*. – 2018. – Т. 2018. – С. 1–207.
45. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. – Рипол Классик, 1984.
46. Курицын Ю. А. и др. Роль модового состава лазерного излучения при импульсном ИК возбуждении молекул // *Квантовая электроника*. – 1989. – Т. 16. – №. 8. – С. 1664–1671.
47. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика: Нерелятивистская теория. – Наука, 1989. – Т. 3.
48. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология Т. 1, 2. Пер с англ. – 1983.
49. Katsnelson B., Petnikov V., Lynch J. *Fundamentals of Shallow Water Acoustics*. New York, Dordrecht, Heidelberg, London: Springer. 2012.
50. Porter M. The KRAKEN normal mode program / Porter M. [Электронный ресурс] // *Ocean Acoustics Library - OALIB*: [сайт]. — URL: https://oalib-acoustics.org/website_resources/AcousticsToolbox/manual/kraken.html (дата обращения: 05.03.2024).
51. Бреховских Л. М., Годин О. А. Акустика неоднородных сред. Т. 2. Звуковые поля в слоистых и трехмерно-неоднородных средах. – 2009.
52. Collins M. D. A self-starter for the parabolic equation method // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1992. – V. 92. – No. 4. – P. 2069-2074.
53. Collins M. D. User's Guide for RAM Versions 1.0 and 1.0 p // *Naval Research Lab, Washington, DC*. – 1995. – V. 20375. – P. 14.
54. Parsons A. R. et al. The Barents Sea polar front in summer // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1996. – V. 101. – No. C6. – P. 14201–14221.

55. McDaniel S. T. Calculation of mode conversion rates // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1978. – V. 63. – No. 5. – P. 1372–1374.
56. DeCourcy B. J., Duda T. F. A coupled mode model for omnidirectional three-dimensional underwater sound propagation // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2020. – V. 148. – No. 1. – P. 51–62.
57. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Дифференциальная акустическая диагностика случайных океанических неоднородностей // Акустический журнал. – 1988. – Т. 34. – №. 2. – С. 285–289.
58. Нечаев А. Г., Хилько А. И. Определение локальных характеристик океанических неоднородностей, распределенных вдоль акустической трассы // Акустический журнал. – 1988. – Т. 34. – №. 4. – С. 694–699.
59. Есипов И. Б. и др. Параметрическая антенна для гидрофизических исследований на протяженных трассах // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2016. – Т. 80. – №. 10. – С. 1340–1349.
60. Дбар Р. С. и др. Экспериментальный морской полигон для гидроакустических и океанологических работ у мыса Сухумский в Черном море // Труды Всероссийской акустической конференции. – 2020. – С. 694–700.
61. Есипов И. Б., Тарасов С. П., Чулков В. Л. Параметрическая гидроакустическая антенна—перспективный инструмент для мониторинга океана на протяженных трассах // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. – 2022. – Т. 7. – №. 2. – С. 46–57.
62. Григорьев В. А., Кацнельсон Б. Г. Флуктуации звука, обусловленные взаимодействием мод на движущихся нелинейных внутренних волнах в мелком море // Акустический журнал. – 2014. – Т. 60. – №. 3. – С. 262–271.
63. Григорьев В. А., Кацнельсон Б. Г. Флуктуации энергии высокочастотных звуковых сигналов в мелком море в присутствии нелинейных внутренних волн // Акустический журнал. – 2013. – Т. 59. – №. 4. – С. 485–493.
64. Jiang Y., Grigorev V., Katsnelson B. Sound field fluctuations in shallow water due to nonlinear internal waves and determination of their parameters // Proceedings of Meetings on Acoustics. – AIP Publishing, 2021. – V. 44. – No. 1.

65. Луньков А. А., Шерменева М. А. Взаимодействие мод на сосредоточенной неоднородности в мелководном акустическом волноводе в широкой полосе частот // *Акустический журнал*. – 2022. – Т. 68. – №. 5. – Р. 510-519.
66. Григорьев В. А., Луньков А. А. Взаимодействие мод на киле тороуса в широкой полосе частот // *Акустический журнал*. – 2023. – Т. 69. – №. 4. – С. 453–464.
67. Grigor'Ev V. A., Lunkov A. A., Petnikov V. G. Effect of sound-speed inhomogeneities in sea bottom on the acoustic wave propagation in shallow water // *Physics of Wave Phenomena*. – 2020. – V. 28. – P. 255-266.
68. Кацнельсон Б. Г., Цхоидзе А. В. Пространственно-частотное распределение интенсивности звукового поля в окрестности температурного фронта в мелком море // *Акустический журнал*. – 2007. – Т. 53. – №. 5. – С. 695–702.
69. Кацнельсон Б. Г., Малыхин А. Ю. Пространственно-временная интерференция звукового поля в горизонтальной плоскости в области берегового склона // *Акустический журнал*. – 2012. – Т. 58. – №. 3. – С. 330–337.
70. Badiéy M. et al. Acoustic multipath arrivals in the horizontal plane due to approaching nonlinear internal waves // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2011. – V. 129. – No. 4. – P. EL141-EL147.
71. Есипов И. Б. и др. Горизонтальная рефракция акустического сигнала на шельфе и в береговом клине Черного моря // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. – 2020. – Т. 84. – №. 6. – С. 833–838.
72. Петров П. С., Голов А. А., Безответных В. В., Буренин А. В., Козицкий С. Б., Сорокин М. А., Моргунов Ю. Н. Экспериментальное и теоретическое исследование времен прихода и эффективных скоростей при дальнем распространении импульсных акустических сигналов вдоль кромки шельфа в мелком море // *Акустический журнал* - 2020. - Т. 66. - № 1. - С. 20–33.
73. Munk W. H., Zachariasen F. Sound propagation through a fluctuating stratified ocean: Theory and observation // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1976. – V. 59. – No. 4. – P. 818-838.
74. Weinberg H., Burridge R. Horizontal ray theory for ocean acoustics // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1974. – V. 55. – No. 1. – P. 63-79.

75. Burridge R., Weinberg H. Horizontal rays and vertical modes // Wave propagation and underwater acoustics. – 2005. – P. 86-152.
76. McDaniel S. T., McCammon D. F. Mode coupling and environmental sensitivity of shallow-water propagation loss predictions // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1987. – V. 82. – P. 217–223.
77. Rouseff D., Ewart T. E. Effect of random sea surface and bottom roughness on propagation in shallow water // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1995. – V. 98(6). – P. 3397-3404.
78. Gerdes F., Hofmann H.-G., Nissen I. Comparison of measured and modeled acoustic propagation loss in the Baltic Sea // Proceeding of the 7th European Conference on Underwater Acoustics, ECUA 2004. Delft, the Netherlands. P. 51–56.
79. Кержаков Б. В. Исследование влияния упругого слоистого дна на распространение акустических сигналов и разработка методов определения акустических характеристик слоистого дна. – Российский фонд фундаментальных исследований, 1998. – №. 96-02-18944.
80. Фокина М. С., Фокин В. Н., Шаронов Г. А. Идентификация слоистого дна в мелком море по пространственно-частотным зависимостям потерь // Акустический журнал. – 1997. – Т. 43. – №. 5. – С. 688–695.
81. Григорьев В. А., Луньков А. А., Петников В.Г. Затухание звука в мелководных акваториях с газонасыщенным дном // Акустический журнал. – 2015. – Т. 61. – №1. – С. 90–100.
82. Гулин О. Э., Ярошук 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.
83. Гулин О. Э., Ярошук И. О., Коротченко Р. А. О средней интенсивности поля и отдельных мод низкочастотного звукового сигнала в мелководном волноводе со статистически неровной донной границей // Акустический журнал. – 2024. – Т.70. – №4. – С. 517–535

84. Liu Y. et al. Reconstruction of ocean front model based on sound speed clustering and its effectiveness in ocean acoustic forecasting // *Applied Sciences*. – 2021. – V. 11. – No. 18. – P. 8461.
85. Liu Y. et al. Reconstruction method of ocean front model based on fuzzy cluster analysis of sound speed profile // *IEEE Access*. – 2021. – V. 9. – P. 112714-112725.
86. Vicen-Bueno R., Fabbri T., Eleftherakis D. Clustering of sound speed profiles using a parameterization technique // *Global Oceans 2020: Singapore–US Gulf Coast*. – IEEE, 2020. – P. 1-6.
87. Martin S. B. et al. Verifying models of the underwater soundscape from wind and ships with benchmark scenarios // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2024. – V. 156. – No. 5. – P. 3422-3438.
88. Siderius M. et al. Techniques for modeling ocean soundscapes: Detailed description for wind contributions // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2024. – V. 156. – No. 5. – P. 3446-3458.
89. Hildebrand J. A. Anthropogenic and natural sources of ambient noise in the ocean // *Marine Ecology Progress Series*. – 2009. – V. 395. – P. 5-20.
90. Wille P. C., Geyer D. Measurements on the origin of the wind-dependent ambient noise variability in shallow water // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1984. – V. 75. – No. 1. – P. 173-185.
91. Hollett R. D. Observations of underwater sound at frequencies below 1500 Hz from breaking waves at sea // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1994. – V. 95. – No. 1. – P. 165–170.
92. Knudsen V.O., Alford R.S., Emling J.W. Underwater ambient noise // *J. Mar. Res.* – 1948. – V.7. – P.470-485.
93. Kennedy R. M., Goodnow T. V. Measuring the vertical directional spectra caused by sea surface sound // *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. – 1990. – V. 15. – No. 4. – P. 299–310.
94. Renner W. W. Ambient Noise Directionality Estimation System (ANDES) Technical Description, Science Applications Int. Corp. – SAIC-86/1645, McLean, VA, 1986.

95. Leigh C. V., Eller A. I. Dynamic ambient noise model comparison with Point Sur, California, in situ data // *Contract*. – 2006. – V. 24. – No. 02-D. – P. 6602.
96. Carey W. M., Evans R. B. *Ocean ambient noise: measurement and theory*. – Springer Science & Business Media, 2011.
97. McKenna M. F. et al. Underwater radiated noise from modern commercial ships // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 2012. – V. 131. – No. 1. – P. 92–103.
98. Завольский Н. А., Раевский М. А. Горизонтальная анизотропия динамических шумов в глубоком и мелком море // *Акустический журнал*. – 2019. – Т. 65. – №. 2. – С. 197–202.
99. Раевский М. А., Хилько А. И. Теоретическая модель низкочастотных динамических шумов в мелком море // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*. – 2006. – Т. 49. – №. 3. – С. 199–206.
100. Раевский М. А., Хилько А. И. О горизонтальной анизотропии динамических шумов в океанических волноводах // *Акустический журнал*. – 2014. – Т. 60. – №. 6. – С. 633–637.
101. Газарян Ю.Л. Об энергетическом спектре шума в плоскостойных волноводах // *Акустический журнал*. – 1975. – Т. 21. - №. 3. – С. 382–389.
102. Аредов А.А., Дронов Г. М., Фурдуев А.В. Влияние ветра и внутренних волн на параметры шума океана // *Акустический журнал*. – 1990. – Т. 36. - №. 4. – С. 581-585.
103. Ingenito F., Wolf S.N. Site dependence of wind-dominated ambient noise in shallow water // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1989. – No.1. – P. 141-145.
104. Yang T. C., Yoo K. Modeling the environmental influence on the vertical directionality of ambient noise in shallow water // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1997. – V. 101. – No. 5. – P. 2541-2554.
105. Ramji S., Latha G., Ramakrishanan S. Analysis of fluctuations in wind dependent shallow water ambient noise spectrum // *Fluctuation and Noise Letters*. – 2007. – V. 7. – No. 03. – P. L313-L319.

106. Yoo K., Yang T. C. Improved vertical array performance in shallow water with a directional noise field // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1998. – V. 104. – No. 6. – P. 3326–3338.
107. Комиссарова Н. Н. Анизотропия поля поверхностных источников шума в прибрежной области с произвольной формой дна и профиля скорости звука // *Акустический журнал*. – 2003. – Т. 49. – №. 4. – С. 519–528.
108. Perkins J. S. et al. Modeling ambient noise in three-dimensional ocean environments // *The Journal of the Acoustical Society of America*. – 1993. – V. 93. – No. 2. – P. 739–752.
109. Волков М. В. и др. Звукоподводная связь с использованием вертикальных приемных антенн в мелководных акваториях с ледовым покровом // *Океанология*. – 2021. – Т. 61. – №. 4. – С. 649–661.
110. Silber G. K., Adams J. D. Vessel operations in the Arctic, 2015–2017 // *Frontiers in Marine Science*. – 2019. – V. 6. – P. 573.
111. Liu Q. et al. Wind and wave climate in the Arctic Ocean as observed by altimeters // *Journal of Climate*. – 2016. – V. 29. – No. 22. – P. 7957–7975.
112. Findlay C. R. et al. Small reductions in cargo vessel speed substantially reduce noise impacts to marine mammals // *Science Advances*. – 2023. – V. 9. – No. 25. – P. eadf2987.
113. Курьянов Б. Ф. Подводные шумы океана. // Сборник трудов I-ой школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана. Современное состояние», М.: Наука. 1982. С. 164–174.
114. Курьянов Б. Ф. Развитие представлений о низкочастотных шумах океана за 50 лет // *Акустика океана* М.: ГЕОС. 1998. С. 116–124.
115. Nadarajah S., Pogány T. K., Saxena R. K. On the characteristic function for Burr distributions // *Statistics*. – 2012. – V. 46. – No. 3. – P. 419–428.
116. Шмойлова Р. А., Минашкин В. Г., Садовникова Н. А. Практикум по теории статистики. – 2014.
117. Луньков А. А., Петников В. Г. Использование вертикальной приемной антенны для геоакустической инверсии в мелководном волноводе с ледовым

- покровом // Доклады РАН. Физика, технические науки. – 2022. – Т. 505. – № 1. – С. 78–82.
118. Луньков А. А., Шерменева М. А. Оценка расстояния до сосредоточенной неоднородности на акустической трассе в мелком море при наличии фоновых возмущений // Акустический журнал. – 2024. – Т. 70. – №. 4. – Р. 566–581.
119. Грачев Г. А. К теории инвариантов акустического поля в слоистых волноводах // Акустический журнал. – 1993. – Т. 39. – №. 1. – С. 67–71.
120. Чупров С. Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане // Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука. – 1982. – С. 71–82.
121. Гулин О. К расчетам низкочастотных акустических полей в нерегулярных волноводах при наличии сильного обратного рассеяния // Акустический журнал. — 2008. — Т. 54. — № 4. — С. 575—586.
122. Казак М. С., Петров П. С., Кошель К. В. Исследование обратного рассеяния акустических мод на неоднородностях рельефа дна с использованием метода инвариантного погружения // Подводные исследования и робототехника. – 2021. – №. 2. – С. 76–81.
123. Petrov P. S., Petrova T. N. Asymptotic solution for the problem of sound propagation in a sea with an underwater canyon // The Journal of the Acoustical Society of America. – 2014. – V. 136. – No. 4. – P. EL281-EL287.
124. Лебедев О. В. О возможности применения модели с эквивалентной плоской волной для повышения точности пеленгования низкочастотных сигналов в мелком море // Акустический журнал. – 2012. – Т. 58. – №. 5. – С. 628–638.
125. Беседина Т. Н. и др. Локализация источника звука в океанических волноводах // Акустический журнал. – 2015. – Т. 61. – №. 2. – С. 207–215.
126. Урик Роберт Дж. Основы гидроакустики Л.: Судостроение, 1978, перевод с английского, 448 с.
127. Касаткин Б. А., Касаткин С. Б. Способ обнаружения шумящих, движущихся в море объектов. – 2018.

128. Мастеров Е. П., Шорохова С. П. Некоторые результаты экспериментального исследования спектрально-энергетических характеристик моря // Акустический журнал. – 1973. – Т. 19. – №. 2. – С. 207–212.
129. Kewley D. J., Browning D. G., Carey W. M. Low-frequency wind-generated ambient noise source levels // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1990. – V. 88. – No. 4. – P. 1894-1902.
130. Kuperman W. A., Ingenito F. Spatial correlation of surface generated noise in a stratified ocean // The Journal of the Acoustical Society of America. – 1980. – V. 67. – No. 6. – P. 1988-1996.
131. Зверев В. А., Иванова Г. К. О формировании волн Бриллюэна в подводном звуковом канале // Акустический журнал. – 2003. – Т. 49. – №. 5. – С. 632–637.
132. Kuperman W. A. Underwater acoustics // Encyclopedia of Physical Science and Technology. – 2004. – P. 317-338.
133. Gülzow W. et al. One year of continuous measurements constraining methane emissions from the Baltic Sea to the atmosphere using a ship of opportunity // Biogeosciences. – 2013. – V. 10. – No. 1. – P. 81-99.
134. Heaney K. D. Rapid geoacoustic characterization using a surface ship of opportunity // IEEE Journal of Oceanic Engineering. – 2004. – V. 29. – No. 1. – P. 88-99.